SZ. P. HROMOV

A SZINOPTIKUS METEOROLÓGIA ALAPJAI

AKADÉMIAI KIADÓ
BUDAPEST

1952

A mű eredeti címe:

ОСНОВЫ СИНОПТИЧЕСКОЙ МЕТЕОРОЛОГИИ

Гидрометеоиздат, Ленинград, 1948

Fordították:

BODOLAI ISTVÁN
CSAPLAK ANDOR
FARAGÓ LÁSZLÓ
GELLÉRI SÁNDOR
HILLE ALFRÉD

Lektorálta:

OZORAI ZOLTÁN

Szerkesztette:

DÉSI FRIGYES

Akadémiai Kiadó (Budapest, V., Alkotmány-u. 21) Felelős: Mestyán János.

Akadémiai nyomda, Gerlóczy-u. 2. — 16066 — Felelős vezető: ifj. Puskás Ferenc

ÉRTELEMZAVARÓ SAJTÓHIBÁK

85. oldal 18. sorában : »1. Az emagramm« címszó kiegészítendő : »(1. sz. melléklet)«.
131. oldal 16/c ábrán a 995 mb-os izobár jobboldali végén a »896« átjavítandó »995«-re.
146. oldalon a (12) képlet helyesen :

$$\frac{\partial p}{\partial t} = g \operatorname{div} \varrho \mathbf{V} dz.$$

155. oldal 28. ábra szövegében »szimmetrikus« helyesen »aszimmetrikus«.
169. oldalon a (7) egyenlet helyesen :

$$O = -\frac{1}{\varrho} \frac{\partial p}{\partial z} - g.$$

183. oldal 51. és 52. ábra szövegében »erő nélkül« helyesen : »erő jelenlétében«.
222. oldalon alulról a 7. sorban : »ragjának« helyesen : »tagjának«.
230. oldalon a 65. ábra szövegében : »instabilis« helyesen : »stabilis«.
237. oldal 72. ábra szövegében a »levegőben« szó után beszúrandó : »a St. Louis hajó fedélzetén«.
261. oldal 83. ábrán a legfelső légtömeg helyesen : »cTM.«
276. oldal 86. ábrán a felső görbe helyes megjelölése : »mTM«.
339. oldal 114. ábrán »A jegesedés határa« helyesen : »A jégmagvak határa.«
481. oldal 184. ábrán »Artikus front« helyesen : »Arktikus front«.
505. oldal 199. ábrán »Hideg advokáció« helyesen : »Hideg advekció«.
560. oldal 219. ábra szövegében a zárójelben az »A« törlendő.
592. oldal első sora helyesen : »VIII. A szinoptikus helyzet prognózisa.«
666. oldalon az első formula negyedik tagjában és a második formulában »c_v« helyesen : »c_p«.

Az 1. sz. melléklet szövegében : »sárga vonalak« helyesen : »barna vonalak«.
A 2. sz. melléklet szövegében : »kék görbék« helyesen : »barna görbék«. ;
»sárga vonalak« helyesen : »kék vonalak«.

ELŐSZÓ

A magyar meteorológia — szoros összefüggésben az egyéb természettudományokkal — hatalmasat fejlődött a felszabadulás óta. Ha e fejlődést némiképen érzékeltetni akarjuk, túlzás nélkül állíthatjuk, hogy hároméves tervünk keretében, majd népgazdaságunk első ötéves tervének két esztendeje alatt olyan támogatást nyujtott Pártunk és Kormányzatunk a meteorológia számára, amely még a legmerészebb képzeletet is meghaladja és a magyar meteorológia történetében példa nélkül álló.

Nemcsak sűrű, az egész ország területére kiterjedő, hatalmas állomáshálózatunk jó működésének teremthettük meg az anyagi feltételeit, hanem központi intézetünk tudományos kutatómunkája számára is. Magaslégkörkutató obszervatóriumunk, napsugárzás és légköri elektromosságmérő pavilonjaink elkészülése, újabb központi épületünk és agrometeorológiai obszervatóriumunk folyamatban lévő épülése kézzelfoghatóan és szembeszökően bizonyítja a magyar meteorológiai szolgálat és tudomány fejlődésének hatalmas lendületét.

Igen jelentős az a támogatás is, amelyet a Magyar Tudományos Akadémia nyujt közvetlenül a meteorológia és annak művelői számára. Az Akadémiai Meteorológiai Bizottság — sok egyéb és nem kevésbbé fontos feladataink ellátása mellett — különösen a magyar nyelvű meteorológiai szakirodalom megteremtésével kapcsolatban fejtett ki hasznos tevékenységet. Elsősorban a legsúlyosabb hiányokat kellett pótolni, az alapvető meteorológiai szakkönyveket kellett a könyvkiadási tervezetbe illeszteni. Ennek a sorozatnak legelső műve, a már megjelent *Mezőgazdasági meteorológia* (Aujeszky—Berényi—Béll) volt. Ebben az évben elkészülnek a tervbevett további munkák is: az éghajlattan, a repülési meteorológia, a dinamikus meteorológia területéről.

Ennek a sorozatnak egyik legfontosabbb műve Hromov szinoptikus meteorológiája. E kitűnő szovjet mű 1940-ben német nyelvű fordításban is megjelent. (S. P. Chromow : Einführung in die synoptische Wetteranalyse.) Az első kiadáshoz viszonyítva — mennyiségben és minőségben egyaránt — hatalmasat gyarapodott Hromov világhírre szert tett szinoptikus műve. E mű nemcsak az élenjáró szovjet szinoptika elméleti és gyakorlati eredményeit foglalja egybe, hatalmas és részletes áttekintést nyujt a legkülönfélébb szinoptikus kutatási irányokról is. Alapvető tudományos mű a javából, nélkülözhetetlen a szinoptikusok számára.

Számunkra különösen a könyvnek az a része értékes, amely az advektív dinamikus analízis módszerének tárgyalását tartalmazza. Ez a módszer, amelynek kidolgozása a szovjet szinoptikusok három legkiválóbbjától,

Pogoszjantól, Taborovszkijtól és Kibeltől ered, nemcsak az időjárás előrejelzésének gyakorlatában növeli meg a prognózisok beválási valószínűségét, hanem elmélete a további kutatások számára is hatalmas és termékeny perspektívát nyujt.

Az advektív dinamikus analízis lényeges haladást jelent a szinoptikus kutatások terén és főként olyan értelemben jelent haladást, hogy kimutatja a sokhelyütt még ma is használatban lévő légtömegelemző módszer erősen formalisztikus szemléletmódját.

Bizonyosak vagyunk abban, hogy a magyar szinoptikus kutatás az advektív dinamikus analízis alkalmazásával nemsokára önálló eredményeket fog elérni. Ezeket az eredményeket el is kell érnünk, mert csak ilyen módon tudjuk a legméltóbb formában meghálálni azt a szinte felbecsülhetetlen értékű segítséget, amelyet a szovjet tudomány a meteorológia területén is nyujt nekünk.

Dési Frigyes

Budapest, 1952. február hó.

A SZERZŐ ELŐSZAVA

Ez a könyv a szinoptikus meteorológia rendszerezésének és monográfikus kifejtésének területén végzett 15 éves munkám eredménye. Könyvemet, melyet 1942—1945. között írtam és amelyet a háború erősen késleltetett, két hasonló tárgyú munka előzte meg: «Bevezetés a szinoptikus analízisbe» (1934—1937.) és a «Szinoptikus meteorológia» (1940.). Egész sor változtatás és kiegészítés már a kézirat elkészülte után került bele a könyvbe.

Munkám első szakaszában, 1942—1943-ban, mint társszerző V. A. Bugajev professzor is tevékenyen közreműködött. A könyv 90 paragrafusából 9-et (12—18, 26, 74, valamint a 29, 30 és 70. paragrafusok szövegben megjelölt részeit) Bugajev írta. Együttes munkánk eredménye a 19. és 20. §. ezenkívül a felsorolt anyag jelentős részét közösen vitattuk meg.

1948-ban felhasználtam N. L. Taborovszkij tanácsait és ő írta az 59. §-t, valamint a 31,. 51., 57., 70., 72., 73. paragrafusok szövegben megjelölt részeit. Ez az anyag az advektív-dinamikus analízis kérdéseit tárgyalja az arra legilletékesebb szerző tollából. A 75., 78., 79. és 80. § egyes részeit A. Sz. Zverev írta saját munkái alapján. A 85. § néhány részlete G. J. Vángengeim és B. L. Dzerdzejevszkij professzorok tollából származik. Ezenkívül a könyv szerkesztésének és a szöveg végleges elrendezésének munkájában jelentős segítséget nyújtott A. Sz. Zverev. A hasáblevonatok átnézése során értékes megjegyzéseket kaptam H. P. Pogoszjantól, Sz. T. Pagavatól és N. V. Petrenkótól. Értékes közreműködésükért valamennyi fentemlített elvtársamnak őszinte hálámat fejezem ki.

A könyv nem új kiadása az 1940-ben megjelent «Szinoptikus meteorológiá»-nak. Alapjában véve a könyvet újból megírtam és az olvasó meggyőződhet róla, hogy a munka az anyag kiválasztásának, elrendezésének, előadásmódjának és bizonyos meteorológiai irányelveknek szempontjából is új. Ebben a könyvben sokkal inkább kiemelhettem a szovjet tudomány vezető szerepét a szinoptikus meteorológia egész sor területén, amelyet a szovjet szinoptikusok nagy kollektívája az utóbbi években kivívott magának, mint amennyire ez a 8 évvel ezelőtt megírt «Szinoptikus meteorológia» c. munkában lehetséges volt. Néhány olyan eredményt, melyek az 1946—47-es években váltak ismeretessé, sajnos nem vehettem kellő mértékben figyelembe, mivel a könyv ekkor már a kiadónál volt. Ezek az eredmények a könyvben mint kiegészítések szerepelnek. Ezek közé tartoznak Sz. T. Pagava és N. L. Taborovszkij disszertációi, B. L. Dzerdzejevszkij és V. M. Kurganszkij munkái, valamint A. Sz. Zverev és mások disszertációi.

A könyv túlnő a tankönyv által megkívánt kereteken és ilyen értelmű felhasználásra csak bizonyos átdolgozás mellett alkalmas. A felkészült olvasó,

így elsősorban a gyakorlati szinoptikusok számára azonban a kibővített könyv nagyon hasznos segítséget nyujthat. A könyv anyagát még ilyen kibővített terjedelem ellenére is nagyon szigorú kiválasztásnak kellett alávetni.

A hosszúlejáratú időelőrejelzés kérdéseit a munka csak elvi alapjaiban érinti. A könyv nem tartalmazza a regionális szinoptika rendszeres tárgyalását sem, így többek között nem foglalkozik a Szovjetunió területének szinoptikus sajátságaival. Az erre vonatkozó gazdag anyag egy újabb hatalmas könyvet töltene meg.

Az időjárási prognózis és analízis rendszeres megismeréséhez a könyv anyagának ismerete elkerülhetetlen. Segédletként a könyvhöz a következő munkák használhatók fel: «Szinoptikus térképatlasz», V. A. Bugajev: «A nyomástopográfia módszere» és «A szinoptikus analízis technikája» c. könyve, továbbá N. P. Büzov: «Az elemi szinoptika ellenőrző feladatgyűjteménye» c. munkája. Ebből a szempontból azonban semmi sem pótolja a közvetlen gyakorlati munkában való részvételt.

Leningrád, 1948. május hó.

Sz. P. Hromov

SZIMBÓLUMOK

1. Matematikai jelek

A vékony (világos) írással szedettek skaláris mennyiségeket jelölnek; a vastaggal (kövérrel) szedettek vektorokat; · a vektorok skaláris szorzatának, × a vektorok vektoriális szorzatának a jele.

$\frac{d}{dt}$ — individuális differenciálhányados az idő szerint[1]

$\frac{\partial}{\partial t}$ — időszerinti helyi differenciálhányados

$\frac{\delta}{\delta t}$ — időszerint differenciálhányados mozgó koordinátarendszerben

∇A — Az A skaláris aszcendense

$-\nabla A$ — az A skaláris gradiense

$\text{div } \mathbf{A} = \nabla \mathbf{A} = \left(\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial y} + \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial z} \right)$ = az **A** vektor divergenciája

rot — rotáció

∇_2 — horizontális aszcendens

div_2 — horizontális divergencia

$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla \cdot$ — az Euler-operátor

$$p_{lmn} = \frac{\partial^{l+m+n} p}{\partial x^l \partial y^m \partial z^n}$$

a, b, c — a deformáció, vergencia[2] és forgás együtthatói a lineáris mozgásegyenletekben

$(u = u_0 + a_x + b_x - c_y;\ v = v_0 - a_y + b_y + c_x)$

n — a normális iránya (az izobárfelületen, izobáron és i. t.)

[1] Az individuális differenciálhányados a mozgó levegőrészecskéhez kötött koordinátarendszerben a részecske állapotjelzőinek időszerinti differenciálhányadosa. (A szerk. megjegyzése.)

[2] A vergencia a divergencia és konvergencia (a szétáramlás és összeáramlás) közös összefoglaló neve. A matematikai és fizikai szakirodalomban a »divergencia« kifejezés használatos. (A szerk. megjegyzése.)

2. Fizikai és fizikai-meteorológiai jelek

A, A — a földforgás eltérítő ereje (a horizontális összetevője : $A = 2\omega \sin \varphi \, V_2$)
$\mathbf{A}_F$, A_F — a front gyorsulása
A, A — a légnyomási központ gyorsulása
A — a munka hőegyenértéke
abs — abszolút hőmérsékleti skála
b — nyomás higanymilliméterekben
C — cirkulációs gyorsulás
C, C — centrifugális erő
$\mathbf{C}_F$, C_F — a front sebessége
c_p — a száraz levegő állandó nyomáson vett fajhője
c_v — a száraz levegő állandó térfogaton vett fajhője
c_{pw}, c'_p — a vízgőz és a nedves levegő állandó nyomáson vett fajhője
d — a térfogategységben lévő vízgőz súlya
D, D' — az egységtérfogatnyi száraz és nedves levegő súlya
E — a telítési páranyomás (E_w = víz felett, E_e = jég felett)
e — a páranyomás
F — a cirkulációs határvonalon belüli terület
f — relatív nedvesség (f_w = vízre, f_e = jégre vonatkoztatva)
G, G — a légnyomási gradiens erő
g, G — a földi nehézségi gyorsulás
H — dinamikus magasság (geopotenciál) berk-ekben
I — belső energia
$-I$ — izallobárikus gradiens
J — a mechanikai hőekvivalens
K — mozgási energia
k — a Poisson-egyenlet állandója $\left(k = \frac{AR}{c_v} = 1 - \frac{c_v}{c_p} = 0{,}288\right)$
$l = 2\omega \sin \varphi$
M — tömeg
m — keverési arány
N — a szolenoidok száma
p — légnyomás
p_d — a száraz levegő parciális nyomása
Q, q — hőmennyiség
R — a száraz levegő gázállandója
R_w — a vízgőz gázállandója
R' — a nedves levegő gázállandója
R, R — a súrlódási erő
R — a Föld sugara
r — a kondenzációs rejtett hő
r — a cseppek sugara
r — görbületi sugár
s — fajlagos nedvesség
s — a cirkuláció határvonala
T — abszolút hőmérséklet
T_a — a légoszlop abszolút hőmérséklete (helyi)
T' — ekvivalens hőmérséklet
T_v — virtuális hőmérséklet

T_w — a nedves hőmérő hőmérséklete
t — idő
t — hőmérséklet a Celsius-skála szerint
u — az x tengelymenti sebességösszetevő
$\mathbf{V}$, V — sebesség
$\mathbf{V}_G$, V_G — vízszintes sebesség
$\mathbf{V}_2$, V_2 — a geosztrofikus szél sebessége
v — az y tengelymenti sebességösszetevő
v — fajlagos térfogat
W — instabilitási energia
w — a sebesség függőleges összetevője
α — a szél és a gradiens hajlási szöge
α — a frontális felület dőlési szöge
α — a megnyúlási tengely és a $\nabla\Theta$ vektor közti szög
β — az izobárfelület dőlési szöge
β — az izotermák és a megnyúlási tengely közti szög
Γ — száraz-adiabatikus gradiens
Γ' — nedves-adiabatikus gradiens
γ — a hőmérséklet függőleges gradiense
λ — a földrajzi hosszúság
λ — hullámhosszúság
ϱ — légsűrűség (ϱ_a = helyi légsűrűség a légoszlopban)
Θ — potenciális hőmérséklet
Θ_c — potenciális hőmérséklet a Celsius-skála szerint
Θ' — ekvivalens-potenciális hőmérséklet $\Theta' = T\left(\frac{p_n}{p}\right)^k + 2{,}5\,s\left(\frac{p_n}{p}\right)^k$
Θ'' — ekvivalens-potenciális hőmérséklet $\Theta'' = T\left(\frac{p_n}{p}\right)^k + 2{,}5\,s$
Θ_{ps} — pszeudopotenciális hőmérséklet
Θ_w — a nedves hőmérő potenciális hőmérséklete
τ — harmatpont
Φ — geopotenciál
φ — földrajzi szélesség
φ — entrópia
Ω — forgási nyomaték
ω — a földforgás szögsebessége

3. A felhők jelölése

Ci — Cirrus
Cs — Cirrostratus
Cc — Cirrocumulus
As — Altostratus
Ac — Altocumulus
St — Stratus
Sc — Stratocumulus
Cu — Cumulus
Cb — Cumulonimbus
Ns — Nimbostratus
F — fracto

cong — congestus
hum — humilis
dens — densus
lent — lenticularis
unc — uncinus
fil — filosus
trans — translucidus
op — opacus
Str — stratiformis
Cum — cumuliformis
Und — undulatus

4. A légtömegek, frontok és bárikus rendszerek jelölése

AM — arktikus levegő
PM — poláris levegő
TM — trópusi levegő
EM — ekvatoriális levegő
m — maritim (tengeri)
c — kontinentális (szárazföldi)
ö — elöregedett levegő
v — visszatérő levegő
KM — hideg tömeg (massza)
WM — meleg tömeg
hM — helyi tömeg
AF — arktikus front
PF — poláris front
TF — trópusi front
HF — hidegfront
MF — melegfront
A — a ciklon középpontja
M — az anticiklon középpontja

5. A meteorológiai elemek jelölése a távirati kulcsban

A könyv szövegében gyakran jelöljük a meteorológiai elemeket a rövidség érdekében azokkal az egyezményes jelekkel, amelyekkel az időjárási táviratok kulcsában is jelölve vannak. Ezek közül a jelek közül álljanak itt a legfontosabbak:

a — a légnyomásváltozás jellege
C_L — az alacsonyszintű felhők faja
C_M — a középmagasszintű felhők faja
C_H — a magasszintű felhők faja
dd — a szélirány
E — a talajállapot
F — a szélerősség Beaufort-fokokban
$fm\,fm$ — a szélerősség m/sec-ban
HH — tengerszintfeletti magasság hektométerben
h — a legalacsonyabb felhők alsó határának magassága
II — a körzetszám
iii — az állomásszám
N — a felhőzet összmennyisége
N_h — az alacsonyszintű felhők mennyisége
PPP — a tengerszintre vonatkoztatott légnyomás
pp — a légnyomásváltozás nagysága
RR — csapadékmennyiség az elmúlt 12 óra folyamán
S — tengerállapot
SS — a hótakaró magassága
TT — a levegő hőmérséklete
T_xT_x — a maximális léghőmérséklet
T_nT_n — a minimális léghőmérséklet
T_sT_s — a tengerfelszín hőmérséklete
t_d — a levegő és víz hőmérsékletének különbsége
U — a levegő relatív nedvessége
T_dT_d — harmatpont
VV — a vízszintes látás távolsága
V_s — a vízszintes látás távolsága a tengeren
W — az időjárás jellege az előző észleléstől
ww — az időjárás jellege az észlelés időpontjában vagy az utolsó órában

I. FEJEZET

BEVEZETÉS

1. §. A szinoptikus meteorológia tárgya és módszere

1. Az időjárás

Bizonyos időpont (pillanat) időjárásának az adott pillanatban megfigyelt időjárási elemek összességét nevezzük. *Véges időtartam* (nap, hét, hónap), időjárásának a meteorológiai elemek ezen időszak alatt felvett értékének egymásra következő változását (menetét) mondják. Meteorológiai elemeken a légkör fizikai sajátságait és néhány, a légkörben lefolyó fizikai folyamatot értünk, mint amilyenek pl. a levegő hőmérséklete, nedvessége és nyomása, a szél, a felhőzet, a csapadék hullása, zivatarok, hófúvások és i. t.

A gyakorlatban az időjárás fogalma alá azokat az elemeket sorozzák be, amelyek érezhető befolyással vannak az ember életére és gazdasági tevékenységére. Így értelmezve az időjárás fogalmát, azt a gazdasági tevékenység fejlődésével párhuzamosan ki kell szélesíteni. Pl. a repülés megjelenésével felmerült a légkör magasabb rétegeiben uralkodó időjárás fogalma és az egyik fontos időjárási elem a látástávolság lett, amelyet előbb kevés figyelemben részesítettek. A rádiótávirász számára fontos időjárási elem a rádióvételt gátló légköri zavar, amely a rádió felfedezéséig teljesen ismeretlen volt. Más példákat is lehetne még felhozni.

2. A szinoptikus meteorológia

A szinoptikus meteorológia vagy röviden *szinoptika*, a meteorológia egyik fejezete, amely kb. 100 évvel ezelőtt keletkezett és a jelenkorig tárgyát és kutatási módját illetőleg meglehetősen önálló tárgykörré fejlődött ki. *Szinoptikus meteorológián a nagy területen uralkodó időjárási viszonyoknak és változásuknak okairól szóló tant értjük.* Az okok között vannak jól meghatározott fizikaiak, mindenekelőtt a Föld légkörében lejátszódó dinamikus és termodinamikus folyamatok. Ezért azt is lehet mondani, hogy a szinoptikus meteorológia azoknak a fizikai folyamatoknak a tana, amelyek nagy földrajzi térségekben az időjárási állapotokat és azok változását létrehozzák.

Ezeket az állapotokat konkrét, földrajzilag meghatározott formáikban és a földrajzi körülményekkel való helyi összefüggésükben tanulmányozzák. Ebben különbözik a szinoptikus meteorológia a dinamikustól, amely a légkör dinami-

kájának és termodinamikájának általános törvényeit határozza meg. A dinamikus meteorológia következtetéseit a szinoptika is felhasználja, mint a legáltalánosabb alapokat a tanulmányozandó jelenségek magyarázatára.

A szinoptika eredményei eszközül szolgálnak az időjárás előrejelzéséhez, azaz az időjárás jövendő menetére vonatkozó többé-kevésbbé valószínű következtetések (prognózisok) felállításához. Ebből a gyakorlati szempontból a szinoptikát úgy is meg lehet határozni, mint *az időjárás előrejelzéséről szóló tudományt.* Általában a rövidtartamú, azaz egy-két napos, néha háromnapos, de gyakran még rövidebb tartamú előrejelzések jönnek tekintetbe. Az ilyen előrejelzések készítése a világ majdnem minden országában fennálló időjelző szolgálat főfeladatát képezi. A közelmultban már határozott gyakorlati lépéseket tettek az időjárás hosszútartamú (egyhetes, tíznapos, hónapos, évszakos) előrejelzése felé is ; ezeknek a prognózisoknak a módszerei lényegesen különböznek a rövidtartamúakéitól, ennek ellenére jelentős mértékben a szinoptikus meteorológia eredményein alapulnak.

A szinoptikus szó a görög synopsis = áttekintés szóból származik. Ennek a kifejezésnek az értelme majd a következőkből világlik ki.

3. Az időjárás szakaszos és nemszakaszos változásai

Az időjárásváltozások feloszthatók :

1. szakaszos (periódusos) változásokra, amelyek a Föld napi forgásával kapcsolatosak (az időjárási elemek napi járása) és

2. nemperiódusos (nemszakaszos) változásokra, amelyek az időjárási elemek napi menetétől függetlenek.

A nemperiódusos változásokban is lehet néhány, a napi szakaszoktól eltérő periódus, de az ezekkel kapcsolatban álló szakaszos összetevők nem állandók és ezek a tisztán szakaszos összetevőkkel összekapcsolódva és kombinálódva a jelenségeknek olyan bonyolult menetet adnak, amelynek semmi közös vonása sincsen az egyszerű napi szakaszossággal. Ezenkívül pedig a nemszakaszos változások a meteorológiai elemek évi járásának keretébe illeszkednek bele, ami Földünk Nap körüli keringésének következménye.

A meteorológiai elemek napi járásának okai világosak : a Nap sugárzási energiájának a földfelszínre való áramlásából és az utóbbi kisugárzásából következnek. Olyan körülmények között, amikor a nemszakaszos változások napokon keresztül hiányoznak, a hőmérséklet napi menete és vele együtt a nedvességé, a szélé, a felhőzeté is jól kifejezésre jut. De ezt a napi menetet a sokkal jelentősebb nemszakaszos változások felülmúlják és elkendőzik.

Így például nappal a melegedés helyett, ami a hőmérséklet napi menete szerint normális lenne, lehűlés jöhet létre. Ezzel szemben éjtszaka a hőmérséklet erősen emelkedhetik. Csapadék a nap bármely órájában eshetik, a szél erősödése bármely napszakban megfigyelhető és i. t. Éppen a *nemszakaszos* időjárás változások és okaik képezik a szinoptikus meteorológiában a kutatások főtárgyát.

Melyek ezek az okok? Ezek az okok abból következnek, hogy a troposzféra nagy légtömegei az általános légkörzés folyamatában egyik vidékről a másikra vonulnak, a légtömegek tulajdonságai a külső befolyások hatására megváltoznak, végül pedig a légtömegek egymásra kölcsönhatást gyakorolnak, amelynek következményeiről alább lesz szó.

A légtömegek folytonosan kitéve a sugárzó energiának, a földfelülettől felmelegedve és lehűlve, alulról vízgőzt vagy port fogadva be, más és más tulajdonságokat vesznek fel és egyik vidékről a másikra vonulva, ezeket a tulajdonságokat változásuk egész ideje alatt magukkal viszik. A légtömeg tulajdonságait a hőmérséklet, nedvesség, látástávolság, a szél jellege és gyakran a légtömeg által borított területen a csapadék és a felhőzet jellege határozza meg. Nagyon nagy hatással van az időjárásra, ha az egyik légtömeg többé-kevésbbé vastag rétege a másikra mint lapos ékre felfelé nyomul (felsiklik), amikor is jelentős felhőképződés indul meg és a felhőkből csapadék is hullhat ki. Azok a különleges hullámok vagy örvénylésszerű háborgások, amelyek a különböző légtömegek közötti határon (a frontokon vagy frontális felületeken) keletkeznek, meghatározzák a trópusokon kívüli szélességek alatt a szél sebességét és irányát.

A légtömegek és a légköri háborgások egyidejűleg nagyobb területeket borítanak, vízszintes kiterjedésük mértéke ezer kilométerekre mehet. Ezért ugyanannak a légtömegnek a határain belül elég nagy térségre kiterjeszkedően az időjárás is általánosságban egyforma lesz. Ugyanekkor pedig a légtömegen belül a napi menet az időjárásban többé-kevésbbé világosan megfigyelhető.

Ha valamely területre új légtömeg nyomul be, az időjárás változása egyidejűleg sok helyen következik be és a változás a légtömeggel egyidejűleg lépésről-lépésre terjeszkedik egyik vagy másik irányban. Következésképpen *adott helyen az időjárás a környező területek egyidejű, megelőző és rákövetkező időjárásával áll kapcsolatban.* Egyetlen pontban végrehajtott észlelések nem adhatnak teljes elképzelést sem az okokról, sem az időjárásváltozás lényegéről.

4. A szinoptikus módszer

A fentebb mondottakból következik, hogy az időjárás nemszakaszos változásait létrehozó folyamatok térbeli méretei olyanok, hogy azokat földrajzi térképek segítségével lehet és kell tanulmányozni. A térképre egyezményes jelekkel és számokkal rávezetik a meteorológiai elemeknek az állomáshálózatban egyidejűleg észlelt értékeit. Az ilyen térképet *szinoptikus*, azaz áttekintő *időjárási térképnek* nevezik; ez a térkép ad lehetőséget arra, hogy az adott pillanatban észlelt időjárási állapotot egyszerre nagyobb területen, pl. Európában vagy az egész Északi-félgömbön áttekintsük. Az egymásra következő időjárási térképek, amelyek rövid időközökben (pl. 24, 12, vagy 6 óránként) készülnek, bemutatják az idő folyamán kifejlődő folyamatokat.

A szinoptikus térképekről kapta elnevezését a szinoptikus meteorológia is. De azokat a folyamatokat is, amelyek az időjárás nemszakaszos változásához vezetnek és amelyeket a szinoptikus térképek segítségével lehet tanulmányozni, *szinoptikus folyamatoknak* nevezzük.

Az első időkben a szinoptikus térképeket még szinkron (egyidejű) térképeknek is nevezték.

Szinoptikus térképeket a jelenben nemcsak a földfelszínre készítenek, hanem a szabad légkör különböző rétegeire is, az aerológiai észlelések alapján. Ezek a térképek a függőleges metszetekkel és az időjárási elemeknek a magassággal változó eloszlásáról készült grafikonokkal együtt a légkör háromdimenziójú szerkezetét mutatják be, legalább is 5 — 6 km magasságig, de az utóbbi időkben már jelentékenyen feljebb is, egészen 16 km-ig.

Ha megfigyeljük a szinoptikus térképen, hogyan és merre mozogtak ezideig és hová fognak elmozdulni a légtömegek, frontok, valamint a légköri képződmények és mi történik velük, meg tudjuk mondani kisebb vagy nagyobb valószínűséggel jövőbeli eltolódásukat és változásukat is, következésképpen meg tudjuk állapítani a közeljövőre is az időjárás valószínű lefolyását.

A fentebbi fejtegetésből következik, hogy a szinoptikus meteorológia tárgykörébe egyáltalán nem tartoznak bele azok a folyamatok, amelyek a légkör egyetlen pontjában folynak le, mint pl. egyes magános gomolyfelhők kifejlődése vagy egy állomáson a hőmérséklet éjtszakai menete a földfelszín alakulásától való függésében és i. t. A szinoptikus meteorológiát végeredményben csak az általános időjárási viszonyok érdeklik, amelyek nagyobb földrajzi körzetben uralkodnak, valamint az ezeket meghatározó tényezők. — Ez viszont nem jelenti azt, hogy a felhők fejlődésének vagy a hőmérséklet menetének ismerete az egyes állomásokon szükségtelen a szinoptikus mindennapos előrejelző munkája közben. Ahelyett, hogy az időjárás állapotát a szinoptikus térképek alapján egyes állomásokon tekintené át és hasonlítaná össze, *a szinoptikus az egész* adott *terület időjárási jelenségeinek közös jellegéről* és *mechanizmusáról alkot magának képet.*

A légköri folyamatokat a szinoptikus térképek segítségével követve mindenekelőtt arra törekszünk, hogy az adott folyamat különböző megnyilvánulásai között fizikai kapcsolatokat fedezzünk föl a folyamatot befolyásoló külső és belső tényezők sorában, vagyis arra törekszünk, hogy az észlelt tényeket *fizikai módon* magyarázzuk meg. Eközben felhasználjuk a dinamikus meteorológia eredményeit. Viszont a ténylegesen lefolyó szinoptikus folyamatok bonyolultságát figyelembe véve, ezek mennyiségi analízise (elemzése) igen bonyolult feladat és a dinamikus meteorológia következtetéseit a mai napig nagyrészben csak minőségileg lehetett felhasználni. Ezért aztán nem is ritkán megtörténik, hogy ha a szinoptikus folyamat fejlődésének távolabbi irányát vagy tendenciáját helyesen határozzuk is meg, vagy a folyamat fejlődésének ütemében vagy erősségében hibázunk.

A feladat megoldásának minőségi megközelítése a szinoptikus módszernek olyan sajátsága, amely a fejlődés mai fokozatánál elkerülhetetlen. Viszont ez egyáltalán nem nélkülözhetetlen tulajdonsága a módszernek. Abban a mértékben, ahogyan ismereteink mélyülnek, a szinoptikus módszer fejlődése egyre inkább afelé vezet, hogy a szinoptikus minőségi megfontolásait mennyiségi számításokkal váltsuk fel, amelyek a hidromechanika és termodinamika egyenleteinek megoldásán alapulnak. Teljes mértékben lehetséges, esetleg már a legközelebbi jövőben, hogy ez a folyamat a szinoptikus módszer teljes belső átépítéséhez vezet. De eközben is megmarad majd a módszer egy eltörölhetetlen sajátsága: a tanulmányozandó feladat térbeli, földrajzi megközelítése; olyan mezőknek a kutatása, amelyek az egyes pontokban vizsgálva nem állandóak; valamint a folyamatok térképen való ábrázolása.

A legutóbbi években a szovjet dinamikus meteorológiai iskola kiváló munkája következtében, amelyet kezdetben A. A. Fridman (1888—1925) majd N. E. Kocsin (1901—1944) és most I. A. Kibel vezet, az időjárás kiszámításának problémája a szinoptikában végezetül is reális alapra került: a Kibel által javasolt módszer szerinti mennyiségi számítások a Szovjetunióban már sikeresen jutnak alkalmazáshoz a légnyomási mező és a levegő hőmérséklete prognózisánál. Ezzel a szinoptikus analízisben megtették az első gyakorlatilag fontos lépést az elvileg új, számoló irányzat kifejlesztése felé.

5. A kutatás tárgyának elhatárolása

A szinoptikus meteorológia tanfolyamain a fennálló hagyományok szerint általában csak a *trópusokon kívüli* szélességeken lejátszódó folyamatokat vizsgálják, ahol az időjárás jellege változékonyabb és ennek következtében az időjárás előrejelzésének feladata már csak gazdasági okok miatt is inkább időszerű. Ez egyébként nem jelenti azt, hogy hasonló folyamatok ne fordulhatnának elő a trópusokon is. A trópusi időjárási viszonyok rendkívüli állandóságáról széltében elterjedt nézet erőteljes túlzás. A trópusokon is végbemegy nemszakaszos jellegű időjárásváltozás, pl. a mérsékelt szélességekről érkező légtömegek előretörésével vagy az ú. n. trópusi ciklonok képződésével kapcsolatban. Ebben a könyvben röviden megvizsgálunk néhány, a trópusi szélességeken lefolyó szinoptikus folyamatot is. Ezek a folyamatok, mint ismeretes, a távolkeleti szinoptikus térképeken jutnak kifejezésre.

A könyvünkben tárgyalt szinoptikus folyamatok lényegükben *troposzférikus* folyamatok. Ez persze nem jelenti azt, hogy a sztratoszféra semmi szerepet se játszana az időjárási folyamatokban. Az atmoszféra egy és következésképpen a sztratoszférikus hőmérséklet- és légnyomásváltozás, valamint légmozgás okvetlenül valamilyen kapcsolatban áll a megfelelő troposzférikus folyamatokkal, de ennek a kapcsolatnak a jellege ma még nem eléggé világos. Úgy látszik, hogy a sztratoszféra az esetek többségében csupán passzív módon reagál a troposzférikus frontokon kifejlődő örvényekre. A sztratoszférikus eredetű folyamatok a maguk részéről hatással lehetnek a troposzférára. De alapos okaink vannak annak feltevésére, hogy ezek nem, vagy csak alig gyakorolnak hatást az egyik napról a másikra lejátszódó gyors időjárásváltozásokra, hanem főként a hosszabb időtartam alatt lefolyó időjárás általános jellegében fejeződnek ki. Ezt a szempontot az a tény erősíti meg, hogy lehetséges az időjárás rövid időn belüli változásait előrejelezni anélkül, hogy a sztratoszféráról egyetlen egy adatunk is lenne.

Remélhető, hogy az aerológiai észlelések és különösen a rádiószondákkal történő kutatások további fejlődése és a sztratoszférai viszonyokra vonatkozó tájékozottságunk kiszélesedése jelentékeny mértékben fokozni fogja a troposzférikus folyamatok elemzésének és előrejelzésének lehetőségeit, amelyek pedig az időjárásra közvetlen befolyással vannak.

2. §. A szinoptikus meteorológia és az időjelző szolgálat története és jelenlegi állapota

1. A szinoptikus módszer kialakulása

Az időjárás előrejelzésének problémája már az ókori tudományt is érdekelte. Az újkori európai tudományban a meteorológiát széles látóköre és jövőbelátása következtében különösen a nagy Lomonoszov hangsúlyozta. A meteorológiát — amely tudománynál »nincsen az emberi nemre nézve hasznosabb« — a természettudományok »legjobb részének« nevezte, az időjárás előrejelzésének megoldásában az emberi társadalom számára nagy nyereményt látott. A feladat nehézségeit jogosan ítélte rendkívülieknek, de nem tartotta megoldhatatlanoknak. Az időjárás előrejelzése problémájának gyakorlati megoldását, ami a hajózás és a földművelés számára olyan hasznos lenne, Lomonoszov »a Földgömbön mozgó folyékony testek, azaz a levegő és a víz

mozgásáról szóló igaz elmélettől« várta. De ez az elmélet abban az időben még nem létezett. Az időjárási rendszernek és változásának közvetlen alapokát Lomonoszov helyesen a légáramlásokban látta, azaz a légkör általános cirkulációjában. (»Az elektromos erők hatására létrejött légbeli jelenségekről szóló beszéd.« 1753.) A XVIII. század közepén Lomonoszov még nem tudott eljutni az empirikus anyag szinoptikus módszerrel történő feldolgozásának eszméjéhez, de már világos volt előtte, hogy a tudományos meteorológia más feltételeivel egysorban, mint amilyen pl. az öníró műszerek, szabadlégköri észlelések, az egytípusú állomások hálózatában tökéletes műszerekkel végrehajtott pontos észlelések is szükségesek.

A szinoptikus meteorológia csupán a XIX. században fejlődött ki. 1820. körül Brandes Németországban összeállította az első, Európára szóló szinoptikus térképeket. Az USA-ban szinoptikus térképeket először Loomis készített 1842-ben. Brandes az 1780-tól 1792-ig üzemben levő első meteorológiai állomáshálózat észleléseit használta fel. Ezt a hálózatot a mannheimi meteorológiai társaság szervezte meg. A hálózat 36 európai (köztük 3 oroszországi), 1 grönlandi és 2 északamerikai állomásból állott. Az észleléseket egységes típusú műszerekkel, egységes utasítás szerint végezték, napjában háromszor és teljes egészükben közzétették. Brandes a szinoptikus térképeket a teljes 1783. évre állította össze, később az 1821. XII. 24—26. időszakot kutatta szinoptikus módszerrel.

Brandes a térképre a szélirányt és a légnyomásnak a normálistól való eltérését rajzolta fel, az egyenlő eltérést mutató helyeket vonalakkal kötve össze. A térképek tanulmányozásából mindenekelőtt azt állapította meg, hogy az alacsony- és a magasnyomású területek a földfelszín nagy területeire terjeszkednek ki, egyik vidékről a másikra vándorolnak, a levegő az alacsonynyomású területekre minden oldalról befelé áramlik. Eközben az is világossá vált, hogy a légáramlás az alacsonynyomású területre nem az izobárokra (Brandesnél a normális légnyomástól egyenlő eltérést mutató vonalakra) merőlegesen halad, hanem szög alatt, úgy, hogy az alacsonyabb légnyomás balra fekszik. Így az ú. n. bárikus széltörvényt Brandes fedezte fel. Ezt később elméleti úton Ferrel 1856-ban és tapasztalati úton Buys—Ballot is (1857) megállapította. A törvény az utóbbi nevéről ismeretes.

2. Dowe és Fitz—Roy nézetei

Dowe, a mult évszázad kiváló meteorológusa figyelmesen tanulmányozta Brandes anyagát és arra a következtetésre jutott, hogy a mérsékelt szélességek alatt minden légköri mozgás örvénylés jellegű. Dowe megállapította a hasonlóságokat a trópusi ciklonokkal, amelyek természete már abban az időben jólismert volt. Ezekután Dowe 1837-ben a hőmérsékleti anomáliák elemzéséből arra a következtetésre jutott, hogy a mérsékelt égöv alatt a hőmérséklet és más időjárási elemek nemszakaszos változása a nagy poláris és egyenlítői légáramlások egymásra következő változásával magyarázható meg. A trópusok alatt ezek a légáramlások egymás felett helyezkednek el (passzát és antipasszát), a trópusokon kívül az egyik a másik mellett nyomul előre. Egyik vagy másik áramlás megerősödése vagy gyengülése, szétterülése vagy más áramlásokkal való kiszorítása stb. az egyes vidékeken az időjárási viszonyok változásához vezet.

Dowe ezen nézetei, amelyek a mérsékelt övi időjárás nemszakaszos folyamatainak mibenlétére vonatkoztak, a maga korában széleskörű elisme-

résre tettek szert. 1848-ban jelent meg Moszkvában M. F. Szpaszkij moszkvai professzor munkája. Ez Moszkva klimájának sajátságait világította meg és a poláris és egyenlítői légáramlásokról szóló elképzelésből indult ki. Dowe kortársainak többsége azonban nem volt képes a két felfedezést egymással összekapcsolni : a légáramlások örvényszerű természetét és a poláris és egyenlítői áramlások létezését összeegyeztethetetlen dolgoknak mondották. Egyébként maga Dowe is teljesen helytelen elképzelésre jutott az említett jelenségek közelebbi kapcsolatát illetőleg: így pl. azt gondolta, hogy az alacsony légnyomás a meleg áramlás középvonalán (tengelyében) van.

A szinoptikus módszer elterjedésével a szelek örvényes természete nyilvánvalóvá lett, ugyanígy a szelek és a légnyomáseloszlás közötti kapcsolat is. A ciklonokon, azaz az óramutató járásával ellentétes irányú légkörzést mutató alacsony nyomású területeken kívül 1863-ban felfedezték az anticiklonokat (Galton), azaz (az Északi-félgömbön) az óramutató járásával megegyező légkörzést tartalmazó magasabb nyomású területeket.

A különböző származású légáramlásokat nem volt könnyű az akkori szinoptikus térképeken felfedezni, mert az állomáshálózat ritka volt és a légnyomáson és szélen kívül a többi elemre vonatkozó adatok szűkösek voltak. Ezenkívül az akkori szinoptikusok ezeket nem is keresték, úgy döntve, hogy az újabb tények fényében Dowe nézetei a poláris és egyenlítői áramlásokra már elavultak. Ilyen módon Dowe tanait a visszájára fordították és azok hosszú időre feledésbe merültek. Ezt Dowe saját hibája is elősegítette. Bár helyesen állapította meg, hogy a mérsékelt szélességek alatt a szélirány az óramutató járásával megegyezőleg változik (a szélfordulás törvénye), de a ténynek helytelen magyarázatot adott. Ilyen szélváltozás az olyan ciklonok déli részén észlelhető, amelyek nyugatról keletre haladnak át a Közép-Európában leggyakoribb, de nem kizárólagos szinoptikus helyzetben. Dowe azonban ezt a jelenséget *minden* helyre érvényesnek mondotta és a Föld forgásának a poláris és egyenlítői áramlásokra gyakorolt eltérítő tevékenységével magyarázta. Később, amikor a szélirányváltozások oka a szinoptikus térképekből nyilvánvalóvá vált, Dowenek ez a hibája, amelyhez ő a szinoptikus tapasztalat ellenére is görcsösen ragaszkodott, sokáig azt a benyomást erősítette hogy felfogásának egész rendszere téves.

Egyébként az első szinoptikusok egyike, Anglia szinoptikus szolgálatának vezetője, R. Fitz-Roy admirális a 60-as évek kezdetén szintén megerősítette Dowe nézeteinek helyességét és saját szinoptikus tapasztalatára támaszkodva továbbfejlesztette annak rendszerét. Folytatva a szinoptikus térképek rajzolását, amelyre már nagyobbszámú egyidejűleg észlelt időjárási jelenséget rajzolt be, Fitz-Roy kimondotta, hogy a mérsékelt égöv légkörében mindig meg lehet találni a trópusi és poláris levegő egész sor egymást váltó áramlását. Ezekben az áramlásokban a levegő sajátságai szoros kapcsolatban vannak a származással. Fitz-Roy helyesen állapította meg az említett áramlások és a ciklonok közötti összefüggést is. Rájött, hogy a ciklonok sorozatokban fejlődnek ki a poláris és trópusi áramlások határvonalán. Fitz-Roy ezen következtetései más országokban nem nyertek elismerést és magában Angliában is Fitz-Roy 1865-ben bekövetkezett korai halála sokáig fékezte a szinoptikus meteorológia fejlődését. Ez a fejlődés Angliában legtávolabbra az izobárikus úton jutott. Ugyanígy történt az európai szárazföldön is.

Fitz-Roy-jal egyidejűleg az 50-es években az időjárási folyamatok szinoptikus vizsgálatával más tudósok is foglalkoztak Európa különböző

államaiban és az USA-ban. A szinoptikus meteorológia akkor kezdett önálló tárgykörré formálódni, amikor pontosan kitűzte feladatát: az időjárás előrejelzését. Feladatának ez a gyakorlati felállítása azonban csupán a távíró elterjedésével vált lehetségessé, amely lehetővé tette, hogy az állomáshálózatról a meteorológiai központok gyorsan kaphassák meg a jelentéseket.

3. Az időjelző szolgálat kezdete

Azt a gondolatot, hogy a *távírót* a viharok közeledtének jelzésére alkalmazzák, elsőnek 1842-ben Kreil Prágában és Piddington Indiában mondotta ki. Kreil már egy időjelző szolgálat vázlatát is megadta, a távíróösszeköttetés alapján. 1848-ban egy angliai ujság hozta nyilvánosságra az első, távíró útján kapott időjárásjelentéseket. 1851-ben a londoni birodalmi kiállításon távírón nyert adatokból állítottak össze szinoptikus térképet. 1854. november 14-én a Fekete-tengeren szörnyű vihar tört ki, amely a Balaklavában állomásozó angol-francia flottát megsemmisítette. Ez a katasztrófa ösztönzésül szolgált arra, hogy Franciaországban megszervezzék az első rendszeres időjelző szolgálatot a neves asztronómus, Leverrier vezetése alatt.

Miután a nyugati és déleurópai államokból a balaklavai vihart megelőző napok időjárásjelentéseit összegyűjtötte, Leverrier megállapította, hogy a vihar, mielőtt a Fekete-tengeren kitört volna, nyugatról kelet felé átvonult a Földközi-tengeren. Ilyen módon Leverrier beigazolta annak lehetőségét, hogy az orkánt megfelelő időben előre jelezzék és arról távírón értesítéseket küldhessenek. A francia kormány Leverrier jelentésének beterjesztése után rendelkezésre bocsátotta egy ilyen távírós időjelző szolgálat szervezéséhez szükséges eszközöket. Leverrier első szinoptikus térképe kísérleti formában 1855. február 19-én készült. 1856-ban 13 francia állomásról érkezett jelentés Párisba, de már 1857-ben külföldi állomások jelentései is befutottak. Ugyanebben az évben kezdték meg az első európai napi bulletin kiadását. A szinoptikus térképeket a párisi bulletinben csak jóval később, 1863-ban kezdték nyilvánosságra hozni. Ugyanebben az évben kezdték meg a veszélyfigyelmeztetések kiadását a kikötőknek.

Az USA-ban 1857-ben szervezték meg az időjárásjelentések távirati továbbítását és a következő, 1858. évben a Smithsonian Institut címére már 32 állomás távirata futott be. Angliában Fitz-Roy 1860-ban kezdte meg a szinoptikus térképek rajzolását, 1861-ben pedig — Leverriert megelőzve — már viharjelzést és napi időjáráselőrejelzést adott. Ugyancsak 1860-ban szervezte meg Buys-Ballot Hollandiában a viharjelző szolgálatot.

Mint az elmondottakból látható, az első időben az időjelző szolgálat feladata főként a tengerhajózás céljait szolgáló *viharjelzések* körül összpontosult. Az új szervezet gyakorlati haszna csakhamar teljesen nyilvánvalóvá lett és egyetlen évtized leforgása alatt, 1865-től 1875-ig az időjelző szolgálatot sok országban megszervezték.

Oroszországban a meteorológiai állomáshálózat a XIX. század elején indult fejlődésnek. 1849-ben Pétervárott megalapították a fizikai főobszervatóriumot, amely egyike az első központi meteorológiai intézeteknek Európában és a Szovjetunió egyik legrégibb tudományos intézete. Az obszervatórium csupán Párissal egyidejűleg, 1856-ban kezdte kapni az első távírón továbbított időjárásjelentéseket, de a 60-as évek kezdetén F. Miller az obszervatóriumban már a légnyomásváltozásáról szinoptikus térképeket állított össze (izallo-

bár-térképek), egyelőre kutatási célból. Az obszervatórium igazgatója, Kupfer akadémikus már akkoriban megtervezett egy rendszeres időjelző szolgálatot, de váratlan halála a tervek megvalósítását késleltette. Az első időjárás-előrejelző hivatal Oroszországban a fizikai főobszervatórium viharfigyelmeztető különítménye volt Pétervárott. Ez 1872-ben kezdett működni és 1874-ben már rendszeres viharjelző szolgálatot tartott fenn a Balti-tenger kikötői számára.

1881-ben Pétervárott 60 orosz és külföldi állomásról érkező táviratot vettek mindennap, de a prognózismunka még ebben az időben is csak a Balti-tenger és a tavak viharjelző szolgálatára korlátozódott.

4. Az izobár-szinoptika

A nemzeti időjelző szolgálatok megteremtése elkerülhetetlenül a szinoptikus meteorológiának fokozatos kifejlesztéséhez vezetett, mint azoknak a tényeknek rendszeréhez, amelyeket a szinoptikus térképek napi analízisével nyertek. Ezek a tények (ha nem számítjuk Fitz-Roy munkásságát), főleg a talajmenti légnyomási mező állapotára vonatkoztak. A szinoptikus prognózis feladatát néhány évtizeden át a bárikus mező változásainak előrejelzésében látták, úgy gondolva, hogy a légnyomás vízszintes eloszlása (a bárikus relief) már teljesen meghatározza az időjárás feltételeit, amelyek vele szervesen vannak összekötve. A bárikus rendszerek különböző típusaiban statisztikus úton nyert időjáráseloszlási szkémák majdnem automatikusan kapcsolódtak a légnyomás feltételezett jövőbeni eloszlásához. A szinoptikus kutatásoknak ez a módszere később az »izobárikus« elnevezést nyerte. Az izobár módszer fejlődésében nagy szerepet játszottak az orosz szinoptikusok : P. J. Brounov, B. J. Szreznyevszkij, M. A. Rükacsev, J. B. Spindler, J. M. Sokalszkij és mások, akik Oroszország óriási területének szinoptikus viszonyait tanulmányozták. (1914-ig a fizikai főobszervatórium szinoptikus térképei jóval nagyobb területet öleltek fel, mint bármely más országé.) Világos, hogy a levegő hőmérséklete, a felhőzet, a csapadék, a látástávolság egyáltalán nem áll egyértelmű függésben a légnyomás eloszlásával. Ezek annak a területnek a hőmérsékletétől, felszíni tagozódásától és szerkezetétől függenek, amely felett a levegő mozog. Függenek továbbá a sugárzó energia elnyelődésének és visszaverődésének a talajban és a levegőben lejátszódó folyamataitól, a levegő nedvességtároló képességétől, a légköri választófelületeken végbemenő fel- és leszálló mozgásoktól is. Az időjárást meghatározó fizikai tényezőknek ez az egész szövedéke nem egyértelműleg és nagyon is elégtelen módon fejeződik ki a légnyomás eloszlásában. Ennélfogva ugyanazon bárikus kép bekövetkezése alkalmával az időjárási viszonyok tökéletesen különbözők lehetnek a különböző tulajdonságú légtömegek változó eloszlásának következtében.

Ennek a módszernek ki nem elégítő volta arra vezetett, hogy a mult század második felében a szinoptikus meteorológia nem ért el nagy sikereket : teljesen azon a tudományos szinten állapodott meg, amelyet már az első években is elért. A szinoptikus módszer néhány hasznos tökéletesítése természetesen felszínre került. Ezek között mindenekelőtt a légnyomásváltozási (izallobár) térképeknek a szinoptikus gyakorlatba való bevezetését kell megemlíteni, ami 1906-ban történt, abból a célból, hogy a bárikus mező extrapolációját pontosabbá tegyék. Ezek azonban a tudományos alap elvi megváltoztatásához nem vezettek. Különösen hiányosnak bizonyultak a szinoptikus tapasztalatból nyert tények elméleti megvilágításai, mint pl. a bárikus mező izolált

szemléletmódja, amelyet a többi meteorológiai elemtől elszakítva végeztek és amely ilyenformán nem vezethetett a légköri mechanizmusban megnyilvánuló belső összefüggések feltárásához.

5. A szinoptika fejlődésének új szakasza

A XIX. század végétől kezdve a szinoptikus folyamatokról szerzett tudás gazdagodni kezdett, hála az *aerológiai észlelések* fejlődésének. A szinoptikusok gyakorlati munkájában ez sokáig nem részesült figyelemben annál is inkább, mert a legfontosabb aerológiai mérések felhasználása — a ballonszondák alkalmazása folytán — a napi operatív munkában nem volt lehetséges, minthogy a felbocsátott meteorográfot csak az elbocsátás után jóidőre találták meg. De a szinoptikusok figyelme a bárikus képről lassankint mégis csak a levegő sajátságainak összességére terelődött át.

A XX. század kezdetén újból megállapították, hogy a ciklon különböző sajátságú légtömegekből épül fel és a különböző származású légtömegek kölcsönhatásának eredményeként fejlődik ki. Ezzel egyidejűleg Norvégiában V. Bjerknes a cirkulációelmélettel és Ausztriában M. Margules a viharok keletkezésének kutatásával lefektették a ciklon fejlődése közben végbemenő energiaátalakulások megvilágítására szolgáló elméleti alapokat, sőt Margules ezeken felül a légköri választófelületek tanának elméleti alapjait is kifejtette. Ez utóbbi vezetett később a légköri frontok fogalmához.

Évszázadunk második évtizedében a gyakorlat részéről felmerülő kérdések már sürgetően követelték a szinoptikus módszer elvi átalakítását, mert túlhaladtak annak tudományos alapjain és az előrejelzés lehetőségein is. Különösen az 1914—18-as háború, majd a repülés háború utáni viharos gyorsaságú fejlődése adtak éles lökést ebben az irányban. A szinoptika területén a kutatómunkának a felelevenedése, amelyet ezek a gyakorlati követelmények még erősítettek, az 1917. évben kezdődött és fontos eredményeket adott. A kutatók egész sorának működése, kezdetben Norvégiában V. Bjerknes vezetése alatt, majd a többi országokban, különösen pedig a Szovjetunióban, jelentékeny mértékben gyarapították tudásunkat a szinoptikus folyamatokról és gyökerében változtatták meg a szinoptikus módszer elvi alapjait és az analízis technikáját. Kidolgozták a légtömegek és a troposzférikus frontok tanát, amely a ciklontevékenységnek a frontokkal való kapcsolatát pontosan megállapította és a ciklon felépítésére és fejlődésére vázlatot adott. Ezek a vázlatok megvilágították a ciklonképződés folyamata alatt létrejövő energiaátalakulásokat és megadták a ciklonoknak mint a frontokon létrejövő hullámmozgásoknak a keletkezéséről szóló elmélet alapjait is.

A szinoptikus analízis és prognózis új módszere, amely ezeknek az ú. n. *frontológiai* nézeteknek alapján keletkezett, a már ismert mértékben nyilvánul meg a Fitz-Roy-féle szinoptikához való visszatérésben, ezúttal már sokkal szélesebb technikai és elméleti alapon. Az új szinoptika lehetőségei mindenekelőtt annak következtében szélesebbek, hogy alapjául már a frontfogalom szolgál, ami annak idején Fitz-Roy előtt ismeretlen volt. Másfelől a híradóeszközök, a hálózat sűrűsége, az észlelések minősége és i. t. eddig már meszszire előrehaladtak. A szinoptikus analízis ma már a troposzférai légtömegek mozgásának és sajátságainak kutatásán, valamint a köztükfekvő választófelületek és a légáramlások mezejében létrejövő hullám- és örvénymozgások,

az ú. n. ciklonok tanulmányozásán alapul, amelyek a frontok mentén fekvő légtömegek kölcsönhatásából fejlődtek ki. A frontológiai módszer lényege abban áll, hogy a légkör állapotának analízisét hozzákapcsoljuk a fentebb említett szinoptikus elemek analíziséhez. A szinoptikus elemek : légtömegek, frontok, ciklonok, amelyeket egymással kölcsönhatásban levő egyedeknek tekintünk. A prognózis is ezen elemek jövendőbeli állapotának előrejelzésén alapul. Ennek a módszernek segítségével különösen sikeresen oldódik meg a csapadék, a felhőzet, a látási viszonyok és a köd előrejelzésének problémája, vagyis éppen azoké az elemeké, amelyek a korábbi szinoptikában a második vonalban állottak és amelyek a jelenkori repülésben különleges jelentőségűek.

A szovjet szinoptikus meteorológia sikerei a század 30-as éveinek kezdetétől elsősorban A. I. Aszknazijnak (1887—1937.), valamint munkatársainak és tanítványainak (köztük e könyv szerzőjének) tevékenységével állanak kapcsolatban. A központi meteorológiai intézet a fiatal szovjet szinoptikusok nagyszámú gárdáját nevelte fel. E kollektíva munkássága következtében tett előrehaladást az általános frontológiai módszer és különösen a Szovjetunió óriási területén lefolyó szinoptikus folyamatok speciálizálódásának következetes kutatása.

A szinoptika jelenkori sikereinek legfontosabb előfeltételei közé tartozik az aerológiai módszer fejlődése, különösen a repülőgép-meteorográfok alkalmazása és a rádiószondázás. Ezek a módszerek nemcsak a kutatómunkához kezdtek adatokat szolgáltatni, hanem az időjelző szolgálat mindennapos tevékenységéhez is. H. P. Pogoszján és N. L. Taborovszkij a központi meteorológiai intézetben a 30-as évek végén és a háború elején különösen sokat tettek az aerológiai észlelések eredményeinek a szovjet időjelző szolgálat mindennapos gyakorlatába való bevezetése és a szinoptikus aerológiai analízis megfelelő módszereinek kifejlesztése érdekében. A helyzetnek és a munkafeltevéseknek az a rendszere, amelyet az említett kutatók dolgoztak ki, advektív dinamikus analízis elnevezés alatt ismeretes. Az advektív dinamikus analízis a frontológiai módszereknek kiszélesített alapon való lényeges továbbvitele. Ez a módszer a légkör magasabb rétegeiben lejátszódó folyamatoknak a korábbinál még pontosabb számbavétele és lehetővé teszi, hogy a korábban alkotott nézetek egész sorát megváltoztassuk és átdolgozzuk. Ez a módszer új, gyakorlati fontosságú eredmények egész sorának kifejlődéséhez vezetett és még további sikereket ígér. Legújabban Taborovszkij — J. A. Kibel egyenletéből kiindulva — az advektív dinamikus analízis módszerének elméleti megalapozását adta meg.

Jelentős sikereket értek el a XX. században a hosszútartamú prognózisok területén is. Ennek a problémának elvileg helyes megoldása a szinoptikus út. Természetesen a feladat bonyolultsága az anyag feldolgozásánál különleges előfeltételeket kíván meg. A XX. század első felében B. P. Multanovszkij (1876—1938.) elsőnek vezette be a szinoptikus folyamatok analízisét a távidőjelzések céljaira. Multanovszkijnak és tanítványainak rendszere mindmáig az egyetlen szélesen kidolgozott szinoptikus rendszer az időjárásnak olyan hosszú időtartamra szóló előrejelzésére, mint amilyen egy hónap és egy évszak.

A rövidebb időtartamra, néhány napra szóló prognózisok céljára az első szinoptikus megoldási módokat szintén Multanovszkij adta meg ; az ilyen prognózisok egyéb módszereit más országokban is fejlesztették. Legújabban H. J. Vangengeim dolgozik sikeresen a havi és évszakos prognózisok új, szinoptikus módszereinek kifejlesztésén.

A távprognózisok szinoptikus módszerével egyidejűleg más módszerek is kifejlődtek. Az egyik a Földgömb különböző vidékein észlelt légnyomás statisztikus kapcsolatain alapul, a másik az atmoszféra és a hidroszféra közti kapcsolatot veszi figyelembe. Ez utóbbi irányba halad V. J. Vize szovjet földrajztudós és klimatológus számos vizsgálata. A statisztikus módszerek elvi elégtelensége — összehasonlítva őket a szinoptikus módszerekkel — az abszolút empirizmusban lelhető fel: a jelenségek okságí kapcsolatai rejtettek maradnak, ami a prognosztikus lehetőségeket erősen leszűkíti.

A szinoptikus meteorológia fejlődésének új szakasza kezdődött 1939-ben, amikor J. A. Kibel az első gyakorlatilag is figyelemreméltó közelítéshez jutott a légkör állapotát leíró hidromechanikai egyenletek megoldásában és megkezdte a levegő hőmérsékletének és légnyomásának kiszámítására szolgáló módszerének kidolgozását. Ez az eredmény elvileg is fontos, mert ha Richardson első, nem sikerült kísérlete után (1922.) az időjárás előre való kiszámolásának lehetőségét nem is vették tagadásba, de azt a távoli jövő kérdésének mondották.

6. Az időjelző szolgálat mai állapota

A mai időjelző szolgálat munkaterjedelme és technikai eszközei különösen az utolsó 20—25 évben növekedtek meg, a szinoptikus meteorológia sikereivel egyidejűleg. A szinoptikus, vagyis az időjelző szolgálatba bevont állomások állami hálózatai jelentékenyen kiterjeszkedtek; nagyszámú központi és területi szolgálati szervet (időjárási hivatalt) hoztak létre minden államban; a repülés számára pedig különleges időjelző szolgálati szervezetet alkottak meg.

Az egyes államok időjelző szolgálatai az 1914—18. évi háború idején és az új világháború alatt is szoros kölcsönös együttműködésben dolgoztak és egész sereg működési és kutatási jellegű rendszabályt alkottak meg nemzetközi méretben vagy szabályoztak nemzetközi egyezményekkel, útmutatásokkal és i. t. — Ide tartoznak pl. a rádiókisugárzások leírása, az állomások jelzőszámozása, a meteorológiai táviratok kódja, a térképrajzolás és kiértékelés egységes jelei (szimbólumai), a második nemzetközi poláris év (1932—33.) észlelései alapján az egész Északi-félgömbről rajzolt teljes térképek kiadása és i. t.

A rádióösszeköttetés, amely a háború utáni években viharos gyorsasággal fejlődött, különösen fokozta az időjelző szolgálat lehetőségeit. A meteorológiai észlelések nemzetközi cseréje, amely most teljes egészében a rádió útján bonyolítódik le, jelentékenyen egyszerűbb, gyorsabb és olcsóbb lett. Ez lehetővé tette sokkal több állomás jelentésének a korábbinál lényegesen jobb továbbítását. Az olyan területekkel, mint a Sarkvidék, Jakut-föld, valamint a tengeren járó hajókkal az összeköttetés csak a rádió segítségével lehetséges. A rádió a bekövetkező időjárásra vonatkozó tájékozódásnak is alapeszköze lett. A rádióösszeköttetést kihasználó időjelző szolgálat ma már majdnem minden államra kiterjed, sok időjáráskutató intézetben rajzolják már meg az északi- félgömb térképét és sorrendben ezután már az egész Földről készített térkép jön. Ugyanekkor pedig a korszerű szinoptikus térkép állomáshálózatának sűrűsége össze sem hasonlítható a háború előttivel, most már nemcsak néhány tucat, hanem több ezernyi állomás jelentését sugározzák ki naponta többször is.

Különösen nagyméretűvé fejlődött az időjelző szolgálat a Szovjetunióban, ahol az 1930. évben alakult »Központi Előrejelzési Intézeten« kívül

néhány tucat helyi időjelző szolgálati központ és a polgári légiflotta repülőterein nagyszámú szinoptikus sejt létezik. Majdnem mind a szovjethatalom alatt jött létre. A szovjet időjelző szolgálat előtt feladatként az áll, hogy információkkal és prognózisokkal szolgálja az ország védelmét, valamint gazdasági és kultúrális életének legkülönbözőbb területeit. Az időjelző szolgálatban érdekeltek: a repülés, a tengeri, folyami, vasúti és autó-szállítás, a mezőgazdaság, a főbb üzemépítkezések, sportszervezetek, filmgyárak. Különösen fontos volt a háború előtti utolsó években az északtengeri-utihajózás ellátása, de nem kevésbbé jelentős volt a hősi szovjet repülés távolsági repüléseinek kiszolgálása sem.

A második világháború valamennyi hadviselő államnak, köztük a Szovjetuniónak az időjelző szolgálatát is arra kényszerítette, hogy erőfeszítéseit a hadműveletek és különösen a repülés harctevékenységi biztosítására összpontosítsa. Ez részben új szervezeti formákat hívott életre. Egyidejűleg azonban a háború elkerülhetetlenül megsemmisítette az időjelző szolgálat területén a nemzetközi együttműködést. Az észlelési eredményeket titkossá tették, a nyilt jelkulcsú rádióadásokat beszüntették és az időjelző szolgálat dolgozói előtt még olyan járulékos nehézségek is merültek fel, hogy pl. az ellenség területéről származó jelentésekkel töltsék ki a szinoptikus térképen a hiányokat. Ezeket a nehézségeket a szovjet meteorológusok sikerrel küzdötték le.

A háború végeztével az időjelző szolgálat normális működése helyreállott.

3. §. A légkör legfontosabb állapotjelzői

A légkör állapotát jelentős számú, egymástól függetlenül változó időjárási elem (légnyomás, szél, hőmérséklet, relatív nedvesség, felhőzet és i. t.) és ezen elemek különböző függvényei (sűrűség, potenciális hőmérséklet, ekvivalens hőmérséklet, függőleges hőmérsékleti gradiens és i. t.) jellemzik. Az olvasó az általános és a dinamikus meteorológia tankönyveiből ismerheti meg, hogyan lehet a levegő állapotát ezekkel az állapotjelzőkkel leírni. Ebben a §-ban nagyon röviden összefoglalunk néhány alapvető fontosságú megállapítást, tételt és számadatot, amelyek a könyv további részeinek teljes megértéséhez leginkább szükségesek.

Ha az olvasónak nincs szüksége a fentemlített anyag átismétlésére, ezt a §-t részben vagy egészben az olvasásnál kihagyhatja.

1. A légnyomás

A levegő nyomása a légkör egy pontjában a felette elhelyezkedő légoszlop súlyával egyenlő. Normál vagy standard-nyomásnak a tengerszinti közepes légnyomáshoz közelálló légnyomást veszik. Ez a 760 mm magasságú 0° C hőmérsékletű higanyoszlop súlyával egyenlő normális (azaz a 45 fok szélességen a tengerszintben mutatkozó) nehézségi gyorsulás mellett. Ez a nyomás 1033 gr/cm^2.

Az elméleti és a szinoptikus meteorológiában a légnyomást mint az egységnyi felületre ható erőt abszolút egységekben, millibárokban fejezik ki; 1 mb = 1000 din/cm^2. A 45. fok szélesség alatt a tengerszintben a 760 mm magasságú 0° C hőmérsékletű higanyoszlop $13{,}59545 \times 76 \times 980{,}616 = 1013{,}226$ mb nyomást fejt ki, ahol 13,59545 a higany sűrűsége, 76 a higany-

oszlop magassága cm-ben és 980,616 a nehézségi gyorsulás számértéke. Az 1000 mb-nak 750,079 mm magas higanyoszlop nyomása felel meg a mondott normálfeltételek mellett.

Újabban elméleti számításoknál normál-légnyomásnak az 1000 mb-t veszik.

A mm higanyoszlop értékeket mb-okra teljesen kielégítő pontossággal úgy számíthatjuk át, ha 4/3-mal szorzunk, míg ellenkező irányban úgy, hogy 3/4-del szorzunk.

Rövid átszámító táblázat:

mm	mb	mm	mb	mm	mb
710	946,6	1	1,4	0,1	0,1
720	959,9	2	2,6	0,2	0,3
730	973,2	3	4,0	0,3	0,4
740	986,6	4	5,4	0,4	0,5
750	999,9	5	6,6	0,5	0,7
760	1013,2	6	8,0	0,6	0,8
770	1026,6	7	9,4	0,7	0,9
780	1039,9	8	10,6	0,8	1,1
790	1052,2	9	12,0	0,9	1,2

2. *A légnyomás átszámítása tengerszintre*

Tekintve, hogy a légnyomás a magassággal igen gyorsan csökken, a különböző magasságú állomásokról származó légnyomásadatok összehasonlítása csak úgy lehetséges, ha azokat közös állandó szintre éspedig a tengerszintre vonatkoztatjuk. Ez a következőkön alapszik:

Az általános meteorológiából ismeretes a *sztatika alapegyenlete*, amelynek differenciál-formája

$$-\frac{\partial p}{\partial z} = g\varrho \tag{1}$$

Ez az egyenlet a lefelé irányuló g nehézségi gyorsulás és a leginkább függőlegesen felfelé irányuló, úgynevezett függőleges légnyomási gradiens, a $-\frac{1}{\varrho}\frac{\partial p}{\partial z}$ közti összefüggést foglalja magában. Mindkét erő a tömegegységre vonatkozik. ϱ-t a gázegyenletből $\frac{p}{RT}$ -vel helyettesítve és a z_1 és z_2 határok között integrálva, ahol $z_2 > z_1$, a

$$\ln p_2 - \ln p_1 = -\frac{g}{R}\int_{z_1}^{z_2}\frac{dz}{T} \tag{2}$$

összefüggést nyerjük, vagy közelítőleg, a réteg közepes hőmérsékletének bevezetése után, ha azt az integráljel elé hozzuk

$$\ln p_2 - \ln p_1 = -\frac{g}{R\,T_m}(z_2 - z_1) \tag{3}$$

azaz

$$p_2 = p_1 e^{-\frac{g}{RT_m}(z_2 - z_1)} \tag{4}$$

A barometrikus formula gyakorlati számolásra alkalmas, ú. n. munkaalakját a számértékeknek a (3) képletbe való helyettesítése után nyerjük, ha a természetes logaritmusokról a tizes alapúakra térünk át. Eredményként a következő képlethez jutunk (Laplace-formula) :

$$\log p_1 - \log p_2 = (1 - 0{,}0036\, t_m) \cdot \left(1 - 0{,}377\, \frac{e_m}{p_m}\right) \cdot (1 - 0{,}0026 \cos 2\varphi) =$$

$$= (1 - 3{,}14 \cdot 10^{-9}\, z) \cdot \frac{z_2 - z_1}{18\,400} \qquad (5)$$

ahol t_m a réteg közepes hőmérséklete C°-ban, e_m a réteg közepes páranyomása, a p_m közepes nyomással azonos egységekben kifejezve, φ a földrajzi szélesség. Az átalakítás részleteit l. az általános meteorológia tankönyeiben. Tegyük fel, hogy $z_1 = 0$, azaz alsó szintül a tengerszintet választjuk. Az adott szint és a tengerszint közötti t_m meghatározására feltételesen valamilyen függőleges hőmérsékleti gradienst választunk, pl. 0,5 vagy 0,6°/100 m-t. Az e_m nagyságát hasonló, feltételezett nedvességeloszlás segítségével lehet meghatározni; e_m-t a képletbe még egyszerűbb feltételezés mellett lehet bevinni (pl. állandónak vesszük) vagy nagyobb hiba nélkül, egyszerűen 0-nak vesszük, amikoris az $\left(1 - 0{,}377\, \frac{e_m}{p_m}\right)$ tényező az egységgel lesz egyenlő.

Ilyen módon az illető helyen a talajon mért nyomásból és hőmérsékletből meghatározhatjuk azt a légnyomást, amely a tengerszintben *lenne* az adott helyen a t-re és e-re tett feltételezések mellett, azaz a légnyomást a tengerszintre tudjuk vonatkoztatni.

Az állomási gyakorlatban a tengerszintre vonatkoztatáshoz a barométeres képlet alapján készült táblázatot használunk.

Mutassunk még rá a barometrikus formula használatánál szükséges néhány *korlátozásra :*

1. A képlet pontosan csak statikus egyensúly esetére érvényes. Ha függőleges gyorsulás van, az (1) egyenlőség már nem teljesül pontosan. A függőleges gyorsulás nagysága azonban a légkörben általában nem haladja meg a 0,1 cm sec^{-2} értéket, sőt ennél kisebb, azaz elenyészően kicsi a $g = 980$ cm sec^{-2} értékhez viszonyítva. Valójában a függőleges gyorsulás nagysága nagyobb is lehet (pl. erős konvekció esetén), de csak kis szakaszon és rövid időre. Így azt általánosságban el lehet hanyagolni.

Csupán az idők folyamán gyorsan növekvő és igen nagy függőleges sebességösszetevők esetén lehet a függőleges gyorsulás értéke olyan nagy, hogy lényegesen (1—2 mb-ral vagy többel) megváltoztatja a tengerszintre vonatkoztatás eredményét, mint pl. a novorosszijszki bóránál.

Ha a levegő vízszintes mozgásban van, megjelenik a földforgás eltérítő erejének függőleges összetevője és az (1) egyenlet pontosan nem teljesül. De a gyakorlatban ezt a körülményt is el lehet hanyagolni, minthogy az eltérítő erő függőleges összetevője igen kicsiny a g-hez képest.

2. Ha az állomás magassága jelentékeny, viszont a hőmérséklet a talajközeli rétegben erősen csökkent (talajmenti inverzió), akkor a tengerszintre vonatkoztatásnál ebből a hőmérsékletből indulva ki, tulságosan *magas* légnyomást kapunk. Ez a térképen fiktív, túlságosan nagy vízszintes légnyomási gradiensek megjelenéséhez vezethet az illető és a szomszédos alacsonyabban fekvő vagy inverziótól nem érintett állomások között. Ezért a hegyi állomások

légnyomásadatát nem számítják át a tengerszintre; csak ha egy fennsíkon egész sor állomásunk van közel azonos magasságban, lehet adataikat a legközelebbi kerek ezer méteres szintre átszámítani.

3. A szél

A szél *irányát* a látóhatár azon pontjával adjuk meg, *ahonnan* a szél fúj. A széliránt az ú. n. klímaészleléseknél a szélrózsa 16 irányával adják meg, így pl.

É vagy N északi
ÉÉK vagy NNE észak-északkeleti irányt stb. jelez.

Az időjelentési táviratokban a széliránt két számjeggyel adják meg. Ezt a két számjegyet úgy kapják, hogy a világtájak helyett a széliránt a 360 fokos körskála fokaiban adják meg, de a táviratban csak a kerekítés után kapott tizes fokokat jelentik. A 360°-os körskála számaiban kifejezve a nyugati szél iránya 270°, a délié 180° sit.

A pilótozásnál (léggömbös magassági szélmérésnél) szintén fokokban mérik a széliránt.

A *szélsebességet* m/sec-ben, km/órában vagy tengeri mérföldben, illetőleg csomóban lehet mérni. Régebben a szélerőt még a Beaufort szerinti skála fokozataiban adták és ugyanezen skála szerint rajzolták be a térképre.

Minthogy nagyon sok régebbi térképen a szélerősséget Beaufort-fokokban adták meg, egy átszámító táblázattal könnyítjük meg a ma használatos mértékegységekre való áttérést.

Beaufort fok	m/sec	km/óra	mérföld/óra	Beaufort fok	m/sec	km/óra	mérföld/óra
0	0—0,5	0—1	0—1	7	12,5—15,2	45—54	25—30
1	6—1,7	2—6	2—3	8	15,3—18,2	55—65	31—35
2	1,8—3,3	7—12	4—6	9	18,3—21,5	66—77	36—42
3	3,4—5,2	13—18	7—10	10	21,6—25,1	78—90	43—49
4	5,3—7,4	19—26	11—14	11	25,2—29,0	91—104	50—56
5	7,5—9,8	27—35	15—19	12	>29,0	>104	>56
6	9,9—12,4	36—44	20—24				

A *levegő vízszintes mozgása* a következő erők hatására jön létre:

1. *A bárikus gradiens* ereje, amely az izobárokra merőlegesen a kisebb légnyomás felé irányul és a tömegegységre a $G = -\frac{1}{\varrho}\frac{\partial p}{\partial n}$ nagyságú erővel hat, ahol ϱ a sűrűség, p a légnyomás, n az izobár normálisa.

2. *A súrlódási erő*, R = kV nagyságban, amely arányos a szélsebességgel és irányát illetőleg kb. 40 fokos szög alatt fekszik a szélsebesség irányával ellentétesen. Ez az erő az 1000—1500 m magasságban már gyakorlatilag nullával egyenlő.

3. A földforgásból származó *eltérítő erő*, pontosabban ennek vízszintes összetevője $A = 2\omega \sin\varphi . V$ értékben, ahol ω a földforgás szögsebessége és φ a földrajzi szélesség. Ez az erő az Északi-félgömbön a sebesség irányára derékszögben fekszik jobbfelé.

4. *A központfutó* (centrifugális) *erő* $C = \frac{V^2}{r}$ számértékben, ahol r a levegő trajektóriájának (pályagörbéjének) görbületi sugara. Ez az erő a görbületi sugár irányában kifelé hat. A két utóbbi erőfajta tehetetlenségi erő.

Gradiens szélnek a levegő vízszintes irányú egyenletes mozgását nevezzük, a súrlódásmentes esetben. Ha a mozgás a mondott feltételek mellett még egyenesvonalú is, neve geosztrofikus szél, míg ha körpályán mozog a levegő, geociklosztrofikus szél. A szélirány gradiens szélnél az izobár irányába esik.

4. A geopotenciál és a nívófelületek

A légkörben fekvő bármely pont helyzetét a függőlegesben a tengerszint feletti magassággal lehet megadni. De fel lehet használni erre a célra a *nehézségi erő potenciálját* vagy a *geopotenciált* is. A z magasságban fekvő pont geopotenciálja az a munka, amelyet ki kell fejteni, hogy a tömegegységet valamely alapszintről (nulla-szint), ami általában a tengerszint szokott lenni,[1] az adott pontig emeljük.

A végtelenül kis dz szakaszon, ahol a g nehézségi gyorsulás állandónak tekinthető, ez a munka

$$d\Phi = g\,dz$$

A z magasságig terjedő véges úton végzett munkát a következő integrál[2] fejezi ki:

$$\Phi = \int_0^z g\,dz \qquad (6)$$

A nehézségi erő a nívófelületre mindenütt merőleges. Ezért a nívófelület mentén végzett mozgásnál, ha figyelembe csupán a nehézségi erőt vesszük, a végzett munka 0-val egyenlő. Csupán egyik nívófelületről a másikra való emelkedéshez szükséges munkavégzés, ez azonban független a mozgás útjától és a végpontnak az illető felületeken elfoglalt helyétől. Így tehát a nívófelületek az egyenlő geopotenciálok felületei.

5. A geopotenciál egységei

Ha a méter-tonna-másodperc-rendszerben (MTS) a nehézségi gyorsulás számára 10 m sec^{-2} értéket veszünk, a 6. képlet szerint ahhoz, hogy egységnyi geopotenciálnövekedést kapjunk, a tömeget 1 dm-rel kell emelnünk. Hogy ezt a munkát azzal az úthosszúsággal hozhassuk kapcsolatba, amelyen kifejtettük, V. Bjerknes az MTS rendszerben a geopotenciál egységét *dinamikus deciméter-*

[1] A tengerszintben a geopotenciált 0-nak vehetjük, minthogy a számításoknál csupán a geopotenciálok különbsége szerepel.

[2] A fentemlített mennyiség azzal a munkával egyenlő, amelyet a tömegegységen a légüres térben végzünk. A ϱ_a sűrűségű légkörben a ϱ sűrűségű test *súlya* térfogategységenkint $\varrho - \varrho_a$ és a testnek a z magasságba való emeléséhez szükséges munka $\Phi_1 = \int_0^z (\varrho - \varrho_a)\,dz$. Ha $\varrho = \varrho_a$, $\Phi_1 = 0$, a súrlódási erőket elhanyagolva. Ha viszont $\varrho_a > \varrho$, úgy munkabefektetés helyett mi nyerünk munkát.

nek nevezte. Így tehát a dinamikus deciméter azt a munkát állítja elénk, amelyet egy tonna tömegnek egy deciméterrel feljebb való emeléséhez kell végezni, 10 m sec^{-2} nehézségi gyorsulás mellett.

Másképpen a dinamikus decimétert úgy lehet meghatározni, mint a függőlegesben egymás fölött egy deciméterre fekvő két pont geopotenciáljának különbségét, 10 m sec^{-2} nehézségi gyorsulás mellett. A gyakorlati célokra megfelelőbb, *dinamikus méternek* nevezett érték az előbbi tízszeresével egyenlő.

A mondottakból következik, hogy a geopotenciál egységeiben a magasságot is ki lehet fejezni, ezért a geopotenciált *dinamikus magasságnak* is nevezik. Így 1 dinamikus méter *közelítőleg* megfelel 1 geometriai méternek, azaz a geopotenciál egy dinamikus méterrel változik a magasságnak közel egy méteres változása alkalmával.

Valójában a g értéke különbözik a 10 m sec^{-2} értéktől és változik is a hely magasságával és földrajzi szélességével. Ezért a magasságmérésben a geopotenciálra térve át, nem szabad figyelmen kívül hagyni, hogy különböző helyeken ugyanaz a dinamikus méter *különböző hosszúságnak* felel meg, valamint azt sem, hogy a dinamikus méter csupán a függőón mentén szolgál a hosszúság teljesértékű helyettesítőjének (a g-nek a magassággal való kis változását figyelmen kívül hagyva).

Mostanában a dinamikus métert *berk*-nek nevezik. Rövidítése a b betű.

A m-ről berk-re és fordítva átszámító képletet a (6) egyenlőségből nyerhetjük. Meggondolva, hogy a geopotenciált dinamikus deciméterekben kifejező szám tízszerese a geopotenciált berk-ekben kifejező számnak, azt kapjuk, hogy

$$\Phi = 10\,H$$

ahol H a berk-ek száma. Így a (6) a következő formában írható :

$$H = \frac{1}{10}\int g\,dz\,.$$

Ha g helyébe a $g = g_0 - 0{,}000003086\,.\,z$ értéket helyettesítjük, ahol z métereket, a g_0 pedig a nehézségi erő gyorsulását jelenti a tengerszintben m sec^{-2} egységekben ($z = 0$ és $H = 0$), a 0-tól z-ig terjedő integrálás eredményeképpen azt nyerjük, hogy

$$H = \frac{g_0\,z}{10} - 0{,}000001543\,z^2$$

Az egyenlőség jobboldaláról a második tagot elhagyva és $g_0 = 9{,}81$ m sec^{-2} értéket helyettesítve

$$H = 0{,}98\,z \quad \text{és} \tag{7}$$

$$z = 1{,}02\,H \tag{8}$$

Minthogy g a földrajzi szélességgel és valamivel kisebb mértékben a magassággal is változik, az a távolság, amellyel emelkedni kell, hogy a geopotenciál 1 egységgel változzék, szintén változik valamelyest a földrajzi szélességgel és a magassággal. Azonban ez a változás nem nagy. Így pl. az Egyenlítőn 2000 m magasságnak 1953 b geopotenciál felel meg, míg a sarkon

1965. Ha első közelítésben a (7) és (8)-ba bevezetett együtthatókkal megelégszünk, mondhatjuk, hogy a dinamikus magasságok számszerűleg 2%-kal kisebbek a geometriai magasságoknál.

6. A geopotenciál barometrikus képlete

A légkör sztatikájának alapegyenletéből

$$dp = -\varrho g\, dz \quad \text{a}$$

$$dz = d\Phi \qquad \text{és} \qquad \varrho = \frac{p}{R T_v} \quad \text{helyettesítésekkel,}$$

ahol T_v a virtuális hőmérséklet, a Φ_0 szinttől (ahol a légnyomás p_0) a p nyomású Φ szintig történő integrálás után ezt nyerjük.:

$$\Phi - \Phi_0 = R T_{vm} \ln \frac{p_0}{p} \tag{9}$$

ahol T_{vm} a p_0-tól a p-ig terjedő rétegnek az integráljel elé kiemelt közepes virtuális hőmérséklete.

Ezt a fontos (9) képletet a *geopotenciál barometrikus képletének* nevezzük.

A (9) képlet két szintben mért légnyomás és ugyanezen szintek geopotenciáljainak (dinamikus magasságainak) különbsége, valamint a közbeeső levegőréteg közepes virtuális hőmérséklete közötti kapcsolatot állapítja meg. A (9) egyenlőségben a g mennyiség számértéke már nem szerepel, ez teszi a képletet a sztatika alapegyenletének szokásos alakjánál egyszerűbbé.

A Φ-t berk-ekben fejezve ki, p-t pedig mb-ban, tizes alapú logaritmusokkal a (9) formula következő munka-alakját nyerjük :

$$\Phi - \Phi_0 = 66{,}04\ T_{vm} \log \frac{p_0}{p}. \tag{10}$$

7. A levegő hőmérséklete

A levegő hőmérsékletét a legtöbb országban Celsius fokokban mérik, de az angolnyelvű államokban a mai napig nemcsak a mindennapi életben, hanem a meteorológiában is a Fahrenheit-skálát használják. Az átszámításra a következő képlet szolgál :

$$n^\circ\,\mathrm{C} = (32 + {}^9/_5\, n)^\circ\, F\,;\quad n^\circ\, F = \frac{n^\circ - 32^\circ}{1{,}8}\,\mathrm{C}.$$

A Celsius-skála 0 foka a Fahrenheit-skála 32 fokának felel meg, a Fahrenheit-skála 0 foka a Celsius szerinti —17,8°-nak. 1° C = 1,8° F, 1° F = 5/9° C. Jegyezzük meg még, hogy —40° C = —40° F, 37,8° C = 100° F.

A meteorológiában az abszolút hőmérsékleti skálát is használják, amelyben 1 fok egyenlő a Celsius-skála 1 fokával, de a skála 0 foka a —273° C-nál fekszik (abszolút nulla-fok). Ilyen módon pl. 18 C° = 291° absz., —42 C° = = 231°absz. A Celsius-skála szerinti hőmérsékletet a továbbiakban t-vel, az abszolút skála szerint mért hőmérsékletet T-vel fogjuk jelölni. A Celsius szerint mért hőmérsékleti számértékek mellett nem fog jel állani, míg az abszolút skála szerinti számértékek mellé az absz. megjelölést tesszük.

Rövid átszámítási tábla a Fahrenheit—Celsius-skálák közti átszámításokhoz :

°F	°C	°F	°C	°F	°C
—20	—28,9	20	—6,7	60	15,6
—15	—26,1	25	—3,9	65	18,3
—10	—23,3	30	—1,1	70	21,1
— 5	—20,6	35	1,7	75	23,9
0	—17,8	40	4,4	80	26,7
5	—15,0	45	7,2	85	29,4
10	—12,2	50	10,0	90	32,2
15	— 9,4	55	12,8	95	35,0
				100	37,8

8. *A potenciális hőmérséklet*

Ha az egységtérfogatban levő levegő Q hőmennyiségét dQ értékkel növeljük, a hő egyik része a levegő állandó térfogat melletti melegítésére fordítódik. Ez a rész $dT\,c_v$, ahol c_v az állandó térfogaton vett fajhő. A hő másik része a fajlagos térfogat növelésére használódik fel, azaz a p nyomással szemben végzett munkára. Ennek a résznek nagysága $Ap.\,dv$, ahol A a munka hőegyenértéke és v a fajlagos térfogat. Így a hőáramlás törvényét, a termodinamika első főtételét a következő formában kapjuk :

$$dQ = c_v\,dT + A\,p \cdot dv \tag{11}$$

Nyilvánvaló, hogy ez a formula lehűlés esetén is érvényes, azaz negatív előjelű dQ-nál is.

A gázok állapotegyenletéből, $pv = RT$ következik, hogy

$$p\,dv + v\,dp = R\,dT$$

$$p\,dv + \frac{RT}{p}\,dp = R\,dT$$

$$p\,dv = R\,dT - \frac{RT}{p}\,dp \tag{12}$$

A (12)-ből pdv értékét a (11)-be helyettesítve, ezt kapjuk :

$$dQ = (AR + c_v)\,dT - ART\,\frac{dp}{p}. \tag{13}$$

Ha $dp = 0$, $dQ = c_p dT$, ahol c_p az állandó nyomás melletti fajhő. Innen

$$c_p = AR + c_v \tag{14}$$

$$dQ = c_p\,dT - ART\,\frac{dp}{p} \qquad \text{vagy} \tag{15}$$

és

$$\frac{dQ}{T} = c_p\,\frac{dT}{T} - AR\,\frac{dp}{p} \tag{15'}$$

A (15')-t a p_0, T_0 állapottól a p, T állapotig integrálva

$$\int_{T_0, p_0}^{T, p} \frac{dQ}{T} = c_p \ln \frac{T}{T_0} - AR \ln \frac{p}{p_0} \tag{16}$$

A (16) baloldalán az entrópia változása áll, azaz a

$$\varphi = \int \frac{d\omega}{T} + \text{const}$$ mennyiségnek a változása,

az első állapotból a másodikba való átmenetnél.

Ha $dQ = 0$, azaz a folyamat *hőcserementesen* (adiabatikusan) játszódik le, a (16)-ból ezt nyerjük:

$$c_p \ln T - AR \ln p = \text{const}$$

$$c_p \ln \frac{T_0}{T} = AR \ln \frac{p_0}{p} \quad \text{vagy}$$

$$\frac{T_0}{T} = \left(\frac{p_0}{p}\right)^{\frac{AR}{c_p}} \tag{17}$$

A (17) kifejezés a *Poisson-féle egyenlet*, amely a nyomás- és hőmérsékletváltozás közötti kapcsolatot írja le adiabatikus folyamatnál.

Azokat a görbéket, amelyek ezt a kapcsolatot állítják elő az úgynevezett adiabata-lapokon, *száraz adiabatáknak* nevezzük. A száraz adiabatákat mind a p, T, mind más koordinátarendszerekben meg lehet szerkeszteni, ha azok p és T között valamilyen függvénykapcsolatot létesítenek, mint pl. p és v, $ln\ p$ és T, z és T, T és φ és i. t.

A (14) szerint

$$AR = c_p - c_v$$

következésképpen

$$\frac{AR}{c_p} = 1 - \frac{c_v}{c_p} = 0{,}288$$

Ezt az állandót k-val jelölve, a (17) a következő alakban írható:

$$T_0 = T\left(\frac{p_0}{p}\right)^k \tag{18}$$

Tegyük fel, hogy p_0 a normál vagy standard p_n légnyomás, például 1000 mb; ilyen feltételezés mellett T_0-t *potenciális hőmérsékletnek* nevezzük. Jele Θ,

$$\Theta = T\left(\frac{p_n}{p}\right)^k = T\left(\frac{1000}{p}\right)^{0{,}288}. \tag{19}$$

Így egy légrészecske *potenciális hőmérsékletének azt a hőmérsékletet nevezzük, amelyet a standard nyomásra adiabatikusan átvitt légrészecske felvesz.*

A (19)-ből logaritmálás és differenciálás után nyerjük:

$$d \ln \Theta = d \ln T - k\, d \ln p. \tag{20}$$

A gyakorlatban a potenciális hőmérsékletet nemcsak az abszolút skála, hanem a Celsius-skála szerint is kifejezhetjük, mert

$$\Theta_c = \Theta - 273.$$

A potenciális hőmérsékletet grafikus úton az adiabáta-diagrammok (1.15.§) segítségével tudjuk meghatározni, minthogy a száraz adiabaták az egyenlő potenciális hőmérséklet vonalai.

Jegyezzük még meg, hogy van egyszerű módszer is a Θ meghatározására, ha ismerjük a szóbanforgó pont molekuláris hőmérsékletét és a hely tengerszintfeletti magasságát. Ismeretes, hogy a levegő adiabatikus süllyedése alkalmával a hőmérséklet kereken 1 fokkal növekszik 100 m-ként. A vizsgált légrészecskét a légkör adott pontjából a tengerszintig bocsátjuk le, ekkor molekuláris hőmérséklete egyenlő lesz a potenciálissal (feltételezve, hogy a tengerszintben a légnyomás a standard légnyomás). Így

$$\Theta = T + z \tag{21}$$

ahol z a hektométerekben kifejezett magasság.

Ha a (19) egyenletben p helyett $p—e$ van, azaz a légnyomás és a páranyomás különbsége, vagyis a száraz levegő nyomása, úgy

$$\Theta_d = T \left(\frac{1000}{p - e} \right)^{0{,}288}$$

Ez a *száraz levegő parciális potenciális hőmérséklete.* Minthogy e kicsiny p-hez viszonyítva, így Θ_d is kevéssé különbözik Θ-tól.

9. *A potenciális hőmérséklet és az entrópia*

Kezdeti állapotul, amelytől az entrópiát számítjuk, Shaw javaslatára a $p_n = 1000$ *mb* és $T_n = 100°$ abs. értékeket vesszük.

A (16) így írható át:

$$\varphi = c_p \ln \frac{T}{T_n} - AR \ln \frac{p}{p_n} \tag{22}$$

Minthogy (17) és (18) szerint $AR = c_p k$, így (22) így alakítható át:

$$\varphi = c_p \ln \frac{T}{T_n} - c_p \ln \left(\frac{p}{p_n} \right)^k$$

vagy

$$\varphi = c_p \ln \left[\frac{T}{T_n} \left(\frac{p_n}{p} \right)^k \right]$$

Innen

$$\varphi = c_p \ln \Theta - c_p \ln T_n. \tag{23}$$

$c_p \ln T_n$ állandó; következésképpen *a száraz levegő entrópiája lineárisan változik a potenciális hőmérséklet logaritmusával.* c_p és φ értékét ugyanazon

egységekben fejezve ki, pl. millió CGS-ekben, az entrópiát a potenciális hőmérséklet függvényében kapjuk meg. A tefigramm űrlapján (1. alább) a potenciális hőmérséklet és a megfelelő entrópia skáláját párhuzamosan rajzolták meg.

10. A hőmérséklet száraz-adiabatikus változásai

A függőlegesen felfelé mozgó levegő adiabatikus hőmérsékletváltozása a z magasságtól való függésben a következőképpen fejezhető ki: Poisson egyenlete szerint [1. (17)]

$$\frac{dT}{T} = k\,\frac{dp}{p},$$

míg a sztatika alapegyenlete szerint a függőleges légnyomási gradiens

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -\frac{g\,p}{RT_a},$$

ahol T_a a légoszlopban mért hőmérséklet.

Tegyük fel, hogy a folyamat *kvázisztatikus*, azaz hogy az adott levegőmennyiség nyomása egyenlő a külső nyomással. Következésképpen, a légnyomás individuális változása a függőlegesen felfelé mozgó légrészben egyenlő a környező légtér függőleges légnyomási gradiensével, azaz

$$\frac{dp}{dz} = \frac{\partial p}{\partial z}.$$

Innen

$$\frac{dT}{T} = -k\,\frac{g\,dz}{RT_a}$$

azaz

$$\frac{dT}{dz} = -k\,\frac{g}{R}\left(\frac{T}{T_a}\right) = -\frac{A_g}{c_p}\left(\frac{T}{T_a}\right) = -\Gamma\left(\frac{T}{T_a}\right) \tag{24}$$

ahol $\Gamma = \dfrac{Ag}{c_p} = 0{,}997/100$ m, (ha g a 45°-ra van számítva).

Tehát a levegő adiabatikus emelkedésénél vagy süllyedésénél beálló hőmérsékletváltozás a le- vagy felszálló levegő és a környezet abszolút hőmérsékletének viszonyától függ. Ez a viszony a valóságos viszonyok között az egységhez igen közel áll. Ha $T = T_a$, a függőlegesen mozgó levegőre lineáris hőmérsékletváltozást nyerünk, amely közelítőleg 1°-kal egyenlő az emelkedés vagy süllyedés minden 100 m-ére.

Minthogy száraz-adiabatikus folyamatnál a hőmérséklet a magasságtól lineárisan függ, a z és T koordinátarendszerben a száraz adiabaták egyenes vonalak.

11. A száraz levegőre vonatkoztatott légrétegeződés

A függőlegesen felfelé mozgó légrészecske gyorsulását a függőleges mozgás egyenletéből lehet meghatározni, amely szerint

$$\frac{d^2z}{dt^2} = -g - \frac{1}{\varrho}\,\frac{dp}{dz}$$

A környező levegőben ugyanekkor a sztatika alapegyenlete teljesül

$$g = -\frac{1}{\varrho_a}\frac{\partial p}{\partial z}$$

A ϱ és ϱ_a sűrűségek feltételezés szerint különbözőek, míg $\frac{dp}{dz} = \frac{\partial p}{\partial z}$ (a kvazisztatikus feltétel). Így

$$\frac{d^2z}{dt^2} = g\,\frac{\varrho_a - \varrho}{\varrho}$$

vagy a gázok állapotegyenlete szerint

$$\frac{d^2z}{dt^2} = g\,\frac{T - T_a}{T_a} \tag{25}$$

Ha T és T_a közel van a 0°-hoz (273° absz.) és $T - T_a = 1°$, a függőleges gyorsulás nagysága kb. 3 cm sec^{-2}.

A száraz levegőrészecske függőleges elmozdulása alkalmával a $T - T_a$ különbség, vele együtt a $\frac{d^2z}{dt^2}$ gyorsulás is változatlan marad, növekszik vagy csökken attól függően, hogy a geometriai függőleges hőmérsékleti gradiens (azaz a légoszlopban a magassággal végbemenő hőmérsékletcsökkenés) $\gamma = \frac{\partial T_a}{\partial z}$ egyenlő-e a száraz-adiabatikussal, nagyobb annál vagy kisebb annál, azaz hogy $\gamma = \Gamma$, vagy $\gamma > \Gamma$ vagy $\gamma < \Gamma$.

Ha a $T - T_a = 0$, a légrészecske nyugalmi helyzetéből való kimozdulásnál $\gamma = \Gamma$ mellett a $T - T_a$ különbség nulla marad, de vele együtt nulla marad a gyorsulás is. *(Semleges egyensúlyi helyzet.)* Ha $\gamma > \Gamma$, a $T - T_a$ különbség pozitív és a részecskének pozitív gyorsulása lesz, azaz a kezdeti nyugalmi helyzettől eltávolodni igyekszik. *(Ingatag vagy instabil egyensúlyi helyzet.)* Végül, ha $\gamma < \Gamma$, a mozgó levegőrész gyorsulása ellenkező előjelű lesz és a korábbi egyensúlyi helyzetbe visszatér *(Stabil vagy biztos egyensúlyi helyzet)*.

A $\gamma = \Gamma$ esetben azt is mondják, hogy a légkör száraz-adiabatikus geometriai gradiensű vagy a *légkör rétegződése száraz-adiabatikus*. A $\gamma > \Gamma$ esetben adiabatikus feletti gradiensről beszélnek, míg a *rétegződést száraz-instabilnak* mondják. A $\gamma < \Gamma$ esetben a rétegződést *száraz-stabilnak* nevezik.

A (20) egyenlőségből nyerjük, hogy

$$\frac{1}{\Theta}\frac{\partial \Theta}{\partial z} = \frac{1}{T}\frac{\partial T}{\partial z} - \frac{k}{p}\frac{\partial p}{\partial z}$$

k helyébe visszahelyettesítve az $\frac{AR}{c_p}$ értéket, míg a $\frac{\partial p}{\partial z}$-t a sztatika alapegyenletéből $-\frac{pg}{RT}$-vel helyettesítve

$$\frac{1}{\Theta}\frac{\partial \Theta}{\partial z} = \frac{1}{T}\left(\frac{\partial T}{\partial z} + \frac{Ag}{c_p}\right)$$

vagy

$$\frac{1}{\Theta}\frac{\partial \Theta}{\partial z} = \frac{1}{T}(\Gamma - \gamma) \tag{26}$$

ahol, mint fentebb is, Γ a száraz-adiabatikus hőmérsékleti gradiens, míg γ az egyéni függőleges hőmérsékleti gradiens.

A (26) egyenlőségből következik, hogy száraz-adiabatikus rétegződés esetén, azaz ha $\gamma = \Gamma$, a légoszlopon belüli potenciális hőmérséklet azonos értékű minden magasságban $\left(\frac{\partial \Theta}{\partial z} = 0\right)$. Száraz-instabil rétegződés esetén a Θ csökken a magassággal, míg száraz-stabil esetben a Θ a magassággal növekszik. $\left(\frac{\partial \Theta}{\partial z} > 0\right)$.

12. A telített vízgőz nyomása

A *telített* vízgőz nyomását vagy páranyomást a Tetens-féle empirikus képlet fejezi ki (1930.) :

$$\log E = \frac{a\,t}{t+b} + c \tag{27}$$

ahol t a Celsius fokokban mért hőmérséklet, míg az a, b, és c állandók értéke a következő (ha E-t higanymm-ekben fejezzük ki) :

	víz felett	jég felett
a	7,5	9,5
b	237,3	265,5
c	0,6609	0,6609.

A telítési páranyomás különböző t hőmérsékleten felvett értékeit a pszichrométeres táblázatokban lehet megtalálni. Itt tájékozódás céljából a víz feletti E_w és a jég feletti E_e telítési páranyomást Hg mm-ekben 10 fokos lépcsőnként adjuk meg :

t	E_w	E_e
+40°	55,32	—
+30°	31,82	—
+20°	17,54	—
+10°	9,21	—
0°	4,58	4,58
—10°	2,14	1,95
—20°	0,93	0,77
—30°	0,37	0,28
—40°	0,14	0,10

Az E_w—E_e különbség értéke —12°-nál a legnagyobb : 0,20 Hg mm.

Az r mm sugarú *vízcsepp* felett a telítési páranyomás értéke a

$$dE = \frac{1}{r} \cdot 0{,}191 \cdot 10^{-4} \text{ mm } Hg$$

értékkel növekszik. A vízben oldott só a telítési páranyomás értékét közelítőleg a $dE = -E\frac{n_1}{n_0}$ értékkel csökkenti, ahol n_1 az oldott anyag grammolekuláinak száma, míg n_0 az oldószer grammolekuláinak száma.

13. A relatív nedvesség és a harmatpont

Relatív nedvességnek a légtömegben levő vízgőz e nyomásának és az azon a hőmérsékleten telítő E páranyomásnak százalékban kifejezett arányát nevezzük.

$$f = 100\,\frac{e}{E} \tag{28}$$

A nullafok alatti hőmérsékletnél a telítési nyomás túlhült víz és jég felett egymástól különböző; ezért megkülönböztetünk túlhült vízre (f_w) és jégre (f_e) vonatkozó relatív nedvességet. A jégre vonatkozólag telített levegő ($e = E_e$) a vízre vonatkozólag még nem telített ($e < E_w$), míg a vízre vonatkozólag telített levegő a jégre vonatkozólag már túltelített. Az alábbi táblázat a vízre vonatkozó telítési értékeket adja különböző hőmérsékleteken abban az esetben, ha jégre vonatkozólag éppen telítés áll fenn, azaz ha $e = E_e$, $f_e = 100\%$. Ekkor f_w értékei:

	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
—0	100	99	98	97	96	95	94	94	93	92
—10°	91	90	89	88	88	87	86	85	84	83
—20°	83	82	81	80	80	79	78	77	76	76
—30°	75	74	74	73	72	72	71	70	70	69

Azt a hőmérsékletet, amelyen a levegőben levő vízgőz ugyanazon nyomás mellett éppen telíti a levegőt, *harmatpontnak* nevezzük. Telített levegőben a harmatpont a tényleges hőmérséklettel egybeesik. Amikor hűlése közben a levegő hőmérséklete a harmatpont alá süllyed, megkezdődik a vízgőz lecsapódása.

14. Abszolút nedvesség

Abszolút nedvességnek (d) a térfogategységben (m^3) levő vízgőz grammokban kifejezett súlyát nevezzük. Néha ezt az elnevezést adják a Hg—mm-ekben vagy mb-ban kifejezett páranyomásnak is. Mi a továbbiakban abszolút nedvességnek csak a d értékét fogjuk nevezni. Ezt a következő módon számítjuk ki: A térfogategységben levő vízpára tömege $\frac{1}{v}$, ahol v a fajlagos térfogat, azaz az egységtömegű vízgőz térfogata. A gázok állapotegyenlete szerint, azt a vízgőzre alkalmazva $e\,v = R_w T$ és így

$$\frac{1}{v_l} = \frac{e}{R_w T} \tag{29}$$

ahol R_w a vízgőz gőzállandója.

Az R_w a száraz levegő gázállandójával is kifejezhető, mert $R = 0{,}623\ R_w$, ahol 0,623 a vízgőznek a levegőre vonatkoztatott fajsúlya. Így a térfogategységben levő vízgőz *súlyát*

$$d = \frac{g}{v} = 0{,}623\ \frac{g\,e}{RT} \tag{30}$$

kifejezés adja, ahol g a nehézségi gyorsulás m. sec^{-2}-ban.

Ha e-t Hg mm-ekben mérjük, (13,6 kg m^{-2}), az állandók beírása után

$$d = 0{,}623\ \frac{13{,}6\ e\ \text{mm}}{29{,}3\ T} = 0{,}289\ \frac{e\ \text{mm}}{T}\ \text{kg} \cdot m^{-3} \tag{31}$$

vagy

$$d = 289\ \frac{e\ \text{mm}}{T}\ g\,.\,m^{-3} \tag{32}$$

Ha e-t mb-okban fejezzük ki, azaz 10,2 kg m^{-2} egységekben, a 0,289 konstans 0,217-re változik és így

$$d = 217 \frac{e\ mb}{T}\ g\ m^{-3} \tag{33}$$

Az ilyen módon kifejezett abszolút nedvesség nyilvánvalólag függ a hőmérséklettől. Mint a (32)-ből látható, $T = 289°$ és $t = 16°$-on a mm-ekben kifejezett páranyomás számérték szerint egyenlő a g. m^{-3}-ben kifejezett nedvességtartalommal. Ha mb-okban számolunk, ez az egyenlőség $T = 217°$ és $t = -56°$-on következik be.

15. A fajlagos nedvesség és a keverési arány

A levegőben levő vízgőz és az ugyanazon térfogatban levő nedves levegő súlyának arányát *fajlagos nedvességnek* nevezzük (s). Ennek a kifejezését a következőképpen kaphatjuk:

A térfogategységben levő vízgőz súlya, mint azt a (30)-nál láttuk

$$d = 0{,}623 \frac{g \cdot e}{R\ T}$$

A térfogategységben levő száraz levegő súlya hasonló módon:

$$D = \frac{g \cdot p_d}{R\ T} \tag{34}$$

ahol p_d a száraz levegő parciális nyomása.

A térfogategységben levő nedves levegő súlya ezek szerint

$$D' = d + D = 0{,}623 \frac{g \cdot e}{RT} + \frac{g\ p_d}{RT} = \frac{g}{RT}\ (p_d + 0{,}623\ e) \tag{35}$$

vagy, a teljes nyomás $p = p_d + e$ bevezetése után

$$D' = \frac{g\ p}{RT}\left(1 - 0{,}377 \frac{e}{p}\right) \tag{35'}$$

A $d : D'$ arány a meghatározás szerint a fajlagos nedvesség

$$s = 0{,}623 \frac{e}{p - 0{,}377\ e} \tag{36}$$

Gyakorlati célokra az s-et nem elvont arányszámmal, hanem az egy kg nedves levegőben levő vízgőz gr-okban kifejezett mennyiségével adjuk meg, azaz

$$s = \frac{623\ e}{p - 0{,}377\ e} \cdot\ g\ kg^{-1} \tag{36'}$$

Keverési aránynak a vízgőz súlyának és az ugyanazon térfogatban levő száraz levegő súlyának arányát nevezzük, azaz

$$m = \frac{d}{D} = 0{,}623 \frac{e}{p - e} = 623 \frac{e}{p - e}\ g \cdot kg^{-1} \tag{37}$$

Az s és az m között különbség a g/kg érték tizedeseiben vagy századaiban jut csak kifejezésre.

Grafikus úton az s-et az adiabata-diagrammok segítségével határozzuk meg, amelyeken az s értékeit a telítési állapotra rajzolják be. (L. 15. §.)

16. A levegő sűrűsége

A levegő ϱ sűrűségét legnagyobbrészt kg/m³ egységben fejezzük ki. Száraz levegőre a gázok állapotegyenlete szerint

$$\varrho = \frac{p}{RT} = \frac{13{,}596\, b\, g}{R\,(273 + t)} = \frac{0{,}465\, b}{273 + t} \tag{38}$$

ahol b a Hg mm-ben mért légnyomás, g a nehézségi erő gyorsulása, R a gázállandó ($= 287{,}04$, míg $\frac{R}{g} = 29{,}27$). Ha $t = 0$ és $b_n = 760$ mm, $\varrho = 1{,}293$ kg. m^{-3}. Ha $t = 0$ és $p_n = 1000$ mb, $\varrho = 1{,}276$ kg. m^{-2}.

t és b más értékeire

$$\varrho = 1{,}293 \frac{b}{b_n}(1 - \alpha t) = 1{,}276 \frac{p}{p_n}(1 - \alpha t) \tag{39}$$

ahol $b_n = 760$ mm, $p_n = 1000$ mb.

Nedves levegőre

$$\varrho = 1{,}276 \frac{p}{p_n}(1 - \alpha t)\left(1 - 0{,}377 \frac{e}{p}\right) \tag{40}$$

ahol e a millibárokban mért páranyomás.

A sűrűség reciprok értékét $v = \frac{1}{\varrho}$ a levegő *fajlagos térfogatának* nevezzük.

A nagyságrendi tájékozódásra rövid táblázatot adunk a levegő sűrűségére kg/m³ egységekben:

mb	T, Celsius fokokban					
	—60	—40	—20	0	20	40
200	0,327	0,299	0,275	0,255	0,238	0,223
500	0,818	0,748	0,689	0,648	0,594	0,556
1000	1,715	1,495	1,376	1,276	1,190	1,113

17. A virtuális hőmérséklet

Ha R' a nedves levegő gázállandója, akkor

$$R' = (1 - s)R + sR_w \tag{41}$$

ahol s a fajlagos nedvesség, R a száraz levegő gázállandója és R_w a vízgőz gázállandója.

Minthogy

$$R_w : R = {}^8/_5 = 1{,}6\,, \quad \text{így} \quad R' = (1 + 0{,}6\, s)R.$$

A nedves levegő sűrűségét kifejező egyenlet szerint

$$\varrho' = \frac{p\,g}{R'T} = \frac{p\,g}{R\,(1 + 0{,}6\,s)\,T} \tag{42}$$

A $(1 + 0{,}6\ s)\ T$ értékét a T_v virtuális hőmérsékletnek nevezzük. Így

$$\varrho' = \frac{p\,g}{R\,T_v} \tag{43}$$

Tehát a $$T_v = (1 + 0{,}6\ s)\ T \tag{44}$$

virtuális hőmérsékletnek azt a képzelt hőmérsékleti értéket nevezzük, amelyet a száraz levegőnek fel kellene vennie, hogy sűrűsége ugyanazon nyomás mellett a T hőmérsékletű és s fajlagos nedvességű nedves levegőével legyen egyenlő.

A nedves levegőre vonatkozó számításoknál a T-nek T_v-vel való helyettesítése után R helyett a száraz levegőre vonatkozó érték használható.

A T_v és T közötti különbséget, azaz a T hőmérséklet helyesbítését megkaphatjuk az emagramm űrlap felhasználásával (1.15. §). Itt, nagyságrendi tájékozódás céljából a T_v—T különbségre telítés esetére a következő rövid táblázatot adjuk:

p, mb-ban	T, Celsius fokokban						
	—30	—20	—10	0	10	20	30
200	0,2	—	—	—	—	—	—
500	0,1	0,2	0,5	1,3	—	—	—
1000	0,0	0,1	0,3	0,6	1,3	2,6	4,8

18. A hőmérséklet nedves-adiabatikus változása

Ha *nedves, de nem telített levegőről van szó*, a Poisson-egyenlet (17) alatti kifejezésében (42) szerint R helyébe az $R' = R\ (1 + 0{,}605\ s)$ értéket kell tenni, míg c_p helyébe a $c_p' = (1—s)\ c_p + s c_{pw}$ értéket, ahol c_{pw} a vízgőz fajhője, 0,379.

Könnyű kiszámítani, hogy $c_p' = (1 + 0{,}596\ s) c_p$ azaz a Poisson-egyenlet nevezőjében és számlálójában a zárójeles kifejezéssel ténylegesen osztani lehet és nagy pontossággal a hőmérsékletváltozást a függőleges elmozdulás alatt a telítetlen nedves levegőre is ugyanaz a törvény fejezi ki, mint a függőlegesen mozgó száraz levegőre.

A *telített levegő*, amely folyékony vizet még nem tartalmaz, süllyedés alkalmával a telítési állapottól távolodik és így ugyanazon törvény szerint változtatja hőmérsékletét, mint a száraz levegő. De felfelé mozgásnál hőmérséklete már más törvény szerint fog változni, mert a kondenzációnál a rejtett (latens) hő felszabadul. A telített és hőcserementesen emelkedő levegő hőmérsékletváltozását *nedves-adiabatikus változásnak* nevezzük. Ennek értékét a következő megfontolásból kaphatjuk:

A kicsapódási hő felszabadulása alkalmával a (13) alatti hőáram-egyenlet jobb oldala a *rds* taggal egészül ki, ahol r a kondenzációs hő, ds pedig az egységnyi tömegű levegőben lévő vízgőz mennyisége, amely a dz magassággal

való emelkedésnél kicsapódik, míg s a telítési fajlagos nedvesség.

Így
$$dQ = c_p\,dT - A\,R\,T\,\frac{dp}{p} + r\,ds \tag{45}$$

és minthogy a folyamat hőcserementes, azaz $dQ = 0$

$$-r\,ds = c_p\,dT - A\,R\,T\,\frac{dp}{p} \tag{46}$$

Minthogy a fajlagos nedvesség $s = 0{,}623\,\frac{E}{p}$

$$\frac{ds}{s} = \frac{dE}{E} - \frac{dp}{p} \tag{47}$$

ahol E az adott hőmérsékleten a telítési páranyomás.

A (46) a (47) figyelembevételével így írható át:

$$\left(c_p + r\,\frac{s}{E}\,\frac{dE}{dT}\right)\frac{dT}{dz} - (r\,s + A\,R\,T)\,\frac{1}{p}\,\frac{dp}{dz} = 0$$

Ha a folyamat kvázisztatikus, azaz ha $p = p_a$

$$\frac{dp}{dz} = \frac{\partial p_a}{\partial z}$$

ahol p_a a környezetben mért légnyomás; így $\frac{1}{p}\,\frac{dp}{dz}$ helyébe $\frac{1}{p_a}\,\frac{\partial p_a}{\partial z} = -\frac{g}{R\,T_a}$ helyettesíthető (a sztatika alapegyenlete alapján), ahol T_a a környezet hőmérséklete. Innen

$$\left(c_p + \frac{r\,s}{E}\,\frac{dE}{dT}\right)\frac{dT}{dz} - (r\,s + A\,R\,T)\left(-\frac{g}{R\,T_a}\right) = 0 \tag{48}$$

vagy

$$\frac{dT}{dz} = \frac{A\,g\,\dfrac{T}{T_a} + \dfrac{r\,s}{R\,T_a}\,g}{c_p + \dfrac{r\,s}{E}\cdot\dfrac{dE}{dT}} \tag{49}$$

Az r, g, A, R értékek ismeretesek, ugyanígy az s értékei is telített levegőre adott p és T mellett. A következő érték jó közelítés:

	Millibárok			
	1000	800	500	200
40	0,32	0,29	0,26	0,20
20	44	40	34	22
10	54	50	41	29
0	66	62	52	35
—10	78	74	65	46
—20	88	85	78	61
—40	98	97	95	87
—60	1,00	99	98	98

$$\frac{1}{E}\cdot\frac{dE}{dT} = \frac{4025}{235 + t^2} \tag{50}$$

ahol t a Celsius-skála szerinti hőmérséklet. Ebből a (49) kifejezés alapján meghatározható a *nedves-adiabatikus individuális hőmérsékleti gradiens* $\Gamma' = -\frac{dT}{dz}$ tetszőleges T és p értékekre. A gyakorlatban az ilyen meghatáro-

zást grafikusan végezzük az adiabata diagrammok segítségével. Itt még egy rövid táblázatot adunk nagyságrendi tájékozódásra. A Γ' értékeit ebben a táblázatban nem 100 m-re, hanem 100 berkre adtuk meg. A száraz-adiabatikus változás értéke ugyanezen egységekben kifejezve 1,00.

Amikor a vízpára közvetlenül szilárd halmazállapotba megy át, azaz *szublimáció alkalmával*, a kondenzációs hőhöz, amely kereken 600 kal., még az olvadási rejtett hő is hozzájárul (80 kal.); ezért a hőmérséklet nedves-adiabatikus változása szublimáció alkalmával kisebb lesz, mint kondenzáció alkalmával, ugyanazon p és T értékeken. A kondenzációs-adiabatikus és szublimációs-adiabatikus gradiensek közötti különbség nagyon kicsi, pl. 1000 mb esetén

$t°$ C	0	—10	—20	—30
$\Delta T°/100$ m	0,06	0,03	0,01	0,00

p más értékeire a különbség nagyon közel áll a fentihez.

Az adiabata diagrammon azok a vonalak, amelyek a hőmérsékletnek a nedves adiabatikus folyamat alatt a légnyomástól való függését fejezik ki, a nedves adiabaták. Világos, hogy a nedves adiabaták hajlása a diagramm valamely p, T pontjában megfelel az adott pontban érvényes Γ' értéknek. A 0° alatti hőmérsékleteknél a nedves adiabatákat két típusra lehet felosztani: a kondenzációs és a szublimációs adiabatákra; a különbség azonban közöttük igen kicsi, amint az a fenti táblázatból látható.

A nedves adiabatákat, a szárazakhoz hasonlóan más olyan koordinátákban is fel lehet építeni, amelyek p és T között függvénykapcsolatot létesítenek, mint pl. T és z, T és $ln\Theta$, T és $ln\ p$ és i. t.

19. *A nedves telített levegőre vonatkoztatott rétegződés*

A geometriai függőleges hőmérsékleti gradiens $\frac{\partial T_a}{\partial z} = \gamma$ nagyobb, kisebb, vagy egyenlő lehet az adott pontban a nedves adiabatikus $\frac{dT}{dz} = \Gamma'$ változással.

Ha $\frac{\partial T_a}{\partial z} > \Gamma'$, a telített levegőre vonatkozólag az egyensúlyi helyzet *instabil*, míg $\frac{\partial T_a}{\partial z} < \Gamma'$ mellett az egyensúlyi helyzet *stabil*, $\frac{\partial T_a}{\partial z} = \Gamma'$ feltétel mellett pedig közömbös.

20. *Az ekvivalens hőmérséklet*

Ekvivalens hőmérsékletnek (T') azt a hőmérsékletet nevezzük, amelyet a levegő akkor vesz fel, ha a benne levő összes pára változatlan nyomás mellett kondenzálódik.

1 gr vízgőz 0°-on bekövetkező kondenzációja alkalmával r cal. hő szabadul fel, ahol r a kondenzációs hő, kereken 600 cal. Ez a hőmennyiség 1 kg levegő hőmérsékletét $\frac{r}{c_p}$ fokkal emeli, ahol $c_p = 240$ a száraz levegő

állandó nyomás melletti fajhője kalóriákban. s gramm fajlagos nedvesség kondenzációja esetén a levegő hőmérséklete

$$\Delta t = \frac{r}{c_p} s = \frac{600}{240} s = 2{,}5\, s \tag{51}$$

fokkal emelkedik.

Innen az ekvivalens hőmérséklet

$$T' = T + 2{,}5\, s \tag{52}$$

Minthogy

$$s = 622 \frac{e}{p}$$

azért

$$T' = T + \frac{1555}{p} e$$

$p = 760$ mm-t feltételezve közelítőleg

$$T' = T + 2\, e \tag{53}$$

ahol e *Hg* mm-ekben van kifejezve.

A levegő ekvivalens hőmérséklete kondenzáció alkalmával nem változik.

Ha a vízpára szublimáció formájában válik ki, vagy a víz a kondenzáció után megfagy, akkor a jégre vonatkoztatott ekvivalens hőmérsékletet úgy kapjuk meg, hogy a r helyébe a kondenzációs és fagyási hő összegét, $r + r' = 680$ értéket helyettesítjük; ekkor

$$T_e = T + 2{,}8\, s = T + \frac{1760}{p} e \tag{54}$$

Ebben az esetben a hozzáadás 13%-kal nagyobb.

21. Az ekvivalens potenciális és a pszeudo-potenciális hőmérséklet

A T' ekvivalens hőmérsékletet a Poisson-egyenlet szerint pl. a $p_n = 1000$ mb standard nyomásra vonatkoztatva az ekvivalens potenciális vagy röviden ekvipotenciális hőmérséklethez jutunk, amelyet ez a képlet fejez ki:

$$\Theta' = T \left(\frac{p_n}{p}\right)^{0{,}288} + 2{,}5\, s \left(\frac{p_n}{p}\right)^{0{,}288} \tag{55}$$

Ettől valamelyest eltérő mennyiséget kapunk akkor, ha a molekuláris hőmérsékletet vonatkoztatjuk először a standard nyomásra, majd utána számítjuk ki és adjuk hozzá az ekvivalens különbséget:

$$\Theta'' = T \left(\frac{p_n}{p}\right)^{0{,}288} + 2{,}5\, s \tag{56}$$

Ez utóbbi függvényt szintén ekvivalens-potenciális hőmérsékletnek nevezzük. Megkülönböztetésül az előbbitől a Θ' *potenciális ekvivalens*, a Θ'' *ekvivalens potenciális hőmérsékletnek* nevezzük. Azonban ezek a kifejezések csak kevéssé használatosak.

Az (55) és (56) formulák alapján kiszámolt Θ' és Θ'' értékek természetesen nem azonosak. Kis nyomások és nagy s értékek mellett a különbség 2—3 fokot tesz ki. Pl. $p = 700$ *mb* és $t = 20°$ értékeken telítettséget tételezve fel ez a különbség 4° körül van. Ezt szem előtt kell tartani, ha az ekvivalens potenciális hőmérséklet meghatározására grafikonokat vagy különböző táblázatokat használunk, minthogy ezek közül egyesek az (55), mások az (56) formula alapján készültek. Mi a Θ' mennyiséget fogjuk előnyben részesíteni és ezt fogjuk nevezni ekvivalens potenciális hőmérsékletnek, a félreértések teljes kizárására.

Abból a célból, hogy a levegőrészecske molekuláris hőmérsékletét összehasonlíthassuk annak ekvivalens potenciális hőmérsékletével, a részecskén egy gondolat-kísérletet hajtunk végre: a levegőrészben foglalt összes vízmennyiséget az adott nyomás mellett kicsapjuk és a felhőből csapadék formájában kiejtjük; ezután a részecskét hőcserementesen a p_n standard nyomásra hozzuk. Ekkor a részecske molekuláris hőmérséklete a végállapotban az ekvivalens potenciális hőmérséklettel lesz egyenlő.

Változtassuk meg a kísérleti körülményeket a következő módon: a részecske hőcserementesen emelkedjék egyre alacsonyabb nyomások felé mindaddig, amíg egész víztartalma ki nem csapódik és ki nem hullik; ezután a részecskét hőcserementesen vigyük vissza a standard szintre. Elképzelhető pl., hogy a részecske légkör felső határáig, azaz $p = 0$ szintig emelkedik, miközben a csapadék kondenzálódása és kihullása lefolyik, majd a részecske adiabatikusan $p = p_n$ szintig süllyed vissza. Végeredményben a részecske hőmérséklete Θ_{ps}, amit *pszeudo-potenciális hőmérsékletnek* nevezünk.

A részecske a fent leírt *pszeudo-adiabatikus folyamat* alatt pszeudo-potenciális hőmérsékletét változatlan értékben őrzi meg, ugyanakkor pedig ekvivalens potenciális hőmérsékletéről ugyanezt csak az ismert közelítésben lehet elmondani. (A pszeudo-adiabatikus folyamat: adiabatikus emelkedés kondenzációval és csapadékkihullással, utána adiabatikus süllyedés a korábbi szintre.)

Az 1000 mb-hoz közeleső nyomásoknál, valamint alacsony hőmérsékleteknél Θ_{ps} csak kevéssé különbözik Θ'-tól, viszont kis nyomásoknál és magas hőmérsékleteknél Θ_{ps} jelentékenyen nagyobb számérték, mint Θ.

Θ_{ps}-t könnyű meghatározni grafikus úton is, az adiabata-lapon pl. az emagrammon, l. 15. §., a nedves adiabaták alapján, minthogy a nedves adiabaták az egyenlő Θ_{ps} vonalai.

22. *A nedves hőmérő potenciális hőmérséklete*

Legújabban a szinoptikus gyakorlatba bevezették *a nedves hőmérő potenciális hőmérsékletének fogalmát.* Ennek megvilágítására vegyük elő a pszichrométeres egyenletet, amely a száraz és nedves hőmérők hőmérsékletének a levegő fajlagos nedvességével való kapcsolatát fejezi ki.

Ha T és T_w abszolút hőmérsékletek, amelyek a száraz és a nedves, hőmérők hőmérsékletét adják, r_w a T_w hőmérsékleten a kondenzációs hő, s pedig a levegő fajlagos nedvessége, s_w a T_w hőmérsékleten a telített levegő fajlagos nedvessége, úgy a pszichrométeres egyenletet a következő formában lehet felírni:

$$T + \frac{r_w s}{c_p} = T_w + \frac{r_w s_w}{c_p} \qquad (57)$$

(l. pl. Obolenszkij, I. r. 336. oldal, orosz kiadás, 1938.)

Számítsuk ki, hogyan fog változni T_w, ha a levegő, amelynek kezdeti hőmérséklete T és fajlagos nedvessége s, száraz adiabatikus módon emelkedni kezd. Az emelkedés közben az s fajlagos nedvesség állandó marad, így az 57-ből nyerjük:

$$\frac{dT}{dz} = \frac{dT_w}{dz} + \frac{r_w}{c_p}\frac{ds_w}{dz} \tag{58}$$

Az s_w helyébe $\frac{0{,}623\, e_w}{p}$ értéket helyettesítve, ahol e_w a telítési páranyomás a T_w hőmérsékleten, p a légnyomás, a képletből logaritmikus differenciálás után

$$\frac{ds_w}{s_w} = \frac{de_w}{e_w} - \frac{dp}{p} \tag{59}$$

összefüggést nyerjük.

A statika alapegyenlete szerint

$$\frac{dp}{p} = -\frac{g}{RT_w}\,dz \tag{60}$$

amiből

$$\frac{ds_w}{dz} = s_w\left(\frac{1}{e_w}\frac{de_w}{dT_w}\frac{dT_w}{dz} + \frac{g}{RT_w}\right) \tag{61}$$

Mint ismeretes, a hőmérséklet a száraz adiabatikus folyamat alatt a magassággal (feltételezve, hogy a függőlegesen felemelkedő levegő és a környezet hőmérséklete ugyanaz) a következőképpen változik:

$$\frac{dT}{dz} = -\frac{Ag}{c_p}$$

Ebből és az (58) és (61) egyenletekből

$$\frac{dT_w}{dz} = -g\,\frac{A + \frac{r_w s_w}{RT_w}}{c_p + r_w s_w \frac{1}{e_w}\frac{de_w}{dT_w}} \tag{62}$$

Ez viszont a nedves adiabatikus gradiens egyenlete, amely a nedves adiabatikus folyamat alkalmával beálló hőmérsékletváltozásokat adja meg. Ebből következik a nedves hőmérő hőmérsékletének fő sajátsága: amikor a nedves levegő száraz adiabatikusan emelkedik fölfelé, a nedves hőmérő hőmérséklete a nedves adiabatikus törvény szerint változik. Az adiabatalapon a hőmérséklet változása annak a nedves adiabatának mentén megy végbe, amely a kiindulási szinten a nedves hőmérő T_w hőmérsékletét jellemző ponton megy keresztül.

Nyilvánvaló, hogy a kondenzációs szinttől kezdődően a száraz és a nedves hőmérő hőmérsékletei egybeesnek és további változásukat ugyanaz a nedves adiabata írja le. Amint a léghőmérsékleteket úgy hasonlítottuk össze, hogy a részecskéket száraz adiabatikusan a standard szintre vittük és így a potenciális hőmérséklet fogalmához jutottunk, hasonló módon a T_w nedves hőmérő hőmérsékleteket is össze lehet hasonlítani, ha azokat a

nedves adiabata mentén a standard nívóra számítjuk át, amivel a nedves hőmérő potenciális hőmérsékletének fogalmát vezettük be. Ez utóbbi alatt azt a Θ_w hőmérsékletet értjük, amelyet a nedves hőmérő akkor vesz fel, ha a levegő adiabatikus úton a standard szintre jut.

Mint a száraz adiabatikus folyamatoknál, úgy a nedves adiabatikusoknál is T_w ugyanazon a nedves adiabatán marad és ennek következtében szintén megőrzi nagyságát. Nem csupán a levegőben végbemenő vízgőz-kondenzáció nem változtatja a Θ_w értékét, hanem a vízcseppek és a hókristályok visszapárolgásánál sem változik meg. Valóban elpárolgás alkalmával az erre fordított hőelvonás következtében a molekuláris hőmérséklet (a száraz hőmérőn mért T) csökken, a nedves hőmérő hőmérséklete pedig változatlan marad, Θ_w szintén megtartja értékét.

A Θ_w aerológiai diagrammpapirok segítségével történő kiszámítására lásd a 15. §-t.

23. *A felhők*

A következőkben adjuk meg a troposzféra fő felhőfajtáinak a nemzetközi osztályozás szerinti felosztását és elnevezését. A leírást és a fényképeket a nemzetközi felhő- és égállapot-atlaszban találhatjuk meg. A felhőszintek számértékeit a mérsékelt szélességekre adtuk meg, sarkvidéki területeken kisebbek, a trópusokon nagyobbak.

Első csoport. *Magasszintű felhők* (közepes magasságuk 6000 m felett).

1. főfajta. Cirrus (*Ci*) pehelyfelhő, *b* forma.
2. « Cirrocumulus (*Cc*) bárányfelhő, *b* forma.
3. « Cirrostratus (*Cs*), fátolyfelhő, *c* forma.

Második csoport. *Középmagasszintű felhők* (középértékben 2000 m-től 6000 m-ig).

4. főfajta. Altocumulus (*Ac*) párnafelhő, *a* és *b* alak.
5. « Altostratus (*As*) lepelfelhő, *c* alak.

Harmadik csoport. *Alacsonyszintű felhők* (alapjuk magassága 2000 m alatt).

6. főfajta. Stratocumulus (*Sc*), alacsonyszintű gomolyosréteg, *a* és *b* alakban.
7. « Stratus (*St*) ,alacsonyszintű sima réteg, *c* alakban.

Negyedik csoport. *Függélyes felépítésű felhők* (középértékben 500 m-től a *Ci* szintig).

8. főfajta. Nimbostratus (*Ns*), esőrétegfelhő, *c* alak.
9. « Cumulus (*Cu*), gomolyfelhő, *a* alak.
10. « Cumulonimbus (*Cb*), zivatarfelhő, *a* alak.

Az *a* alakon egyedülálló felhőket értünk, amelyek a függőlegesben többé-kevésbbé kifejlődöttek, a *b* alakon rétegszerű felhőket, amelyek fonalakra, hengerekre, táblákra vannak szétszakadozva, míg a *c* alakon a többékevésbbé zárt felhőtakarókat.

A 10 főfajta rövid leírása a következő:

1. *Pehelyfelhő:* egyes finom, rostos, fehér, fonalasszerkezetű felhők, nincs saját árnyékuk, gyakran selyemfényűek.

2. *Bárányfelhő:* pehelyfelhőszerű réteg vagy pad, amely egymástól elkülönített árnyéknélküli, fehér, igen kis pamacsokból vagy fehér gomolyokból áll.

3. *Fátyolfelhő:* finom, fehér fátyol, a Nap és Hold korongja körül nagy átmérőjű körszerű hálót mutat.

4. *Párnafelhő:* rétegek vagy sorok, amelyek lapos gomolyagokból vagy hengerekből állanak, sokszor van árnyékuk.

5. *Lepelfelhők:* rostos, vagy összefüggő szürkés, vagy kékes színű lepel, az égitestek korongja homályosan keresztül látszik rajta.

6. *Alacsony gomolyos rétegfelhő:* szürke színű összelapított tömbökből vagy gomolyagokból álló réteg vagy sorok. A réteg vagy sorok egyes elemei eléggé tömörek és nem élesen elhatároltak.

7. *Alacsony rétegfelhő:* egyenletesen szürke takaró, csapadékot nem ad, legfeljebb szitálást, télen pedig igen kevés havat, vagy hómagokat.

8. *Esőrétegfelhő:* alaktalan, egynemű, szürke felhőtakaró, amely havat vagy esőt ad, belülről gyengén megvilágítottnak tűnik (ezüstszürke).

9. *Gomolyfelhő:* függőleges kifejlődésű, vastag felhők, amelyek felső-része kupolaszerű és gömbölyded kidomborodásai vannak, alapjuk azonban csaknem vízszintes.

10. *Zivatarfelhő:* hatalmas felhőtömegek erős, függélyes kifejlődéssel, amelyek gomolyos része hegy vagy toronyalakú, felső része pedig rostos szerkezetű és sűrű pehelyfelhőből álló üllőt alkot. Záporos csapadékot adnak.

A leírt szinoptikus elemekben és folyamatokban néha a főfajták ilyen alfajtái is említést nyernek, mint pl.:

1. Cirrus uncinus: kampós pehelyfelhő, egyes pamacsok, csomók, karmok alakjában, amelyek kampószerű fejben végződnek, az égbolton gyakran húzódnak végig párhuzamos sávok alakjában, amelyek a távlat következtében összetartóak.

2. Cirrus densus: sűrű pehelyfelhők.

3. Cirrus nothus: üllőpehelyfelhő, a zivatarfelhő üllője.

4. Cirrostratus nebulosus: ködszerű egynemű fátyol.

5. Cirrostratus filosus: fonalas felépítésű fátyolfelhő.

6. Altocumulus translucidus: Áttetsző vékony sorok, amelyen a kék ég gyakran áttetszik.

7. Altocumulus opacus: vastag, át nem látszó réteg, amelyet egyedül hullámos szerkezete különböztet meg az altostratustól.

8. Altocumulos cumulogenitus: a gomolyfelhők szétterüléséből keletkezik.

9. Altocumulus lenticularis: lencseszerű, a kormányozható léghajóra emlékeztető alakban.

10. Altocumulus floccus: bolyhos párnafelhő.

11. Altocumulus castellatus: tornyos, középmagasszintű gomolyos réteg, bástyafelhő, kis miniatür zivatarfelhők alakjában.

12. Altostratus translucidus: átlátszó lepelfelhő.

13. Altostratus opacus: vastagabb, a nimbostratus formáját megközelítő lepelfelhő.

14. Stratocumulus translucidus.

15. Stratocumulus opacus.

16. Fractostratus: tépett foszlányos rétegfelhő, rongyszerű formában; ez a felhőfajta néha nagy mennyiségben található alaktalan tömegekben az *Ns* takaró alatt, ilyenkor Fractonimbusnak, azaz tépett esőrétegfelhőnek is nevezzük.

17. Cumulus humilis: szép időben mutatkozó, a függőlegesben kevéssé fejlett lapos gomolyfelhő.

18. Cumulus congestus: a függőlegesben hatalmasan kifejlődött gomolyok.

19. Fractocumulus: szaggatott gomolyok, gomolyfelhők foszlányai.

20. Cumulonimbus calvus: üllőnélküli, »kopasz« v. »csupasz« zivatarfelhő.

21. Cumulonimbus capillatus: a zivatarfelhő jellegzetes üllőkkel.

A *származás* (genezis) szempontja alapján a felhőket fel lehet osztani:

1. konvekciós felhőkre (gomolyszerűek: *Cu, Cb*),

2. a dinamikus turbulenciával, kisugárzással és az inverziós felületeken végbemenő hullámszerű mozgással kapcsolatos felhőkre (hullámfelhők: *St, Sc, Ac, Cc*),

3. felsiklásból származó felhőkre (rétegszerű felhők: *Cs, As, Ns*). Felsikló mozgás a frontális választófelületeken jön létre.

A *Cb* felhők nemcsak konvekciós felhők, de a felsikló mozgás felhői is lehetnek; a hullámfelhők néhány fajtája (*Ac* opacus és *Sc* opacus) szintén felsikló mozgással szoktak kapcsolatban állani.

A *Ci, Cs, Cc* felhők teljes kristályokból állanak (hatszögletes lapocskák és oszlopok); *Ac* — jórészt igen kis túlhűlt cseppekből ($d < 0{,}05$ mm), *As* — igen kis cseppekből és hópelyhekből (hatszögletes csillagocskákból); *Sc, Cu, St* igen kicsi ($d < 0{,}05$mm) és kis ($d \leq 0{,}5$ mm) cseppekből; az *Ns* felépítése a felső részekben ugyanaz, mint az *As*-é, az alsó részekben pedig nagyobb elemekből áll (cseppekből és hópelyhekből); a *Cb* a felső részén kristályokból, az alsó részeiben különböző nagyságú cseppek (és kristályok) keverékéből.

A felhők felépítése szerint két nagy osztályt lehet megkülönböztetni; a kolloid-stabil felhőket, amelyek csapadékot nem adnak, többé-kevésbbé egynemű elemekből épülnek fel (pl. az *St, Sc, Cu*); a kolloid-labiliseket, amelyek csapadékot adnak, felépítésük pedig különbözőnemű elemekből áll, különösen pedig cseppek és kristályok keverékéből (például *As, Ns, Cb*).

24. A ködök

Ködöknek a földfelszínen felhalmozódó kondenzációs termékeket nevezzük, amelyek a vízszintes látást 1 km-re vagy az alá csökkentik. Az 1 km-nél nagyobb látástávolság esetén a kondenzációs elhomályosodást párának nevezzük; a por, füst stb. szilárd részecskék által létrehozott homályosodás neve száraz köd, míg ha a részecskék nagyon kicsinyek (a fény hullámhosszánál kisebbek) és főleg a rövidhullámú sugárzást szórják, az elnevezésük *opalizáló elhomályosodás*. A ködcseppek méretei átmérőben kisebbek a 0,05 mm nagyságnál; ha a köd nedvesítő köd, akkor nagyobb, átmérőben 0,5 mm nagy-

ságig terjedő cseppeket tartalmaz. 0 fok alatti hőmérsékleteknél a ködcseppek túlhűlt állapotban vannak ; azonban elég alacsony hőmérsékleteknél társulnak hozzájuk kristályok (mindenesetre csak —20 fok alatti hőmérsékletnél) ; míg nagyon alacsony hőmérsékleteknél vagy párásságnál a felépítés teljes egészében kristályos lehet.

A ködöket *lehűlési* és *párolgási* ködökre osztjuk fel. Az első esetben a kondenzáció a levegő lehűlése közben megy végbe a földfelszíntől kezdve, a második esetben a földfelszínről vagy a bennelevő esőcseppektől származó párolgás útján jön létre a telítődés. A lehűlési ködöket fel lehet osztani *radiációs* és *advektív* ködökre. Az elsők a földfelszín radiációs lehűlésével kapcsolatosak (éjjel, a hideg évszakban), a második pedig a földfelszín hőmérsékleti gradiensének irányában történő levegőelmozdulásból. A ködképződés egyéb okai kevéssé hatásosak (l. őket a 80. §-ban, ugyanott a köd részletes osztályozását is).

25. Csapadékok

Megkülönböztetünk olyan csapadékokat, amelyek a levegőből a földfelszínen vagy tárgyakon *kiválnak* (harmat, folyékony lerakódás, dér, zuzmara, kemény lerakódás, ónoseső) és olyanokat, amelyek a felhőkből *kiesnek* (eső, hó, havaseső, szitálás, jegeseső, hómagok, hódara, jégdara, jég).

A felhőkből kieső csapadékokat három genetikus típusra lehet osztani. 1. *az országos jellegű csapadék As* és *Ns* felhőből, 2. *záporos jellegű csapadékok Cb*-ből és 3. *szitáló jellegű csapadék St*-ből.

A záporos csapadékokat nemritkán zivatarok kísérik. A kieső csapadék mennyiségét a vízoszlop mm-eiben mérik.

A felsorolt csapadékfajták rövid jellemzése :

Harmat: derült, csendes éjszakán (nemritkán már estétől kezdve) a levegőből kiváló cseppek, a földfelszínen, fűvön és más tárgyakon.

Folyékony lerakódás: vízből álló lerakódás kőfalakon, köveken, fákon és i. t., amely a szélfelőli oldalon nyirkos időben rakódik le.

Dér: hókristályszerű fehér lerakodás, amely a harmathoz hasonlóan válik ki 0 fok alatti hőmérsékleteken.

Kemény lerakódás: kis jégkristályokból álló könnyű fehér lerakódás, amely a folyékony lerakódáshoz hasonló módon jön létre.

Zuzmara: kristályos szerkezetű, érdes, fehér lerakódás, amely a vezetékeken, ágakon és hasonlókon jön létre ködös, nedves időben szélcsend vagy gyenge szél mellett.

Ónoseső: sima, átlátszó jégréteg, amely az ágakon, huzalokon, valamint a földfelszínen keletkezik.

Országos eső: az *Ns* felhőből cseppek alakjában kihulló csapadék ; egyenletes jellegű, tartós, mérsékelten erős.

Záporeső: a *Cb* felhőkből nagy cseppekben hulló csapadék, jelentékeny mértékben erős, rövid ideig tart, kezdete és vége hirtelen.

Szitálás: az *St* és *Sc* felhőből 0,05—0,5 mm átmérőjű cseppek alakjában kiváló csapadék, nagyon kis esési sebességgel (a levegőben mintha lebegne).

Országos jellegű hó: az *Ns* és *As* felhőből hulló, közepes nagyságú hatszögletes hókristályok ; a havazás tartós, mérsékelt erősségű, hirtelen ingadozások nélkül.

Hózápor: Cb felhőből hatszögletes csillagocskák, gyakran hópelyhek alakjában hulló csapadék, amelyet ugyanaz jellemez, mint a záporos esőt.

Havaseső: cseppek és hópelyhek keverékéből álló csapadék, esetleg olvadó hókristályok, rendszerint hópelyhekkel. Mind országos, mind záporos jellegű lehet.

Jégszemcsék (megfagyott eső): kicsiny, kemény, átlátszó 1—3 mm átmérőjű jéggömbök, amelyek az esőcseppek megfagyása révén jöttek létre.

Hódara: tömör, át nem látszó, hószerű szerkezetet mutató daraszemek, amelyek gömb vagy kúpalakúak, 2—5 mm átmérőjűek.

Jégdara: átlátszó, gömbalakú, fehér magvú, 2—5 mm átmérőjű jégszemcsék.

Hószemcsék: kicsiny, át nem látszó, hószerű szemecskék 1 mm-nél nagyobb átmérővel. Kis mennyiségben esnek *St* felhőből.

Jégeső: különböző méretű, borsószemtől tyúktojásig terjedő nagyságú szabálytalan alakú, jégszemek, amelyek egymással váltakozó átlátszó és át nem látszó rétegekből állanak. Csak a meleg évszakban esik zivatarok alkalmával.

Jégtűk: könnyű, átlátszó, igen kis jégkristályok, lapocskák vagy pikkelyek alakjában, a levegőben úszni látszanak. Hideg téli napokon a napfényben szikráznak. A leggyakrabban nem felhőből esnek ki, de van kristályos ködforma is.

Részletes leírást az észlelési utasításban lehet találni.

4. §. A szinoptikus meteorológia alapfogalmai

Valamennyi szinoptikus elem és folyamat kölcsönös összefüggésben áll a többivel. Ezért például a légtömegekről beszélve, már kell hogy fogalmunk legyen az azokat elválasztó frontokról; egyiket vagy másikat említve fogalmunk kell hogy legyen a ciklonális tevékenységről, ami a légtömegek és a frontok létrehozó formája a trópuson kívüli szélességeken; a légtömegek keletkezését tárgyalva, ismernünk kell a bárikus rendszereket, mint azok származási helyét; és i. t. Ezért kell a rendszeres és következetes tárgyalás előtt könyvünkben a *szinoptikus meteorológia alapfogalmait és meghatározásait* a lehető legrövidebb formában előrebocsátani. Ez az összeállítás az olvasónak az általános meteoro- lógiából már ismeretes és ha még eléggé az emlékezetében van, ez a paragrafus a könyv áttanulmányozásánál elhagyható.

1. A meteorológiai elemek mezői

A levegő valamilyen, skaláris vagy vektoriális fizikai jellemzőjének térbeli eloszlását az adott mennyiség terének vagy mezejének nevezzük. Egy skalármennyiség, például a hőmérséklet vagy a légnyomás mezőjét szemléletes formában az *ekviskalár felületekkel* ábrázolhatjuk; a nyomás esetében az izobárfelületekkel, a hőmérsékletnél az izoterm felületekkel, míg a fajlagos térfogatnál az izoszter felületekkel és i. t. Ha ezeket a felületeket a nívófelületekkel metszésbe hozzuk, az egyenlő értékű vonalakat nyerjük; az izobárokat, az izotermákat, az izosztereket és i. t.

Egy skaláris mennyiség *gradiensének* azt a vektort nevezzük, amelyik az adott mennyiségnek a legnagyobb változás irányába eső egységnyi szakaszon bekövetkezett változását fejezi ki. Ez az ekviskalár felületre merőleges. Az a mennyiség gradiensének számértéke $-\frac{da}{dn}$, ahol n az említett normális

iránya. Vízszintes vagy horizontális gradiensnek a gradiens vízszintes síkra vetett vetületét nevezzük. Az a vektor, amely számérték szerint a gradienssel egyenlő, de azzal ellentétes irányú, az *aszcendens*.

A *vektormezőt*, például a szélmezőt, szemléletesen a *vektorvonalak* ábrázolják, például a szél esetén az áramlási vonalak. Áramlási vonalon azt a vonalat értjük, amely a mező adott pontjában úgy halad, hogy a sebességi vektor ennek a vonalnak az érintőjébe esik. A vízszintes síkban is lehet áramlási vonalakat szerkeszteni, a szél vízszintes vetülete alapján.

A *bárikus mezőben* (légnyomási mezőben) a légnyomáseloszlás következő alapformáit, az ú. n. *bárikus rendszereket* különböztetjük meg : az alacsony nyomás területe és a magas nyomás területe. Az alacsony nyomás területe (*A*), ha az izobárok zártak, a *ciklon* elnevezést viseli ; az alacsony nyomású, de nem zárt izobárokkal határolt sáv neve *csatorna* vagy teknő. A zárt izobárú magasnyomású terület (*M*) neve *anticiklon*, míg a nem zárt izobárú magasnyomású sáv a léghátság vagy *gerinc*. A légnyomás a ciklon középpontjában a legkisebb értékű és a ciklon széle felé növekszik ; az anticiklonban a légnyomás a közepén a legnagyobb és az anticiklon széle felé kisebb lesz. A légmozgás az Északi-félgömbön ciklonban az óramutató járásával ellenkező irányban, anticiklonban azzal megegyezően történik. A szabad légkörben az áramlási vonalak az izobárokkal majdnem egybeesnek, a talajközelben az anticiklon középpontjától a ciklon középpontjához tartanak csavarvonalak alakjában. Ciklonban az izobárfelületek befelé hajolnak tölcsérszerűen, anticiklonban kupolaszerűen felfelé domborodnak.

A trópusokon kívüli szélességeken a ciklonok és anticiklonok átmérőit ezer kilométerekkel lehet mérni, míg a centrumban a légnyomás néhányszor tíz millibárral magasabb vagy alacsonyabb a szegélyen mértnél.

2. A légtömegek

A légtömegek azok a szerkezeti alapelemek, amelyekből a troposzféra felépül.

Légtömeget (*M*) alkot a troposzférának az óceánok és kontinensek területével összemérhető nagyságú része, amely általános tulajdonságaival válik ki, azaz a meteorológiai alapelemek vízszintes irányú elegendő egyneműségével vagy folytonosságával. A légtömeg egy egészként mozog az általános földi légkörzés valamelyik alapáramlásában vagy kevéssé mozogva hosszú ideig tartózkodik ugyanazon körzet felett (leginkább a stabil anticiklonban). A légtömegek vízszintes méretei ezer kilométerekkel mérhetők. A függőlegesben 1—2 km-től a troposzféra felső határáig terjeszkednek, de még a sztratoszférikus rétegekbe is benyulnak.

Meleg, hideg és helyi légtömegeket különböztetünk meg. A légtömeget *melegnek* (*WM*) abban az esetben nevezzük, amikor nála hidegebb környezetbe lép, azaz általában magasabb szélességekre vagy hidegebb földfelszín fölé. *Hideg* tömegnek (*KM*) a légtömeget akkor mondjuk, ha alacsonyabb szélességekre és különösen, ha melegebb földfelszín fölé kerül. A meleg tömegre jellegzetes példa az a légtömeg, amely télen a szubtrópusi szélességekről, az Atlanti-óceánról Európa lehűlt szárazföldjére lép. A hideg tömegre tipikus példa a késő tavasszal a Barentsz-tengerről a Szovjetunió európai területének hótakarótól mentes részére jutó levegő. A hideg tömegre egy másik jellemző példa az a levegő, amely télen az erősen lehűlt északamerikai szárazföldről az Atlanti-óceán meleg vizeire lép.

A meleg tömeg alulról hűl át, a nála hidegebb földfelszíntől. Ezért benne kis hőmérsékleti gradiensek alakulnak ki, azaz stabil rétegződés, főleg az alsó kilométerben. A meleg tömegben a konvekcióra kedvezőtlen körülmények vannak, míg a pára kondenzációja is főleg az alsó rétegekben megy végbe, köd és rétegfelhők formájában, amelyekből néha szitálás vagy kisszemű hó esik ki.

A hideg tömeg alulról melegszik és nagy hőmérsékleti gradienseket mutat, azaz instabil rétegződést, főleg az alsó egynéhány kilométerben. Ezért benne kiadós konvekció fejlődik ki, gomolyos és zivataros felhőzet képződik; a csapadéknak viharos, záporos jellege van és gyakran kíséri zivatar.

Ilyen módon a meleg jellegű légtömeg *stabil tömeg*, a hideg jellegű tömeg *instabil tömeg*, a függőleges rétegződés stabilitásának vagy instabilitásának értelmében.

A hideg és a meleg tömegen kívül még helyi légtömeget is megkülönböztetünk. Ezek huzamosabb ideig tartózkodnak ugyanazon a területen. A helyi tömeg lehet stabil, lehet instabil, attól függően, hogy az alatta fekvő felszín hűl-e vagy melegszik.

A légtömeg a maga *fészkében*, azaz keletkezési helyén *helyi tömeg* lesz; kimozdulva hideg vagy meleg tömegként mutatkozik. Majd egy másik területen újból huzamosabb ideig tartózkodva ismét helyi tömeg lesz és i. t.

Földrajzi származás szerint a következő légtömegeket különböztetjük meg: *arktikus* vagy sarkvidéki levegő (*A*), amely a sarkvidéki medencéből tör a mérsékelt szélességek felé; *poláris* vagy mérsékeltövi levegő (*P*), amelynek tömegei a mérsékelt (szubarktikus) övben képződnek; *trópusi* vagy térítővidéki levegő (*T*), amelynek tömegei a szubtrópusi övben képződnek és sarkvidék irányába is, de mint passzátok az Egyenlítő irányába is elmozdulnak; az egyenlítői vagy *ekvátoriális* levegő (*E*), amely az Egyenlítőtől a trópusok felé tart. Mindegyik levegőfajtánál tengeri vagy maritim és szárazföldi vagy kontinentális változatot különböztetünk meg.

A légtömegek folytonosan újra képződnek mint individuumok és elvesztik egyéni jellemvonásaikat. Más földrajzi vidékre elmozdulva sajátságaikat megváltoztatják, transzformálódnak; például az *A* levegő, amely a mérsékelt övbe kerül, *P* levegővé változik át; a tengeri levegő a szárazföldön kontinentális levegővé lesz és i. t.

A légtömegek legállandóbb, leglassabban változó sajátságait *konzervatív sajátságoknak* nevezzük. A konzervatív sajátságok közé soroljuk, mindenekelőtt, a potenciális hőmérsékletet, az ekvipotenciális hőmérsékletet és a fajlagos nedvességet.

3. A frontok

Frontnak nevezzük a troposzféra két légtömege közti átmeneti zónát vagy, közelítőleg, az elválasztó felületet. Ez a felület úgy dől meg, hogy a hidegebb levegő lapos ék alakjában fekszik a melegebb alatt. A frontális felület hajlásszögének nagyságrendje (vagyis a szög tangense) 0,01. A frontális felület és a földfelszín metszésvonalát a *front vonalának* nevezzük. A »front« kifejezést mind a frontális felületre, mind a front vonalára alkalmazzuk.

A frontot a meteorológiai elemek, így mindenekelőtt a hőmérséklet többé-kevésbbé éles változása jellemzi, az egyik tömegből a másikba való

átmenet alkalmával, azaz a nagyobb horizontális gradiensek. A légnyomás a front mindkét oldalán ugyanakkora, de a front átvonulása alkalmával megváltozik a bárikus gradiensek iránya, de gyakran nagysága is. A frontsáv szélessége néhányszor tíz kilométer, míg függőleges vastagsága néhányszáz méter.

Ha a front a hideg levegő felé mozog, *melegfrontnak* nevezzük (*MF*). Az ellenkező esetben, tehát a meleg levegő felé történő mozgásnál a front elnevezése *hidegfront* (*HF*). Melegfront esetén rendszerint a meleg levegő felsikló mozgása jön létre a hideg éken, ami a meleg levegőben a frontális felület felett kiterjedt *As—Ns* felhőrendszer képződésére vezet. Ennek szélessége többszáz kilométer és belőle az úgynevezett országos eső (havazás) hullik. Hidegfront esetén a felszálló mozgás a front mentén keskenyebb sávban folyik le; a felhőrendszer szélessége kisebb, de a csapadék maga hevesebb jellegű, záporszerű, szélsőséges esetben csak részleges, mert az előrehaladó hideg ék előtt a meleg levegő felemelkedése rendkívül erőteljes.

Összetett frontokat, úgynevezett *okkluziós frontokat* is lehet észlelni. Ezek a hideg és meleg frontok felületeinek összezáródásakor fejlődnek ki. Egyelőre nem tárgyaljuk őket, csak arra utalunk, hogy szintén meleg és hideg okkluziós frontokra oszthatók, annak a hőmérsékletváltozásnak megfelelően, amelyet az átvonulásuk a földfelszínen előidéz.

A hideg- és a melegfrontok a *főfrontok* részei. Ezek a fent felsorolt légtömeg-alaptípusokat választják el egymástól. A főfrontok típusai: arktikus-poláris és trópusi főfront.

Az arktikus légtömeg déli határának elnevezése *arktikus front* (*AF*), Az Északi-félteke poláris tömegeinek déli határa a *poláris front* (*PF*). Így tehát az arktikus front az arktikus és a poláris levegő határa, míg a poláris front a poláris és trópusi levegő között alkot határt. Végül a trópusi és egyenlítői levegő közötti határvonalat *trópusi frontnak* nevezzük.

A főfrontoktól meg kell különböztetni a *másodlagos frontokat*, amelyek az alaplégtömegen belül jönnek létre, például a kontinentális poláris levegőt a tengeri poláris levegőtől választva el.

A frontok a troposzférában folytonosan keletkeznek és feloszlanak.

4. A ciklonális tevékenység

A *nemtrópusi ciklonok* főleg a főfrontok mentén fekvő légtömegekben képződnek, tehát a poláris és arktikus front mentén. Fejlődésük első szakaszában, az úgynevezett *fiatal ciklon stádiumában*, a ciklon középpontján keresztülhaladó főfront a ciklon elülső részében melegfront, hátoldalán hidegfront jelleget ölt. A ciklonnak a frontok között a meleg levegőben fekvő része a *meleg szektor*. A második szakaszban, a *ciklon okkludálódásának* állapotában a hideg és a melegfront a ciklon területén összezáródik egyetlen okkluziós fronttá. Az elzáródás folyamatának okkluzió a neve. Az okkludálódás után a ciklon többé-kevésbbé gyorsan elpusztul. A ciklonok túlnyomóan a felszálló áramlás területei, mégpedig úgy a frontális tevékenység, mint az alsó rétegekben bekövetkező légáramlás-konvergencia következtében. Ezért a ciklont általában a jelentős felhőzet és a csapadékok jellemzik. A ciklon átvonulásával együttjáró légtömegcserét gyakran hirtelen hőmérsékletingadozások kísérik. A ciklon területén a szél ereje is nagy.

Az *anticiklonok* az alsó rétegekben egységes légtömegeken belül fejlődnek ki ; az anticiklon belső részében a frontális felületek nem metszik a földfelszínt és nem járnak a meleg levegő felszálló mozgásával. Ellenkezőleg, az anticiklonban leszálló áramlások fejlődnek ki, amelyek a szabad légkörben hőmérsékleti inverziók kifejlődését hozzák létre. A leszálló áramlás túlnyomó volta miatt az anticiklon területén általában kevés a felhőzet, csapadék pedig nincs. Ezzel szemben az anticiklon területén lehetséges az alsóbb rétegekben a ködképződés és a szitálást adó alacsony rétegfelhők kialakulása, mert a levegő az alatta levő földfelszíntől lehűl.

Ugyanazon főfront mentén rendszerint *ciklonsorozatok* fejlődnek ki, amelyek néhány tagból és a közöttük fekvő elválasztó anticiklonokból állanak. Egyes ciklonok néhány napig léteznek, a front mentén néhányszor tíz km-es óránkénti sebességgel mozogva a meleg levegő áramlásának irányában. A ciklonok leggyakrabban a láthatár nyugati feléből a keletibe vonulnak, 30—45 km/óra közepes sebességgel. Az egyes ciklonok egymásbaolvadásából létrejövő széles és alacsonynyomású terület, az úgynevezett *centrális ciklon*, egyfolytában több napig maradhat meg lassan mozgó állapotában. Az anticiklonok sebessége és mozgásiránya általában ugyanez, de az anticiklonok gyakrabban *állandósulnak*, vagyis hosszabb időn keresztül lassú mozgásban ugyanazon a területen időznek.

5. Az általános légkörzés

Általános légkörzésnek azoknak a nagy, planetáris méretű légáramlásoknak a szövevényét nevezzük, amelyeket a szinoptikus térképek segítségével lehet követni. Ide tartoznak a trópusokon kívül fekvő szélességeken a légtömegeket szállító áramlások, valamint a trópusokon a passzátok és a monszunok is.

Az általános légkörzés folytonos változása során is megmarad annak néhány lényeges sajátsága állandónak, vagy évről-évre ugyanabban az évszakban megismétlődik, egy-egy vidék éghajlati sajátságait határozva meg. Az általános légkörzésnek ezeket az állandó vagy *stabil* sajátságait különösen jól lehet tanulmányozni a közepes légnyomás- és széleloszlás éghajlati térképeivel (l. VII. fej.). A légnyomáseloszlás tanulmányozása azért lényeges az általános légkörzés analízisénél, mert a légmozgást a légnyomáseloszlással a bárikus széltörvénynek nevezett törvény kapcsolja össze és ez a középértékekre is igazolódott.

Az egyenlítői övben a légnyomás a troposzféra alsó részeiben egész éven át alacsony. Ez az *egyenlítői depresszió*. Ettől a sávtól két oldalra, a trópusokon és a szubtrópusokon a légnyomás egész éven át magas ; csupán nyáron az ezen szélességeken fekvő kontinensek átmelegedett területén (Északafrika, Délázsia, Mexikó, Ausztrália, Délamerika és Délafrika) lesz a légnyomás a troposzféra legalsóbb részeiben alacsony. A trópusok és szubtrópusok klimatológiai térképein az úgynevezett *szubtrópusi anticiklonok* helyezkednek el ; bennük a legmagasabb légnyomás a 30—40. szélességi fok táján fordul elő. Ilyen az Atlanti-óceán északi felében az *azori-anticiklon*, a Csendes-óceán északi felében a *honolului-anticiklon*, a déli félteke óceánjainak három anticiklonja, amelyekhez télen negyediknek az ausztráliai anticiklon csatlakozik. Ez természetesen nem azt jelenti, hogy minden egyes ilyen területen állandóan ugyanaz az anticiklon van ; a magasnyomású terület a közép-térképeken

csupán arra utal, hogy az adott területen az anticiklonok vannak túlsúlyban a ciklonok felett.

A troposzféra alsó rétegeiben a szubtrópusi anticiklonokból az Egyenlítő felé irányuk szerint nagyon állandó, mérsékelt erősségű szelek fújnak. Ezek *a passzátok*, amelyek az Északi-féltéken északkeleti, a Délin délkeleti irányúak. A két félteke passzátjai az Egyenlítőhöz közel találkoznak. A köztük fekvő választófelületek — *a trópusi frontok* — (amelyeknek az éghajlati térképen az úgynevezett *egyenlítői szélcsendes öv* felel meg) az óceánok felett az Egyenlítőtől valamelyest északra feküsznek. Viszont az Indiai-óceánon és a Csendes-óceán nyugati részén a trópusi front az Északi-félteke telének idején a délkeleti passzátot a *kontinentális monszuntól* választja el. Ez a kontinentális monszun a lehűlt ázsiai kontinens felől fújó légáramlás. A trópusi front ilyenkor az Egyenlítőtől délre fekszik, néha 10 fokkal is. Nyáron a délkeleti passzát átnyomul az Egyenlítőn és behatol Ázsia átmelegedett szárazföldjére, létrehozva az *óceáni monszunt*, miközben a Himalájáig tör előre ; ilyenkor a trópusi front a monszun és a kontinentális eredetű légtömegek között ennek megfelelően a kontinens fölött helyezkedik el, 25—30. é. sz. alatt.

A troposzféra felső részében a magasnyomású területek az egyenlítő felé vannak eltolódva és a passzátok felett az ellenkező irányú áramlást észleljük, amely az Egyenlítő felől hozza a levegőt a szubtrópusokhoz ; ezek az *antipasszátok*, az Északi-féltéken délnyugati, a Déli-féltéken északnyugati iránnyal.

Az óceáni anticiklonokból északi irányba, a magasabb szélességek felé tengeri trópusi légtömegek lépnek ki, főleg délnyugati áramlást mutatva. Hasonló módon lépnek ki a kontinentális eredetű trópusi légtömegek a szubtrópusok kontinentális területeiről, például Szaharából, Arábiából, Északamerika déli részeiről, nyáron pedig a magasabb szélességek puszta- és sztyepp-területeiről is (mint például a Szovjetunió európai területének déli része, Kazakszstán, Közép-Ázsia, Mongólia, az USA déli része). A mérsékelt szélességek alatt a trópusi levegő a poláris levegő nála hidegebb tömegeivel találkozik. A trópusi és poláris levegő közötti választófelületek, a *poláris frontok*, a leggyakrabban a 45—50.° é. sz. területén észlelhetők.

Az egyes féltekéken egyidejűleg több poláris frontot lehet találni mind az óceánok, mind pedig, de különösen nyáron, a szárazföldek felett.

Nyáron a poláris front képződésének öve jelentősen északra tolódik fel, mind a szárazföld, mind a tengerek felett.

A poláris frontokon képződő ciklonok következménye, hogy a mérsékelt öveken a légnyomás általában alacsony. Az átlagosan legalacsonyabb légnyomás a 60—65. szélességi fok tájékán fordul elő, minthogy a különösen mély örvények — a centrális ciklonok — középpontjai a poláris levegőben főleg ezeken a szélességeken helyezkednek el.

Télen a mérsékeltövi ciklonális tevékenység főleg a tengerek felett fejlődik ki és az éghajlati közepek térképein az Atlanti-Óceán északi részén részén az igen mély *izlandi depressziót*, míg a Csendes-Óceán északi részén a hasonlóan mély *aleuti depressziót* fedezhetjük fel. A hideg kontinensek felett téli időben a stabil anticiklonok a túlnyomóak ; ezért a klimatérképeken a hatalmas ázsiai vagy szibériai és a nála jelentékenyen kisebb északamerikai vagy kanadai anticiklonokat lehet megtalálni. Nyáron az óceáni depressziók a klimatérképeken gyengülést mutatnak, ezzel szemben erősödik a kontinensek feletti ciklonális tevékenység, amelynek eredményeképpen a nyári klima-

térképeken Ázsia felett az *ázsiai* vagy *délázsiai* és kevésbbé jelentékenyen az északamerikai széles depresszió mutatkozik.

A 35—40.°-tól a 60—65.°-ig terjedő sávban a szubtrópusi anticiklonok poláris (az Északi-féltekén északi) szegélyén és a nem-trópusi depressziók egyenlítői (az Északi-féltekén déli) szegélyén levegőszállítás folyik nyugatról kelet felé. Ezért ezeken a szélességeken az *uralkodó szelek* mind a trópusi, mind a poláris levegőben a *nyugati negyedből* fújnak. Viszont a mérsékeltövi áramlások délkörmenti összetevője poláris levegőt visz az Egyenlítő és trópusi levegőt a sarkok felé. Ezek a délkörmenti összetevők a poláris front mentén a ciklontevékenység következtében lépnek fel ; minden ciklon elülső részében trópusi levegő áramlik a sarkok irányában, kezdetben a földfelszínen, majd később a magasabb rétegekben a poláris levegő felett ; minden ciklon hátoldalán poláris levegő áramlik a trópusok felé. Így jön létre a magasabb és alacsonyabb szélességek között a levegőcsere.

A 70—75. szélességi fok körül fejlődnek ki az *arktikus frontok*, a poláris levegő és az arktikus levegő között. Ezeken a frontokon szintén végbemegy ciklonképződés, de ez gyengébb. Következményeképpen pedig arktikus levegő nyomul előre az alacsonyabb szélességekre, míg a mérsékelt szélességek melegebb poláris levegője behatol az Északi sarkvidékre.

Magán a Sarkvidéken túlnyomó a magas nyomás, különösen télen, ami az éghajlati térképeken is kifejezésre jut *(arktikus anticiklon)*. Ugyanez a helyzet az Antarktiszon is. Az uralkodó szelek az Északi Sarkvidéken az alsóbb rétegekben keleti irányúak (az arktikus anticiklonok déli szegélyén). A troposzféra felső felében azonban a légnyomás az egyenlítőtől a sarkok felé délkörmenti irányban csökken. Ezért a kb. 4 km-es magasságtól kezdődően a szélirány az Északi Sarkvidéken nyugati lesz, úgy, mint a trópusi és mérsékelt szélességeken.

II. FEJEZET

A SZINOPTIKUS ANALÍZIS ESZKÖZEI

Ebből a fejezetből arról kapunk fogalmat, hogy *milyen eszközök* állanak a szinoptikus rendelkezésére az analízis feladatának megoldásához és az időjárás előrejelzéséhez. Azt, hogy miképpen veszi igénybe ezeket az eszközöket az elemzési feladatok megoldásának egyes részleteinél és az előrejelzésnél, az alábbiakban magyarázzuk meg és a VIII. és IX. fejezetben összegezzük.

Meg kell jegyezni, hogy a szinoptikus analízis egyes eszközei nem kerültek be ebbe a fejezetbe. Ide sorolhatók pl. a szélvonalzók, az advekció kiszámításának módszerei a bárikus topográfiák térképei alapján, az aerológiai diagrammok alkalmazása a szolenoidális cirkuláció kiszámítására. Ezeket valamivel később fogjuk tárgyalni éspedig a III. fejezetben, elvi indokolásukkal együtt logikus kapcsolatban.

5. §. A szinoptikai tájékozódás

1. A szinoptikus állomáshálózat

Azokat az állomásokat, amelyeknek jelentéseit az időjelző szolgálat felhasználja, *szinoptikus állomásoknak* nevezzük. Ezekkel szemben a következő általános igényeket támasztják :

1. Pontosan ismert tengerszintfeletti magasság (a barométer adatnak erre a szintre való vonatkoztatásához) ;

2. a szükséges híradási eszközök az időjelző szolgálat szerveihez (távíró, telefon, rádió) ;

3. jó felszerelés ; tapasztalt személyzet, aki a műszernélküli észlelésekben alaposan gyakorlott (felhőzet, csapadékjelleg és i. t.) ;

4. az állomás reprezentatív jellege, azaz az állomás adatai a lehető legnagyobb mértékben függetlenek legyenek a helyi hatásoktól, az állomás adatai nagy térségre és az egész szinoptikus helyzetre legyenek jellemzőek. (A reprezentatív jelleget illetőleg lásd még a 9. §-t.)

A talajmenti szinoptikus állomások észlelésein kívül az időjelző szolgálatban még az aerológiai állomások adatait is felhasználják ; ilyen módon az utóbbiakat is különleges szinoptikus állomásoknak lehet tekinteni. Megkülönböztetünk rádiószonda állomásokat, amelyek a szabad légkörben a légnyomást, hőmérsékletet és nedvességet észlelik és pilótozó állomásokat,

amelyek a magassági szelet mérik. A rádiószonda észlelésekkel párhuzamosan a repülőgépeken szállított meteorográfok adatait is felhasználják. A teodolit segítségével végrehajtott közönséges pilótballon észlelések felhős időben kivihetetlenek, ezért az utóbbi időben helyettük rádió iránymérővel vagy rádió lokátorral felszerelt (»rádiószél«-) állomások végzik az észleléseket.

A talajmenti szinoptikus állomások két alaptípusát ismerjük : a nemzetközi és a helyi jelentőségű állomásokat. A *nemzetközi állomások* jelentéseit rádión keresztül sugározzák az országos (nemzeti) gyűjtésben és ezeket a szinoptikus térképre nemcsak az illető országban, de más államokban is berajzolják. A *helyi* jelentőségű *állomások* észleléseit a nemzetközi állomások kiegészítésére csupán az illető országban vagy az illető körzetben használják fel. A helyi állomások jelentős mértékben a repülési útvonalak különleges kiszolgálását, háborús időben pedig a repülő harctevékenységet szolgálják.

Az állomásokat az időjárásjelentésekben nem a földrajzi hely szerint jelölik meg, hanem index-számmal. A nemzetközi állomások jelzőszámait nemzetközileg megállapított sorrendben adják ki. A helyi jelentőségű állomásoknak szintén jelzőszámaik vannak.

A szinoptikus állomások közötti távolság a szárazföldön 100—150 km-nél nagyobb nem lehet. Európa és az Egyesült Államok hálózatában ez a sűrűség közeláll az előírásoshoz és ezt a szinoptikus analízis korszerű módszerei számára kielégítőnek kell mondanunk, annál is inkább, mert a helyi állomások ezeket még kiegészítik. Ázsiában, többek között a Szovjetunió ázsiai területén is, az állomáshálózat sűrűsége nem egyenletes és nem mindenütt kielégítő. A háborút megelőző évtizedben a Szovjetunió jelentékeny szinoptikus állomáshálózatot telepített a Sarkvidék szovjet szektorában, Murmanszktól a Behring-szorosig és Eurázia északi partjaitól a Ferenc József-Földig. Az 1937—38. években a sarkvidéki központi medencében 9 hónapon keresztül működött a híres szovjet állomás a sodródó jégen és adta szabályosan rádión keresztül időjárási észleléseit. 1938—39. telén az időjárási megfigyeléseket a Szedov jégtörőről adták le, amely a Sarkvidék magas szélességein sodródott. Egész sor szinoptikus állomást nyitottak meg a Jakut-földön, a Távol-Kelet tajga-vidékein, Közép-Ázsia hegyvidékein. Ennek ellenére a Szovjetunió ázsiai területén az állomáshálózat további fejlesztése még szükséges.

A tengereken az időjelző szolgálat számára szükséges észleléseket különleges, állandóan egy helyben tartózkodó meteorológiai hajókon és a kereskedelmi gőzösökön eszközlik.

A szárazföldi aerológiai állomások (a rádiószonda és rádiószélészlelésekre) 300 km-nél nem nagyobb távolságra legyenek egymástól. Tengeren ez a távolság az 1000 km-t ne haladja meg. Ez a kívánalom azonban még távolról sincs kielégítve.

2. *Az észlelések továbbítása*

Az időjelentések továbbítását és cseréjét a következőképpen szervezték meg. Minden országban az időjelző szolgálat központi szerve az ország minden egyes állomásától távírón, telefonon vagy rádión kapja meg az észlelések eredményeit naponta nyolcszor az észlelési időpontok után. Ezután a jelentéseket mint állami (nemzeti) gyűjtőjelentést, (morse jelekkel) kisugározzák általános tájékoztatás végett. Nagy államokban a gyűjtési rendszer és a tovább-

bítás valamivel bonyolultabb. Így pl. a Szovjetunióban a szinoptikus állomások jelentéseiket az illetékes területi vagy úgynevezett »bokor« rádiómeteorológiai központba küldik, amely a megfelelő körzeti időjárás-előrejelző hivatal mellett működik, mint pl. »Kiev időjárás«, »Taskent időjárás«, »Leningrád időjárás« és i. t. A rádiómeteorológiai központok ezeket a jelentéseket gyűjtés formájában sugározzák ki. A »szövetségi« rádiómeteorológiai központok, amelyek Moszkvában a központi előrejelzési intézet mellett, Habarovszkban és Novoszibirszkben működnek, három szövetségi gyűjtést állítanak össze és sugároznak ki. A moszkvai gyűjtés a Szovjetunió európai területét öleli fel, a habarovszki az ázsiait, a novoszibirszki ebből is, abból is egy-egy részt. A helyi rádiómeteorológiai központok az észlelés után 20—40 perc mulva, a szövetségiek 40—80 perc mulva kezdik meg a kisugárzást.

A repülési szolgálat céljaira különleges jelentéseket sugároznak ki az útvonalra vagy a repülőtevékenység körzetébe eső állomásoknak a közbeeső, ú. n. kiegészítő időpontokban készített észleléseiből. Néha a morséval kisugárzott gyűjtést részben vagy egészben rádiótelefonon megismétlik pl. Moszkvában. Rádiótávbeszélőn szinoptikus helyzet-áttekintést és időjárás-előrejelzést is adnak.

Ha sok ország sugározza meteorológiai gyűjtését, egész sereg kisugárzás az időben kereszteződik és a teljes vétel nagyon nehéz. Ezért Európában a következő rendszert állapították meg: A nemzeti kisugárzások leadása után négy rádióközpont az azok alapján összeállított négy kollektív gyűjtést sugározza ki, amelyek már egész Európát és más kontinensek legközelebb fekvő részeit is felölelik (Észak-Afrika, Elő-Ázsia). Anglia saját jelentésein kívül Európa északnyugati és nyugati államainak jelentéseit sugározza; Franciaország saját és északafrikai gyarmatain kívül a középeurópai államok észleléseit, a Szovjetunió a keleteurópai államok, míg Olaszország a földközitengeri medence keleti részében fekvő országok jelentéseit. Minden kollektív gyűjtésnek legalább 250 állomást kell tartalmaznia. Észak-Amerika és a Csendes-Óceán észlelései (legalább 150 állomás) az angol kisugárzásban szerepelnek, míg az Európát övező tengerekről származó jelentések mind a négy gyűjtésben megtalálhatók. A gyűjtések az aerológiai anyagot is felölelik.

A jelzett négy rádióközpont egyidőben dolgozik, de négy különböző hullámhosszon. Ezek szerint a több mint 1000 szinoptikus állomás jelentésének teljes egészében való felvétele négy rádiókészülékkel megoldható. Az adásrendet emellett még úgy alkották meg, hogy a kevésbbé sűrű, de azért egyenletes eloszlású állomáshálózatról három rádióvevővel is lehetséges legyen a vétel.

A szinoptikus jelentések csererendszerét nemzetközi méretekben nemzetközi megegyezéssel szervezték meg, ugyanígy szabályozva a hullámhosszat, az időpontot és az adás tartalmát is.

3. Észlelési időpontok

1947-ig a szinoptikus állomáshálózatban naponta négy ízben észleltek. Így éjjeli, reggeli, déli és esti észlelésről lehetett beszélni.

Emellett az *észleléseket* valójában *nem egyidőben végezték*. Két észlelési időrendszert használtak: 1. az *illető országra* vagy világrészre *azonos időpont szerint*; 2. *az egyes állomások helyi középideje szerint*. Az első esetben a külön-

böző állomásokon végzett észlelések ugyanarra a fizikai pillanatra vonatkoznak, a második esetben ugyanarra a napszakra, pontosabban ugyanarra a napállásra.

Nyugateurópában már régen az első rendszert fogadták el. 1947-ig az észleléseket *greenwich-i középidő szerint* 01, 07, 13 és 18 órakor végezték. Emellett egyes országok számára a ± 1 óra eltérést megengedhetőnek tartották. Egységes idő szerint végezték az USA-ban is az észleléseket éspedig greenwich-i idő szerint 18^{30}, 00^{30}, 06^{30} és 12^{30}-kor. A felsorolt időpontok közül az első az USA területén kb. éjfél, a második reggel-tájba esik. Ezzel szemben a Szovjetunióban 1947-ig 01, 07, 13 és 19 óra *helyi középidőben* végezték az észleléseket, azaz 6—6 órás időközökben.

Mindegyik rendszernek megvan a maga előnye és hátránya. Az azonos fizikai pillanatban történő észleléseknél pontosabb térképet kapunk, mintegy pillanatfelvételt a légnyomáseloszlásról, az áramlási vonalakról és a frontokról. Ezzel szemben a különböző állomások észlelései a *Nap különböző állására vonatkoznak*, aminek következtében a szélességben nagykiterjedésű országban az élesen kifejeződő napi menetet mutató elemek különböző állomásokon mért értékeinek összehasonlítása nem lehetséges. Pl. ugyanazon a térképen a keletszibériai állomások hőmérséklete a nappali órákra vonatkozik, míg a Szovjetunió nyugati részeiről kapott jelentések a kora-reggeli órákra. Érthető tehát, hogy a légtömegek jellemzésének szemszögéből ezek a hőmérsékletek nem hasonlíthatók össze. A helyi idő szerint történő észlelésnél az egyes állomásokon a térképre rajzolt észlelési adatok az *elemek napi menetének mindig ugyanazon fázisát* szolgáltatják. A helyi időben történt észlelések az *éghajlati közepek* kiszámolására is felhasználhatók, az egységes idő szerint nagy országban végzett észlelések erre a célra nem alkalmasak.

Az 1947. évtől a Szovjetunióban és valamennyi más országban az időjelző szolgálat céljaira napjában nyolcszor végeznek észleléseket, éspedig 00, 03, 06, 09 . . . . . 21 óra greenwich-i középidőben. Ezenkívül az egész meteorológiai hálózatban, beleértve a szinoptikus állomásokat is, megmarad a négy klimatológiai észlelési időpont helyi idő szerint.

A repülési célokat szolgáló észleléseknél a nyolc alapidőponton kívül még közbeeső időpontok is megengedhetők.

4. A szinoptikus kódok (számkulcsok)

Az észlelések eredményeit közlő táviratokat nem nyílt szövegben, hanem *számkulcsban* sugározzák ki, amelyeket legnagyobbrészükben nemzetközi megállapodással fogadtak el. A távirat ötszámjegyes csoportokból áll. A különböző állomástípusok és különböző célok szerint nagyszámú nemzetközi távirati kulcsot állapítottak meg, ezek közül azonban egyesek csupán egy bővebbnek rövidített formái. Léteznek még helyi jelkulcsok is, amelyet csak egyes országok használnak.

A jelenleg használt kódot a meteorológiai szolgálatok igazgatóinak nemzetközi konferenciája 1947-ben fogadta el Washingtonban. A korábban használt kódot 1929-től használták, (Kopenhága-i kód), de rajta 1935. és 1937-ben változtatásokat eszközöltek.

Jelenleg két, egymástól a méter, C° és m/sec, illetőleg a láb, F° és csomó, illetőleg tengeri mérföld használatában különböző kód van alkalmazásban. A Szovjetunió és a népidemokráciák kódjai a méterrendszer és a C° következetes használatával tűnnek ki az angolszász nyelvterület kódjaival szemben.

Az aerológiai kódokat, az előrejelzések és tanácsadások továbbítására szolgáló és stb. számkulcsokat legnagyobb részükben szintén nemzetközileg hagyták jóvá. A gyakorlati munkában a megfelelő hivatalos tájékoztatókat és utasításokat kell használni.

6. §. A szinoptikus térkép

1. A szinoptikus térképek fajai

A szinoptikus térképeket a következő kategóriákra lehet osztani:

1. *munka-* vagy *komplex-térképek*, amelyre a talajmenti meteorológiai állomásokon egyidejűleg észlelt időjárási elemek értékeit rajzolják be.

2. *segédtérképek*, amelyre egyik vagy másik időjárási elem talajmenti értékeit vagy ezen értékek időbeli változását vezetik rá. Ide tartoznak a légnyomásváltozási, ú. n. izallobártérképek, az izalloterm, azaz a hőmérséklet időbeli változását feltüntető térképek, a csapadéktérképek, a hőmélypont vagy a hőcsúcspont és stb. térképek. A kisegítő térképek célja az analízis és prognózis számára kisegítő lehetőségeket nyujtani, amelyeket alapvetően a munkatérképek alapján készítenek, vagy egyik-másik elem, pl. a csapadék eloszlásáról tájékoztatási célokat szemléltető elképzelést adni.

3. *Magassági vagy aerológiai térképek*, amelyeket az aerológiai állomások mérési adatai alapján szerkesztenek. Ezekre a térképekre kevésszámú meteorológiai főelem kerül. Ide tartoznak:

a) a különböző standard magasságok (pl. 1000, 2000 és i. t. m) *szél-térképei* a magassági szélmérések alapján;

b) *a légnyomásnak, hőmérsékletnek és más elemeknek a különböző standard szintekben való eloszlását mutató térképek;*

c) *a főizobárfelületek abszolút és relatív topográfiáját adó térképek.* Ezekre a térképekre egyik vagy másik főizobárfelület (1000, 900, 800 .... 500 és i. t. mb) a tengerszinttől vagy egy másik, alatta fekvő izobárfelülettől számított dinamikus magasságát (geopotenciálját) rajzolják be. Ezeken a térképeken az egyenlő dinamikus magasságok egyenértékű vonalait, az izohipszákat is meghúzzák.

d) *az izentrópikus térképek*, azaz az egyenlő potenciális hőmérsékletű helyeken átmenő felületek abszolút topográfiájának térképei. Ezekre az izohipszákon kívül az adott izentróp felületre vonatkozólag a fajlagos nedvesség egyenértékű vonalait, valamint a széladatokat is berajzolják.

Összeállítanak olyan térképeket is, amelyeken az izobárfelületeknek, vagy az izentróp-felületeknek egyik időszakról a másikra bekövetkezett *topográfia-változása* kerül ábrázolásra. Végezetül a szinoptikus térképre fel lehet vázolni a légtömegek, frontok és légnyomási rendszerek feltételezett jövőbeli eloszlását is.

2. A szinoptikus térképek űrlapjai

A szinoptikus térkép a legkülönbözőbb nagyságú földrajzi területet ölelheti fel, kezdve az egész földgömbtől vagy a félgömbtől egészen egy-egy közigazgatási körzetig vagy néhány megyéig, sőt azok egy részéig. A háborút megelőző években az időjelző szolgálat a térképek területének maximális

kiterjesztésére törekedett ; *az Északi-félgömb térképeinek* megrajzolása a nagy, de legalább is a központi időjelző hivatalok mindennapos munkája lett. A rádióhíradás fejlődése az Északi-félgömb térképének az operatív szinoptikus munkába való beiktatását teljes mértékben lehetővé tette. Az egész Földgömb szinoptikus térképeit operatív munkában még nem használták fel.

Azonban az egész félgömb térképei nem alkalmasak azon területek részletes időjárási viszonyainak megvilágítására, amelyek a szinoptikus által kiszolgált körzetbe esnek vagy arra közvetlen hatást gyakorolnak. A félgömb térképeit ritka állomáshálózatról napjában egyszer, kétszer rajzolják meg, mert a rendelkezésre álló összes állomásokról befutó adatok megrajzolásához rendkívül nagymértékű térkép lenne szükséges. Ezért a félteke térképén kívül még más részletesebb, nagyobb méretarányú és sűrűbb állomáshálózatú térkép megrajzolása is szükséges, *a félteke egy részére*, például Európára, a szomszédos kontinensek közelfekvő részeire és az Atlanti-óceánra vagy a Szovjetunióra, vagy Észak-Amerikára és i. t. Ilyen térképet minden főészlelési időpontra lehet készíteni, azaz napjában nyolcszor, de legalább is négyszer.

Végül különleges célokra (például a légiforgalom tájékoztatására és különlegesen a rövidtartamú prognózisok céljaira) még kisebb területet felölelő, még nagyobb méretarányú és még sűrűbb állomáshálózatú térképeket is szoktak készíteni, az úgynevezett *mikro-szinoptikus vagy körzeti térképeket.* Az ilyen térképeket a kiegészítő állomáshálózat jelentései alapján nemcsak a szinoptikus észlelési, hanem a kiegészítő időpontokra is meg szokták rajzolni.

A nem egész féltekét feltüntető térkép rendszerint nagyobb területet ölel fel attól a körzettől *nyugatra*, amelyre az előrejelzést készítik, mint attól keletre. Ez azzal magyarázható, hogy a mérsékelt szélességeken a légtömegek és a légköri örvénylések uralkodó mozgása nyugatról kelet felé irányul. A Szovjetunió időjárási intézetének az Unió európai részével kapcsolatos munkatérképe egész Európát, az Atlanti-óceán és az Északi Jeges-tenger határos részeit, Afrika és Ázsia szomszédos területeit öleli fel. A nyugateurópai térképek nagyobb részt tartalmaznak az Atlanti-óceánból, de nem terjednek ki messzire kelet felé. A Szovjetunió ázsiai területének időjárási intézeteiben készülő térképek nem tartalmazzák az Atlanti-óceánt, de még Európa egy részét sem, ezzel szemben kelet felé a Bajkálig, sőt a Csendes-óceánig is elnyúló területet ábrázolják, míg a középázsiai intézetek térképei Dél-Ázsiát is tartalmazzák.

A térképűrlapon felírások nincsenek, ami a szinoptikust arra kényszeríti, hogy kitűnően ismerje a földrajzi elnevezéseket. Csupán az állomások jelzőszáma és néha a legnagyobb városok (fővárosok és tartományi központok) nevei vannak rajta, a megfelelő állomáskarikák mellett. A térképeken a hegyrajz alapvonalai láthatók a fontosabb folyókkal, míg a körzeti térképeken a vasútvonalak is. A fokhálózat fokonként, míg a »kvadrátok« (nagyobb négyzetek) ötfokonként kissé vastagabb vonallal vannak ábrázolva, néha meg is számozva. A térkép szegélyén különböző segédvonalzók, átszámítási skálák és nomogrammok foglalnak helyet.

Az űrlapok rendszerint kétszínű nyomásban készülnek és csak ritkán egyszínnyomatban. A megfelelő színkiválasztásnak a térképűrlapnál igen nagy jelentősége van. Világosan kivehető kell legyen a tengerek és szárazföldek eloszlása, valamint a domborzat, de ugyanakkor a színezésnek nem szabad rikítónak lennie, hogy a szemet ne fárassza, a térképre rajzolt adato-

kat ne nyomja el és ne zavarja az analízisnél a további munkát. A tengert rendszerint halványkékkel, a szárazföld körvonalait homokszínnel, a hegyeket pedig a homokszín különféle árnyalataival nyomják. Egyszínű nyomatoknál rendszerint világoskék vagy zöld színt használnak.

A leggyakrabban használatos méretarányú (1 : 10 000 000) térképeken a *domborzati viszonyokat* rendszerint a következő magassági fokozatokban ábrázolják izohipszákkal vagy színezéssel: tengerszint alatt, 0—500, 500—1000, 1000—2000 m, 2000 m-en felül.

3. Vetületek és léptékek

A szinoptikus térképek *vetületeinek* a következő követelményeket kell kielégíteniök: 1. szögtartás, 2. a délkörök egyenesvonalúsága, ami a szélirányok berajzolását könnyíti meg, 3. a térképnek a délkörök mentén folytonosnak kell lennie, mert a légköri mozgások uralkodó iránya a párhuzamos körök mentén fekszik.

A Nemzetközi Meteorológiai Bizottság 1937. évi salzburgi ülésszakán a következő vetületeket ajánlották: a sarkvidékekre a sztereografikus síkvetületet, ahol a vetitősík a féltekét a 60. szélességi körben metszi; a mérsékelt szélességekre a Lambert-féle konform kúpvetületet, ahol a kúppalást a féltekét a 30. és 60. párhuzamos köröknél metszi, míg az Egyenlítő vidékére a Merkátor-vetületet, ahol a leképezés a 22,5° mentén torzításmentes.

A féltekét a 60. szélességi körnél metsző síkra vetített sztereografikus vetületet az egész félteke ábrázolására is fel lehet használni. A Szovjetunióban a félteke térképének a 60. szélességi kör síkjára vetített azimutális térképet használják, amelynél az egyes szélességi körök köze az egész térképen végig egyenlő. A világtérképre nem lehet megfelelő konform vetítési módot találni, a legegyszerűbb két egymás mellé fektetett félteke-térképet használni.

A vetület fajtáját, valamint a 22,5., 30. vagy 60°-nál, az úgynevezett standard szélességeknél adódó méretarányt a térképűrlapon fel kell tüntetni; az egyéb szélességeken adódó méretarányokat szintén rá kell nyomtatni a térképűrlapra.

A *térkép méretaránya* a felölelt területtel, valamint a szinoptikus hálózat sűrűségével áll kapcsolatban. A térképűrlap ne legyen túlságosan nagy, mert ez a rajzolást és kiértékelést megnehezíti. Ugyanekkor azonban a térképre rajzolt észlelési adatoknak nem szabad összekeverődniök.; hasonlóképpen, az állomások a térképen ne feküdjenek egymástól túl messze, hogy egy pillantással át lehessen tekinteni egy egész sor állomást. A legmegfelelőbb méretaránynak az alábbiak bizonyultak (az alkalmazott vetület standard-körénél mérve); a világtérképre 1 : 40 000 000, a félteke térképére 1 : 30 000 000, a félteke nagyobb részeire 1 : 20 000 000, a világrészek vagy óceánok térképeire 1 : 5 000 000.

A Szovjetunióban a félteke térképeinél az 1 : 30 000 000, a Szovjetunió és Európa térképénél az 1 : 10 000 000, a körzeti térképeknél az 1 : 5 000 000, csak a Kaukázust ábrázoló térképeknél az 1 : 2 500 000, és Eurázia aerológiai térképénél az 1 : 20 000 000 méretarányt használják.

7. §. A szinoptikus munkatérkép

1. A térképrajzolás

A szinoptikus munkatérképre a következő időjárási elemek értékeit rajzolják be (a távirati kulcs szkémájában használt egyezményes jelekkel jelölve): N, N_h, C_L, C_M, C_H, h, dd, ff, PPP, a, pp, TT, T_dT_d, ww, W, VV, RR. A jelek jelentését l. a könyv elején.

A hajójelentések berajzolásánál feltüntetik a t_d értékét, valamint a hajó mozgásának irányát és sebességét. A félteke térképeire kevesebb adatot rajzolnak be, de a következőket mindig: N, dd, ff, PPP, TT, ww. Végül a munkatérképre a kívánalmaknak megfelelően a pilótmérések eredményeit is be lehet rajzolni.

A fent felsorolt elemek a munkatérképhez feltétlenül szükségesek. Természetesen számukat még más elemekkel növelni is lehet, mint pl. SS, T_nT_n, T_xT_x és i. t. Az utóbbi elemek értékeiből segédtérképeket is lehet rajzolni; ilyen segédtérképeket olyan elemekből is szerkesztenek, amelyek különben a munkatérképen is kötelezően szerepelnek. mint pl. pp, RR, hogy eloszlásukat szemléletesebben lehessen látni.

Az egyes elemek értékeit a térképre számokkal vagy egyezményes jelekkel rajzoljuk.

A jelentések lehető legtökéletesebb kihasználása céljából a térképre való berajzolásnál szabályokat kell szem előtt tartani:

1. Az adatok berajzolását a legnagyobb pontossággal kell végezni, a hanyag rajzolás rendkívüli módon megnehezíti a térkép analízisét. Különösen ügyeljünk a tinta vagy tus színének tisztaságára.

2. A felhasznált jeleknek pontosan meghatározottaknak, logikusaknak és egymástól jól megkülönböztethetőeknek kell lenniök.

3. Az állomáskörhöz viszonyítva minden elem szigorúan megállapított helyen álljon.

Ha az állomás jelentésében egyik vagy másik elem hiányzik, helyét szabadon kell hagyni. Ha ezt a követelményt nem vesszük figyelembe, a térkép zűrzavaros lesz és az analízist nem tudjuk keresztülvinni. Ellenkező esetben, ha ezt a követelményt betartjuk, még a munkatérképen szereplő igen nagyszámú elem esetén is az analízis folyamán azok olvasása igen gyorsan automatizálódik és semmi nehézséget sem fog okozni.

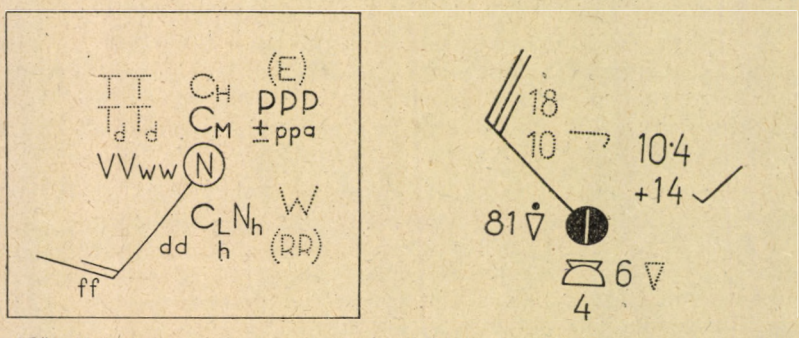
Világos, hogy a széliránt jelző nyíl a fenti szabály alól kivétel; minden esetben onnan irányul a kör felé, ahonnan a szél fúj.

2. A rajzolási szkéma

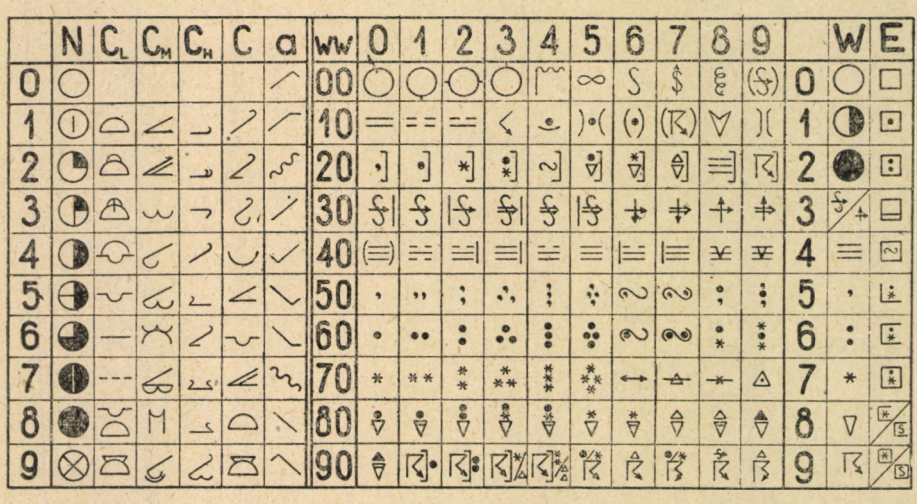
Az elemeknek az állomáskörhöz viszonyított elhelyezését a Nemzetközi Meteorológiai Bizottság hagyta jóvá, az 1. sz. ábra szerint. Ugyancsak nemzetközileg fogadták el az alábbi rajzolási szabályokat is.

A 2. sz. ábra szerint az elemek közül N, C_L, C_M, C_H, ww, W, E és a szimbólumokkal (jelekkel) ábrázolva kerül rá a térképre. Ugyanígy jelekkel ábrázoljuk a széliránt és a szélerősséget. A többi elemet számmal írjuk be, amelyet vagy közvetlenül a táviratból veszünk vagy a kulcsszámból számítunk át.

Az adatok javarészét fekete tussal rajzoljuk be, néhánynál pedig a könnyebb megkülönböztetés céljából piros tust használunk. Piros színnel rajzoljuk TT, T_dT_d, valamint W értékét, de bizonyos körülmények között, például a hegyi állomásoknál a PPP, dd és ff értékét is; ajánlatos de nem kötelező piros színt használni a C_H és a pp tendencia negatív értékeinek berajzolásánál. A csapadék RR értékét, valamint a pilótmérések eredményét zöldszínű tussal rajzoljuk be.



1. ábra. Az időjárási táviratok berajzolásának szkémája és példája a komplex szinoptikus térképen



2. ábra. Az időjárási táviratban szereplő időjárási elemek feltüntetésének szimbólumai

Színes tus hiányában a térképre fekete színnel is lehet rajzolni, de ezzel a térkép szemléletességéből veszít.

3. Rajzolási szabályok

Térjünk át a rajzolás részleteire.

A *szélirányt* nyillal rajzoljuk, amely az állomáskarikához abból az irányból tart, ahonnan a szél fúj és a kört eléri. Ha szélcsendet jelent az állomás, célszerű az állomáskarika köré egy nagyobb sugarú kört rajzolni, ami később kiküszöböli azt a gyanút, hogy a rajzoló elfelejtette az illető állomás szélét berajzolni. A szélerősséget a szélnyíl

végére rajzolt zászlókkal jelöljük. Rövid zászló egy, hosszú zászló két Beaufort-szelet jelentett, míg ma, amikor a szelet m/sec-ben adják meg, a rövid zászlócska 2 ,a hosszú 4 m/sec szelet jelent. A zászlócska a nyíltól az óramutató járásának megfelelő irányban áll ; ajánlatos, hogy a zászlócskát és a nyilat egymásra merőlegesen rajzoljuk. Ha a szél lökéses, a nyílra kis éket teszünk.

A felhőzet összmennyiségét az állomáskarikának a szimbólumtábla szerinti kisebb vagy nagyobb mértékű bevonalkázásával fejezzük ki, míg az alacsony felhők mennyiségét (N_h) magából a táviratból vett számmal írjuk be, a h jelöléséhez hasonló módon. Néha (különösen repülésmeteorológiai célokra) a h értékét a magassági köz alsó határát jelző méter-számmal jegyezzük be, pl. $h = 5$ helyett 600-at írunk.

Az alacsony, középmagas és magas *felhők alakját* a 2. sz. táblából vett szimbólumokkal ábrázoljuk. C_H piros színnel is rajzolható.

Az észlelés alkalmával uralkodó időjárás ww jelét szintén a táblából vett szimbólumokkal rajzoljuk be. Az észlelések közötti időjárás ábrázolására szintén a táblázatban, (W alatt) találhatjuk meg a megfelelő jelet, amelyet a térképre piros színnel viszünk rá. Az 50, 60, 70 csoportokban a jelenség tartósságát a jelek vízszintes irányú ismétlődésével vagy kettőzésével, míg az erősséget a függőleges irányú ismétléssel vagy kettőzéssel jelöljük.

A légnyomás *PPP* értékét a térképre háromjegyű számmal írjuk be, ugyanazokkal, mint a táviratban adják, de ajánlatos a tizedmb-okat jelző jegy elé a tizedespontot kitenni. Az első nullát is be kell rajzolni. A hegyiállomások légnyomását piros színnel rajzoljuk be.

A pp tendenciát a térképre ugyanazzal a két számjeggyel rajzoljuk be, amellyel a táviratban szerepel, de valamivel kisebb számjegyekkel, mint a *PPP*-t. A tizedmb-okat tizedesponttal válasszuk el az egészektől. Az első nullát is feltétlenül ki kell írni. A számjegyek elé a plusz vagy mínusz jelet tesszük, a negatív tendenciát piros színnel is be lehet rajzolni. A tendencia alakját a *pp* jele mögé rajzoljuk, a 2. sz. táblázat szerinti jelekkel, amelyek a barogramm az utolsó három óra alatti vázlatos menetét fejezik ki. Az $a = 3$ és $a = 8$, azaz a légnyomás változatlan menetét kifejező tendenciákat a térképre nem rajzoljuk be.

A *TT hőmérsékletet* a táviratból vett egész fokokban rajzoljuk be, piros színnel, kissé nagyobb számjegyekkel, mint a légnyomást. Ha az első számjegy nulla, nem rajzoljuk. Ha a hőmérséklet 0 fok alatt van, amit a táviratban 50 hozzáadása jelez, a táviratban jelentett számból ezt az 50-et levonjuk és a kapott számjegyet írjuk be, de elébe — előjelet teszünk. 0 fok feletti hőmérsékletnél a plusz jelet nem kell kitenni. A hajósürgönyöknél szerepel a t_d is. Ilyenkor TT és t_d értékéből kiszámítjuk a T_lT_l tengerfelszínhőmérsékletet és ezt rajzoljuk be fekete színnel. A hőcsúcspont vagy hőmélypont T_xT_x, illetőleg T_nT_n értékét a TT alá vagy fölé lehet rajzolni, de zárójelben.

A VV látástávolságot a táviratból vett számjegyekkel rajzoljuk be.

A T_dT_d harmatpont értékét a táviratból vett számmal rajzoljuk be, piros színnel, ugyanazon szabályok szerint, amelyeket a TT berajzolására vonatkozólag soroltunk fel.

Az RR csapadékmennyiséget zöld színnel rajzoljuk be egész mm-ekben. Az $RR = 91$—96 értékeknél, amelyek 1 mm-nél kevesebb csapadékot jelölnek, tizedmm-ben írjuk ki a mennyiséget. $RR = 00$ esetén 0,0-t, $RR = 97$ esetén zöld pontot teszünk. A csapadék helyét ilyen esetben azért nem hagyjuk üresen, nehogy a hanyagság gyanújába essünk. $RR = 99$ esetén ferde keresztet írunk.

Az E talajállapotot csak kívánságra rajzoljuk be, a 2. tábla szerinti jelekkel.

Ha a fent felsoroltakon kívül a térképre még más elemek berajzolása is kívánatos, ezek számára a szkémában szabad helyet keresünk. Soha sem szabad a más elem számára fenntartott helyet elvenni, még akkor sem, ha ezt az elemet a jelentésben történetesen nem közlik.

A fenti szkémában fel nem sorolt elemekre, pl. a tengerhullámzásra vagy a hajó kurzusára, nincsenek nemzetközileg megállapított jelek. A Szovjetunióban a hajókurzust vastag, fekete színnel rajzolt nyíllal jelzik, amely az állomáskarikától indul ki, de azt nem érinti ; a sebességet a nyíl fölé írt számmal jelzik.

4. A magassági szélmérések berajzolása

A magassági szélméréseket a munkatérképre zöld színnel rajzoljuk be, a következő módon : a táviratban adott első magasságra a szélirányt az állomáskörtől kiinduló kis nyíllal jelöljük, amely abban az irányban halad, amerre a szél fúj ; ebből a nyílból indul ki a másik, amely a következő szintre adja meg a szélirányt és i. t. Természetesen

nem kell minden magasságra megrajzolni az adatokat, hanem például az 1000, 2000, 3000 m-re és i. t. Ha az észlelés valamelyik magasságban nem történt meg, a hiányzó adatnak megfelelő nyilat pontozott vonallal iktatjuk közbe. A térképen ilyen módon a pilótballon pályájához hasonló pályavetület jelenik meg. Minden egyes nyilacska felett meg kell adni a magasságot, amelyre vonatkozik. Az adott magasságban mért szélsebességet a nyíl mellé írt számmal jelöljük (m/sec vagy km/óra egységekben).

8. §. Az észlelési anyag hibái

Az észlelési adatoknak a térképre való berajzolása közben, de még inkább az analízis folyamán észre kell venni és a lehetőség szerint ki kell javitani azokat a hibákat, amelyeket az észlelési anyag tartalmazhat. Ezek a hibák véletlenek és rendszeresek lehetnek.

1. A véletlen észlelési hibák és azok leleplezése

Az esetleges vagy véletlen észlelési hibák eredete a következő lehet :

1. a műszer leolvasásánál vagy az adott elem műszernélküli észlelésénél adódó hiba ;

2. a leolvasott értékre alkalmazott helyesbítéseknél elkövetett hiba (tengerszintre vonatkoztatás, átszámítás mm-ről mb-ra és i. t.) ;

3. hibák a számtáviratba foglalásnál ;

4. a vezetéken vagy rádión való továbbításnál előadódó hibák ;

5. a berajzolásnál elkövetett hibák.

A hibák egy részét még a térképre való berajzolás előtt észre lehet venni és ki lehet javítani, az előzetes átnézésnél. Így például néha télen a negatív hőmérséklet helyett pozitív értékkel adják a hőmérsékletet (elfelejtve az 50-es szám hozzáadását) ; az ilyen hiba kijavítása akkor könnyű, ha a hőmérséklet nincs túlságosan közel a 0-hoz, (pl. mint —1°). A hiba leleplezése és kijavítása céljából általában úgy kell eljárni, hogy a gyanús adatot a szomszédos állomások adataival hasonlítjuk össze. Ez a hibák leleplezésének első alapelve.

Itt az a feltevés vezet bennünket, hogy az időjárási elemek értékei vízszintes irányban csak fokozatosan és elég kis gradiensek szerint változnak ; így a szomszédos állomásokon néhány elem értékeinek egymáshoz eléggé közelállónak kell lenniök. Az összehasonlítás alkalmával a hibás adat élesen fog különbözni a szomszédos állomások adataitól, ahogy mondjuk, az adat »kiugrik«. De emlékeztetnünk kell arra, hogy a hőmérséklet is, a szél is, a felhőzet is, de más elemek is nem nagy távolságon belül igen élesen változhatnak egyik légtömegből a másikba való átmenetnél, a fronton keresztül. Ezért az összehasonlításnál a gyanús állomástól minden irányban meg kell vizsgálnunk a szomszédos állomásokat.

Arra is emlékeztetnünk kell, hogy egyik légtömegből a másikba menve át, nemcsak egyetlen elem, hanem az elemek egész sora megváltozik éspedig egymásra kölcsönös hatással. Például azt látjuk, hogy egy terület valamennyi állomása 15—20°-os hőmérsékletet jelent déli széllel és légnyomáscsökkenéssel ; de egy kissé északabbra fekvő állomás 8° hőmérséklettel északkeleti szelet és légnyomásnövekedést jelez. Elfogadhatjuk-e ezt a 8°-ot? Úgy látszik, igen ; a kiválasztott állomást szemmelláthatólag más származású légtömeg borítja, amely északkeletről jön és hidegebb lévén, légnyomásnövekedést is hoz magával. Ha nem fordítottuk volna figyelmünket a szélre és tendenciára is, semmit

nem tudtunk volna a hőmérsékletre vonatkozólag mondani és esetleg hibát gyanítottunk volna ott, ahol nincs is.

Ebből következik a hibák leleplezésének második alapelve ; a gyanús jelentést ugyanazon állomás más elemeinek értékeivel is össze kell hasonlítani.

Ennek az elvnek az alkalmazásánál számításba kell vennünk, lehetséges-e egyik vagy másik értéktársulás vagy nem lehetséges? Nem minden értéktársulás lehetséges. Réteges felhőből nem eshetik záporos csapadék. A légtömegen belüli erős éjjeli hőmérsékletsüllyedésnél (frontátvonulás nélkül) nem szokott erős szél és zárt felhőzet előfordulni. Elég erős déli szél esetén az izobár nem mehet az adott állomáson keresztül északnyugat-délkeleti irányban és i. t.

Következésképpen a hibát legmegbízhatóbban akkor állapíthatjuk meg, ha az adott adatnak és a szomszédos állomásnak megfelelő adataink vagy a saját állomás többi adatának ellentmondó voltára mutatunk rá. A kétes adat helyességének megállapítására a legbiztosabb, ha *megmagyarázzuk* az adatot, azaz okait megállapítjuk.

A hiba kijavítása igen gyakran nehezebb szokott lenni, mint megállapítása. Ha nincs elegendő bizonyosság arra, mekkora a hiba nagysága, jobb a hibás adatot mellőzni, mint magunkat a jószerencsére bízva javítgatni.

2. *Példák az előforduló hibákra és kijavításukra*

A hőmérőn, légsúlymérőn végzett leolvasásoknál nemritkán előfordul az 5—10 egységgel való elolvasás. Például 17° helyett 12 vagy 27 fokot olvasnak le és jegyeznek fel. A hőmérsékletnél elkövetett ilyen természetű hibákat könnyű a szomszédos állomásokkal való összehasonlításból megállapítani és kijavítani. Kevésbbé feltűnőek, vagy egyáltalán nem feltűnőek a százalékos nedvesség leolvasásánál elkövetett 10—5%-os leolvasási hibák. Ha a nedvességet pszichrométerrel határozzák meg, ilyen kerek 5 egységes hiba nem is adódik hibás hőmérőleolvasásból. A légnyomási adatok között is lehet 5 vagy 10 *Hg* mm-es leolvasási hibát tartalmazó adat, de a mb-okra való átváltoztatás után ez a hiba már nem kereken öt egységgel fog a környezet adataitól különbözni. Az adatok kijavításánál erre figyelemmel kell lenni.

A szélirányban az első kódszámjegyben elkövetett hibákat könnyű észrevenni és javítani, például ha 12 helyett 32-t sürgönyöznek vagy 08 helyett 18-at. A hiba észrevételénél és javításánál különösen jól segít a szél összehasonlítása a légnyomáseloszlással. A hibás szél a szomszédos állomások adataival nem egybehangzóan fog fújni, nem egyezik az izobárok menetével, azaz a bárikus széltörvénnyel. Néha még a második kódszámjegynél elkövetett hibát is fel lehet fedezni. Ha azonban a szél igen gyenge (néhány m/sec erősségű), a szélzászlók tehetetlensége és a helyi behatások miatt még egészen közelfekvő állomások is teljesen különböző szélirányokat adhatnak.

Néha elég könnyű a légnyomási tendencia előjelénél elkövetett hibát észrevenni, különösen akkor, ha az állomás jól kifejeződő légnyomásemelkedési vagy süllyedési terület belsejében fekszik. A tendencia számértékében elkövetett elég nagy hiba is elég sok esetben észrevehető.

A csapadéknál elkövetett durva hiba (pl. *RR* = 78 az Orosz Föderatív Tanácsköztársaság belső területein) könnyen leleplezhető, de nem javítható könnyen. Legkönnyebb a hiba megállapítása az országos jellegű frontális csapadékoknál, amelyek többé-kevésbbé egyenletesen hullanak. Igaz, hogy elég gyakran az első számjegyben elkövetett hibát sem vesszük észre. A második

számjegyben elkövetett hiba megállapítása pedig teljesen lehetetlen. Ami a konvekcióval kapcsolatos záporos csapadékot illeti, ez annyira egyenetlen eloszlásban hullik, hogy egymás mellett látva a 13 és 33 mm-es értékeket, soha nem tudjuk eldönteni, van-e hiba vagy nincs, annál is inkább, mert szomszédos államok még 0 csapadékot is jelenthetnek. Rendkívül nehéz a felhőmennyiségnél elkövetett hiba leleplezése, mert a felhőzet igen kevéssé állandó elem és gyors változásokra képes időben és térben. De itt is szokott lenni olyan eset, amikor könnyű a hiba megállapítása. Ha például télen zárt alacsony felhőzetű és esőt adó melegfront-zóna áll előttünk, akkor ennek a zónának a közepén nem lehet $N = 3$ borultságú és $C_L = 1$ szépidő-gomolyokat jelentő állomás. Amint látjuk, a hiba leleplezésére, valamint kijavítására előbb meg kell állapítani, hogy a felhőzet melegfront-felhőzet, azaz tisztázni kell a jelenségek okát.

3. A rendszeres hibák

Az észleléseknél elkövetett rendszeres hibák a következőkkel lehetnek kapcsolatban ; 1. az állomáson levő műszerek rossz minősége, 2. a műszerek helytelen felállítása, 3. az észlelési anyagon rendszeresen helytelenül végrehajtott korrekciók, például az átszámító táblázatok hibái ; 4. az észlelő hiányos kiképzése ; 5. az állomás tengerszintfeletti magassága nincs pontosan meghatározva, aminek következtében a tengerszintre vonatkoztatásnál magasabb vagy alacsonyabb nyomást kapunk.

Amint látható, a rendszeres hibák az illető elemre végzett minden észlelésnél vagy csak egyes észleléseknél egyaránt előfordulhatnak ; például a tengerszintre vonatkoztató táblákban a hiba csak bizonyos nyomásnál és hőmérsékletnél fordulhat elő.

A rendszeres hibákat kis értékeik miatt csak hosszú tapasztalat alapján lehet észrevenni.

A leggyakoribbak és lényegesek a légnyomási adatok rendszeres hibái, az állomás helytelen szintezése folytán. Ezeknek a hibáknak leleplezésére ajánlatos például a havi légnyomásközepek alapján izobártérképeket rajzolni. Az ilyen havi közép-térképeken az izobárok ritkábban feküsznek, (a bárikus gradiensek kisebbek) ezenkívül simább futásúak, mint az egyes észlelési időpontokra készülő szinoptikus térképeken. Az esetleges hibák a közepelésnél elsímulnak, míg a rendszeres hibák, még akkor is, ha kicsinyek, pl. 1 mb, rendkívül könnyen észrevehetők ; az állomás légnyomása »kiugrik«, vagyis az izobár az állomás környékén az általános sima menettől élesen elhajlik. Ha az izobárokat a rossz adatot mutató állomást figyelembe nem véve, simán meghúzzuk, megtudhatjuk, hogy mekkora az állomáson a tengerszíntre vonatkoztatott közepes légnyomás és mekkora az eltérés az állomási légnyomás-adat és ezen adat között, azaz a rendszeres hiba nagyságát is kiszámíthatjuk kielégítő pontossággal.

9. §. A szinoptikus analízis feladatai és alapelvei

1. Az analízis lényege

Azért, hogy az időjárás távolabbi változásait előre jelezhessük, mindenekelőtt jelenlegi állapotát és a közelmúltban bekövetkezett változásokat kell megismernünk. Ez a megismerés lehetővé teszi, hogy megállapítsuk azokat a törvényszerűségeket, amelyek az időjárás menetében megvoltak és meg-

vannak. Ennek a törvényszerűségnek az ismerete alapján előre láthatjuk a folyamatok fejlődését. Tehát a *prognózishoz az előzetes analízis (diagnózis) szükséges.*

A szinoptikus helyzetet analizálva arra törekszünk, hogy a jelenségek közti fizikai kapcsolatokra rájöjjünk, úgy, hogy végső fokon az észlelt időjárási rendszernek és változásának okait találjuk meg. Az analízis nem korlátozódik a jelenségek formális leírására és rendszerezésére ; az analízis tehát fizikai.

Ezért kell az analízisnek *komplexnek, összetettnek* lennie. Az analízis alkalmával az időjárási elemeket teljes szövevényességükben vizsgáljuk, komplexumban, kihasználva a köztük fennálló fizikai kapcsolatokra vonatkozó tudásunkat. Az ilyen vizsgálatból az adott konkrét esetre az időjárási elemek közti belső kapcsolat napfényre kerül. Éppen azokat a szerkezeti egységeket, azokat a szinoptikus elemeket fedezzük fel, amelyekből a légkör szerkezete az adott pillanatban összetevődik, azaz a frontokat és a légtömegeket. Ezeknek az elemeknek a sajátosságai, elmozdulásuk és együttes hatásuk egyúttal az időjárás jellegét is meghatározzák.

Így a *szinoptikus analízis feladata* abban áll, hogy a légkörben az időjárási alapelemek eloszlásából kiindulva meghatározza a légtömegek és frontok helyzetét, tulajdonságait és mozgását, velük együtt pedig a légköri örvényeket is (ciklonok és anticiklonok).

Az *analízis célja* abban áll, hogy a fent felsorolt szinoptikus elemek helyzetéből és sajátságaiból kiindulva a multbeli és jelenlegi helyzet alapján a jövőbeli helyzetet és a jövőbeli tulajdonságokat meghatározza, azaz felállítsa a szinoptikus helyzet prognózisát.

A szinoptikus helyzet prognózisa alapján adjuk meg *az időjárási viszonyok prognózisát,* ami az igénylőknek szükséges.

2. Példa az analízisre

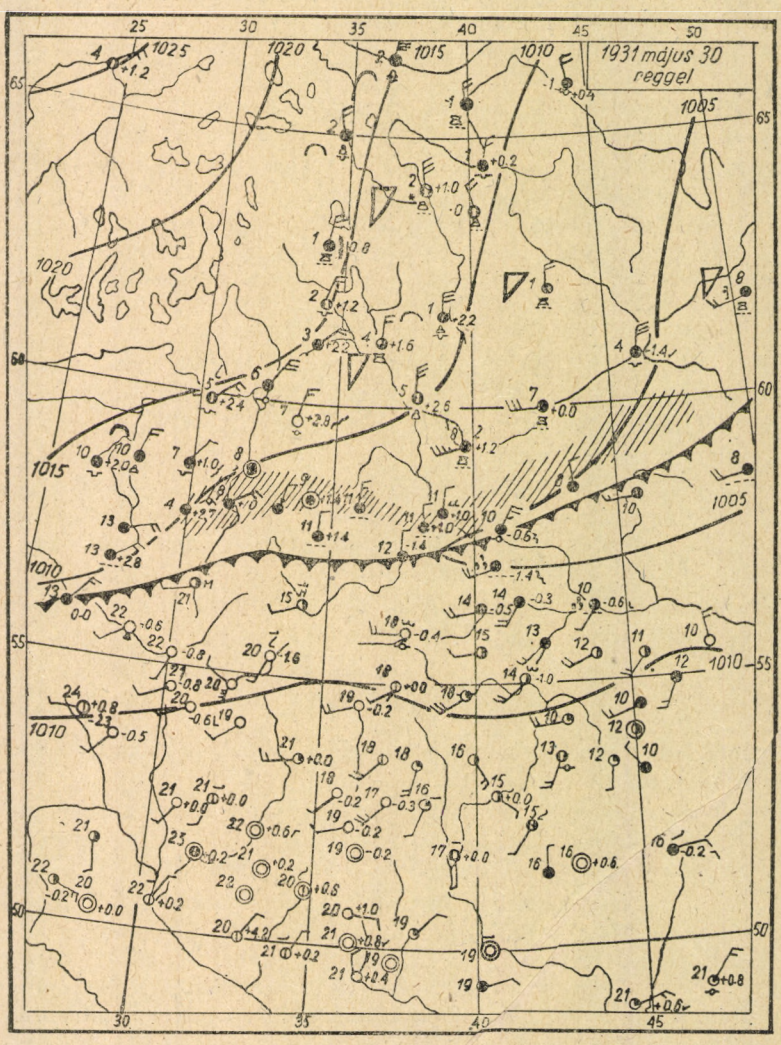
Bemutatunk egy egyszerűsített példát, amely rávilágít a szinoptikus helyzet analízisének lényegére.

Az 1931. május 30. reggeli (3. sz. rajz) szinoptikus térképen egész sor időjárási elem van ábrázolva, köztük a levegő hőmérséklete, a szél, a felhőzet és a csapadék, a légnyomás menete, a bárikus tendencia).

A térkép északi részén majdnem minden hőmérséklet a 12 fok alatt van, a 60. szélességi körtől északabbra még 5 fok alatti hőmérséklet is előfordul. A térképnek ezen a részén a szelek túlnyomórészben északiak, de legalább is a horizont északi feléből fújnak. A felhőzet erősen kifejlett gomolyos és zivatarfelhőből áll, az utóbbiakból helyenként csapadék hullik. A fogazott vonal (hidegfront) közelében a csapadék országos jelleget vesz fel egy viszonylag keskeny sávon. A légnyomás az alacsony hőmérséklet területén növekvőben van (a tendenciák pozitívek) ; az abszolút nedvesség (amit ennek a könyvnek ábráin nem tüntettünk fel) alacsony.

A térkép déli részén a hőmérséklet jórészt 14 fok felett van, sok helyen meg éppen 20 fok felett. A szelek főleg délnyugatiak ; a felhők lapos gomolyok, réteges gomoly- és pehelyfelhők ; a felhőzet nem túl nagy és csapadék majdnem sehol sem hullik ; a légnyomás csökken vagy gyengén emelkedik ; az abszolút nedvesség elég magas.

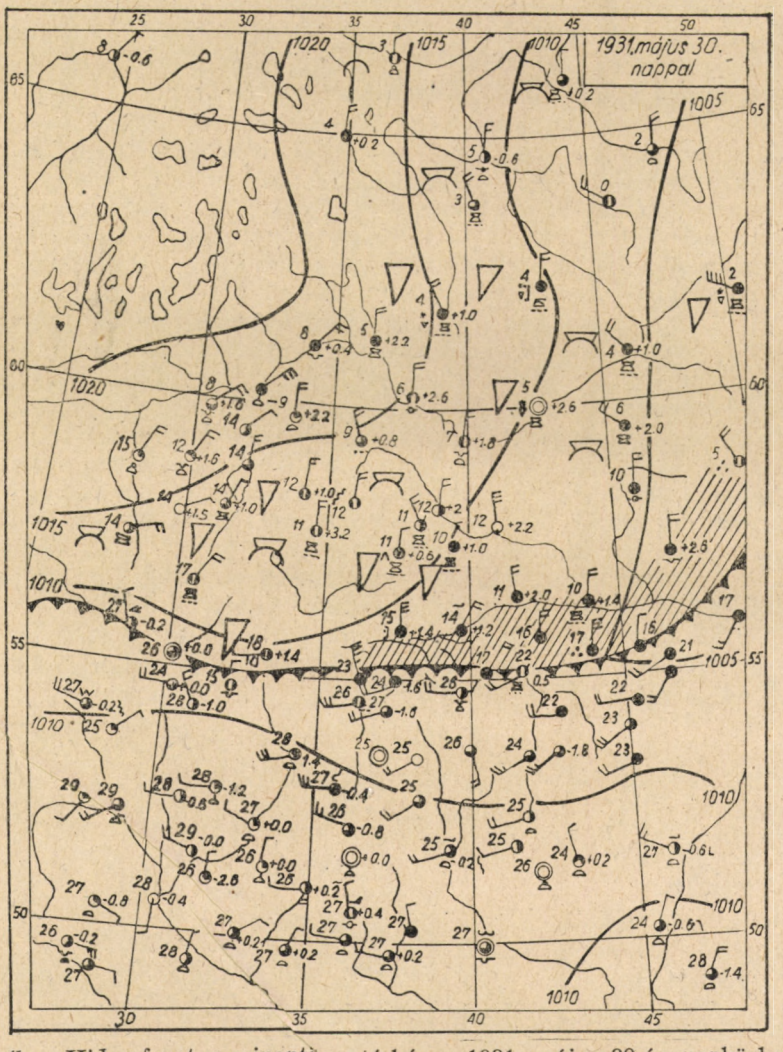
Mire tudunk ebből következtetni? Arra, hogy térképünk két területén két különböző sajátságú légtömeg van, a tulajdonságokban megmutatkozó különbségek a légtömegek különböző származásával állanak kapcsolatban. A térkép felső részén található levegő arktikus; a sarkvidéki területről



3. ábra. Hideg front a szinoptikus térképen 1931. május 30-án reggel

lép ki, hideg és száraz. Dél felé haladva, gyorsan felmelegszik a talaj felett, amely a hótakarótól már mentes; ennek következtében benne felszálló áramlások fejlődnek, amelyek különösen nappal erősek, gomolyos és záporesőt adó felhők képződnek. A hideg levegő nyilvánvalóan benyomul a meleg levegő alá és már nagyobb sűrűségénél fogva is légnyomásnövekedést okoz az általa borított területeken.

A térkép déli felében ábrázolt levegő délnyugat felől áramlik alacsonyabb szélességekről; erre utal a szélen kívül a hőmérséklet és a nedvesség is. Észak felé mozogva alulról hűl le és ezért nem figyelhetők meg benne a gomolyfelhők és a záporos csapadék. A hideg levegőn felemelődve ez a meleg levegő még dinamikusan is lehűl és csapadékot ad. A csapadék a fronttól északra hullik, ott, ahol a földfelszínen már hideg levegő van.



4. ábra. Hideg front a szinoptikus térképen 1931. május 30-án napközben

A következő, május 30-i déli térképen (4. sz. ábra) a *hőmérsékleti* ellentét még élesebb; az 55. szélességi körről északra (majdnem mindenütt) *a hőmérséklet* 16° alatt van, míg tőle délre majdnem minden állomás 25 foknál magasabb hőmérsékletet jelent. A térkép északi és déli fele között mutatkozó különbség a szelek irányát tekintve is fennáll; a záporos csapadék a térkép északi felében erősödött, nyilvánvalóan a talaj napközben létre-

jött felmelegedése következtében. Figyelmesen megtekintve az is észrevehető, hogy a hideg levegő hat óra alatt 250—300 km-rel délebbre jutott. Ugyanekkor az időjárás lényegesen megváltozott mindazokon az állomásokon, ahol a hideg levegő a meleget kiszorította. A szél megerősödött, egyben a nyugati szél északira fordult, záporos csapadék jelentkezett, az állomások egész során csapadék hullott, a hőmérséklet pedig ahelyett, hogy reggeltől délig emelkedett volna, süllyedt.

Így megállapítottuk, hogy az időjárási állapotban mutatkozó különbség két légtömeghez kapcsolódik, míg az időjárás változása nemcsupán a napi menettel, hanem a hideg tömegek dél felé történő előnyomulásával is kapcsolatban van. Ezt az előnyomulást könnyű észrevenni a két légtömeg határvonalának, a frontnak eltolódásából, amelyet az időjárási elemek eloszlásában mutatkozó különbségek (ugrások) alapján húztunk meg. Mellékesen a csapadéknak és az egyéb időjárási elemeknek a frontokhoz és légtömegekhez való viszonyát is lerögzítettük, egyidejűleg megmagyarázva időbeli változásukat és elmozdulásukat is. A várható időjárás előrejelzése nyilvánvalóan a front további elmozdulásán és a légtömegsajátságok várható változásán fog alapulni.

A fent leírt *fizikai analízisen* kívül még *formális analízis* is elképzelhető. Tegyük fel, például, hogy formálisan jártunk el a hőmérsékleteloszlás analízisében. Különösebb nehézség nélkül rájöhetünk valamilyen közelítő rendre ebben a hőmérsékleteloszlásban. Például a hőmérséklet északról dél felé haladva nő, úgyszintén északkeletről délnyugat felé is. Alacsonyabb a szárazföldön, mint a tengeren és i. t. Vonalakat is húzhatunk mindazon pontokon át, ahol a hőmérséklet 5,10 ,15 és i. t. fok. Ilyenmódon az úgynevezett izotermák rendszeréhez jutunk el. Az izotermákra tekintve a térképen a hőmérsékleteloszlás azonnal áttekinthető, az eloszlás sajátosságai is azonnal szembeötlenek. Az izotermák segítségével a hőmérsékleteloszlást analizáltuk ugyan, de nem fedtük fel ennek az eloszlásnak okait. Az ilyen analízisből prognosztikus következményeket sem lehet levonni. Erre a célra a formális analízist az illető elemnek más időjárási elemekkel való fizikai kapcsolatával kell helyettesíteni.

3. Az analízis elvei

A szinoptikusnak a szinoptikus helyzetre vonatkozó elemzési munkájában a következő elvek szolgálnak alapul.

1. az összehasonlítás elve,
2. a jellemzőség elve,
3. a fizikai logika elve,
4. a történelmi egymásrakövetkezés elve,
5. a térbeliség elve.

Vizsgáljuk meg a fenti elvek lényegét.

4. Az összehasonlítás elve

A szinoptikus térkép elemzése alkalmával *az időjárási elemeket egymáshoz viszonyítjuk, összehasonlítjuk*, a következő módon ;

1. ugyanazon elemnek a különböző állomásokon felvett értékeit,
2. különböző elemeknek ugyanazon az állomáson felvett értékeit,
3. különböző elemeknek a különböző állomásokon felvett értékeit.

Az elemeknek egyidejű és egymásutáni értékeit is összehasonlíthatjuk ; az összehasonlítás mind a jelenlegi térkép adatainak egymásközti egybevetésével, mind pedig az egymásra következő térképeken jelentkező adatok összehasonlításával történhetik.

Ennek *az összehasonlításnak az a célja*, hogy a meteorológiai elemek és azok egymásközti összefüggését megvilágítsa, abból a célból, hogy — végső fokon — a fent említett alapfeladatokat megoldhassuk : *megvilágítsuk a szinoptikus elemek elhelyezkedését, sajátságait és mozgását.*

Így például a térképen a izobárokat meghúzva, az állomások egész sorában összehasonlítjuk a légnyomás értékét, de egyidejűleg figyelembe vesszük a szélirányt és szélsebességet is ; a frontok helyzetének meghatározásánál az elemek egész sorát vetjük egymással egybe ; a hőmérsékletet, a nedvességet, a csapadékot, a tendenciát, mind az egyes állomásokon, mindpedig az állomáshálózat különböző állomásain.

Természetesen a térkép kielemzésénél fizikailag lehetetlen mindenegyes állomás minden adatát a fentiekhez hasonlóan egymásközött és a többi állomások adataival összehasonlítani. Azonban a gyakorlatban ez a feladat lényegesen könnyebbedik. Az állomások nagyobb része a térképen a kiterjedt és sajátságait illetően eléggé egységes légtömegek belsejében fekszik és egységes időjárási jelleget mutat. Itt nem szükséges a fentiekhez hasonlóan minden egyes állomást részleteiben is megvizsgálni. Rendszerint elég egyetlen pillantás a térképre, hogy azonnal tájékozódjunk az ilyen területeken a helyzetről. Az állomások adatainak figyelmes és részletes tanulmányozása főleg azokon a helyeken szükséges, ahol a térképen frontok vonulnak, vagyis ott, ahol a légkör fizikai tulajdonságaiban éles változásokat észlelünk.

5. *A jellemzőség elve*

Az összehasonlítás végrehajtásánál, ami az analízis lényegét képezi, mindenekelőtt a legjellemzőbb állomások adataira kell támaszkodnunk. Világítsuk meg most a jellemzőség (reprezentatívitás) fogalmát.

Jellemző vagy reprezentatív állomásoknak azokat az észlelőhelyeket nevezzük, amelyek jelentései jellegzetesek, jellemzők a szinoptikus helyzetre, azaz eléggé széles körzetre és egyúttal a szinoptikus elemre is, amely ezen a körzeten uralkodik. Ezzel ellenkezőleg a nem jellemző állomások olyan jelentéseket szolgáltatnak, amelyek a helyi hatások túlságosan erős bélyegét hordják magukon. Ezek a helyi hatások csupán az illető állomásra jellemzőek, ezzel szemben a szinoptikus elemek vagy folyamatok általános vonásait elködösítik, elleplezik, eltorzítják. Tegyük fel például, hogy az állomás minden oldalról zárt völgykatlanban fekszik. Az ilyen állomáson a szélsebességek kisebb értéket mutatnak és az általános áramlásra nem lesznek jellemzőek. Bizonyos szélirányok mellett főhn következik be, ami a hőmérséklet emelkedésével jár. De ezek a szelek helyi jellegűek. Egyes ilyen állomásokon megnövekedett csapadékgyakorisággal találkozunk, mint például a Szocsi melletti Krasznája Poljána jelentőhelyen.

Az állomás, amely összeszűkülő völgy vagy szakadék kijáratánál fekszik, bizonyos (a szakadék felé irányuló) szélirányok esetén szélsebességnövekedést jelez; ilyen orográfikus szélerősségnövekedéssel állunk szemben például Vladivosztokban északias szeleknél.

Más példa: a mocsár közelében fekvő állomáson a ködgyakoriság nagyobb, mint a szomszédos helyeken. Az analízis alkalmával kockázatos dolog ezt a helyi jelenséget általánosnak felfogni és az ilyen »jellemző« állomáson a köd jelenlétéből nem szabad arra következtetni, hogy a környező helyeken is köd van vagy köd képződhetik. Amellett azonban, hogy az adott esetekben a köd helyi jelenség, mégis jellemző lehet a légtömeg általános viszonyaira, amely a szóbanforgó területen fekszik.

Még egy példa: az állomás mélyedésben fekszik, ahol derült éjtszakákon felgyülemlik a hideg levegő. A reggeli hőmérséklet ezen az állomáson gyakran alacsonyabb lesz a környező állomásokénál. Így tehát ennek az állomásnak a jelentése teljesen helyes észlelés esetén sem lesz jellemző a légtömeg általános hőmérsékleti viszonyaira.

Igaz, hogy olyan esetek is előfordulnak, amikor a nem-jellemző állomás, a maga módján reagálva az általános szinoptikus folyamatra, ennek a folyamatnak nagyon is éles jeleit mutatja. Így például, ha a ferganai völgybe dél felől ciklon közeledik, a völgytorokban (az urszatyevszkája-leninabadi körzetben) nagyon erős helyi szeleket lehet észlelni. Ezek a szelek, amelyeket az orografikus viszonyok hoztak létre, az általános szinoptikus folyamat természetéről annak ellenére is tájékoztatnak bennünket, hogy csak helyiek, ha a köztük és a folyamat közti kapcsolat előttünk már korábbról ismeretes. De a nem-reprezentatív állomások hasonló adatai nem szabályként, hanem inkább kivételként tekintendők.

Az analízis folyamán az egyes állomások adatai alapján az adott terület általános szinoptikus helyzetére kell következtetést levonni. Világos, hogy *az analízisnél éppen a reprezentatív állomások a fontosak* nekünk. A szinoptikusnak ideális esetben tudnia kell, mennyire jellemző az egyik vagy másik állomás. Egy »nem-jellemző« állomás és a szomszédos állomások adatai között megnyilvánuló eltérés rövidebb-hosszabb gyakorlat folyamán már feltűnő lesz. Az állomáshálózat közvetlen ismerete azonban, minden egyes állomás elhelyezkedése és különlegességei legalább is a saját területen, a szinoptikus számára rendkívül kívánatos.

A *síkságon fekvő* állomások általában jellemzőbbek, mint a hegyiek, ahol a felszín hatása nagyon is egyéni jellegű; *a tengeren*, a kis szigeteken vagy a part mentén fekvő állomások reprezentatívabbak, mint a szárazföld belsejében fekvő állomások, mert a tengeren a felszín hatása sokkal egységesebb.

Természetesen a térképen mindig sok olyan állomás van, amelyek csak kevéssé jellemzőek vagy éppenséggel nem jellemzőek. Ezeket a vizsgálatból nem tudjuk kizárni, de jelenlétük a következtetéseket illetően különleges gondosságra int bennünket.

Nemcsak egyes állomások adatai lehetnek jellemzőek vagy nem-jellemzőek. A légtömeganalízis céljait illetőleg gyakran egyik vagy másik *meteorológiai elemnek* az egész területen felvett értékei is nem-jellemzőek lehetnek.

Így például a légkör alsó rétegeiben a hőmérséklet felhasználása légtömegelhatárolás céljaira csak egész sor fenntartással lehetséges; az alsó rétegek hőmérséklete nagyon sok esetben, minthogy a földfelszíntől igen erősen függ, nem lesz jellemző a légtömeg származására és az egészében tekintett hőmérsékleti sajátságokra és így nem is teszi lehetővé a másik tömegtől való megkülönböztetést. Mondhatjuk, hogy a hőmérséklet ezekben az esetekben nem jellemző.

Beszélhetünk egyik vagy másik *észlelési időszak* (egyik vagy másik térkép) nagyobb vagy kisebb mértékben *jellemző voltáról* is. Így például télen a reggeli térkép a szárazföld felett kevéssé jellemző a hőmérsékleti viszonyokat illetően, mert a reggeli hőmérséklet sok állomáson nagyon is alacsony az éjtszakai lehűlés következtében. A legalsó rétegnek ez a lehűlése elrejtheti a különböző légtömegek közti tényleges hőmérsékleti különbségeket. A déli térképen azonban, amikor az éjtszakai lehűlés jelensége már valamenynyire kisimult, a légtömegek közti tényleges, állandó hőmérsékleti különbségek már újból fellépnek. Ezért a déli térképet, a hőmérsékletet tekintve, már jellemzőbb térképnek tekinthetjük, mint a reggelit. Nyáron a helyzet fordított: a déli térkép a hőmérséklet tekintetében kevésbbé jellemző, mint például az esti, mert a déli térképen az általános hőmérsékleti eltérések és különbségek már eltűnnek, elmosódnak a besugárzás hatása következtében.

Egy másik példa: szükséges, hogy nyáron az instabil, azaz a konvekcióra és a *Cu* és *Cb* felhők képződésére hajlamos légtömeget elkülönítsük. A szárazföld felett a konvekció nappal növekszik, a földfelszín felmelegedésének mértékében. Ezért az instabil tömeg jelei a déli térképen már jobban kifejezettek lesznek, mint a reggelin. Mondható tehát, hogy az instabil tömeget illetően nyáron a szárazföldön a déli térkép lesz a legjellemzőbb, azaz minden másnál jobban feltünteti a jellegzetes jegyeket. Ezzel ellenkezőleg, a stabil tömegre a reggeli térkép lesz a legjellemzőbb; éjjel és reggel, a talaj és az alsó rétegek áthűlése folytán a légtömeg függőleges stabilitása és ennek a jelei (*St*, köd, szitálás) jobban kifejezésre jutnak, mint délben.

6. *A fizikai logika elve*

A szinoptikus helyzet analízisénél kötelező, hogy az analízis fizikai logikájáról, következetességéről is gondoskodjunk. Mint fentebb említettük, az analízisnek a végbemenő folyamatok magyarázatát kell adnia. Ez azt jelenti, hogy az analízis eredményeinek a légkör fizikájának tételeivel összhangban kell állniok, azaz *fizikai oldalról logikusnak* kell lenniök. A szinoptikus elemek fizikai testek; ezek fizikai sajátságai egymással kapcsolatban vannak, de maga az elem is a maga mozgásában, változásában és más elemekkel és a földfelszínnel való kölcsönhatásában szintén meghatározott fizikai törvényeknek van alávetve. Az az analízis, amely a fizika alaptételeivel ellentétes eredményekre jut, nyilvánvalóan helytelen.

Néhány egyszerű példát mutatunk be, amelyek azt ábrázolják, mit is nevezünk fizikai logikának.

Az analízisnél mindenekelőtt arra kell emlékeznünk, hogy minden szinoptikus elemnek ismert térbeli kiterjedése van. Így a légtömegek rendszerint millió km^2 nagyságrendű területeket borítanak be. Ezért tehát, ha például azt állapítottuk meg, hogy egy állomáson stabil légtömeg van, úgy a szomszédos állomások egész sorának szintén a stabil tömeg tulajdonságait kell mutatnia. Ha ez nem áll, úgy meghatározásunk az első állomásra vonatkozólag helytelen volt.

Másik példánk a szinoptikus elemek ismert sajátságaitól való eltérésre vonatkozik. Tegyük fel, hogy a légtömegről az állomások többségén észlelt jelek összessége és az előzetes élettörténet alapján megállapítottuk, hogy stabil. Az egyik állomás azonban — a légtömeg belsejében — erős zivatart

jelent, vagyis olyan jelenséget, amely egyáltalán nem sajátsága a stabil légtömegnek, a rétegződésnek következtében. Logikailag a következő két eset közül csak az egyik lehetséges:

1. vagy az állomás adatai rosszak;

2. vagy az adott állomáson olyan különleges viszonyok forognak fenn, (orografikus viszonyok, hidegfront közelsége), amelyek a stabil légtömegben jellemző időjárási állapotoktól való eltérést megindokolják.

A szinoptikusnak az egyik, vagy a másik megoldás mellett kell döntenie és ha a másodikat választja, meg kell tudni határozni, hogy milyen helyi hatással van dolga.

A harmadik példa arról szól, hogy a fizikai logikát a folyamatok időbeli kifejlődésének megbecslésénél is figyelembe kell venni. Tegyük fel, hogy a térképen valamilyen frontot állapítottunk meg, amely északról dél felé húzódik. A szélsebesség a front két oldalán a szabad légkörben viszonylag kicsiny, 25—30 km körül van, míg a szélirány a front mindkét oldalán nyugati. A következő térképen, hat óra mulva, ugyanaz a front nem lehet, mondjuk, 1000 km-rel keletebbre fekvő helyzetben, úgyszintén nyugatra sem feküdhet előző helyzetétől. Az egyik is, a másik is fizikailag illogikus volna, minthogy a front mozgásának sebességét és irányát a szélsebesség iránya és sebessége határozza meg, ezeknek amazok nem mondhatnak ellent. Ezért, ha az analízisnél hasonló ellentmondásra jutottunk volna, ez azt jelentené, hogy

1. vagy mostani analízisünk helytelen;

2. vagy előző analízisünk helytelen;

3. vagy, végül, a front nem azonos a korábbival, hanem valamilyen másik és a korábbi frontot meg kell keresnünk a térképen.

Ha erre a frontra nem sikerül rátalálnunk, ismét nem szabad a fizikai logikáról megfeledkeznünk és arra a korábbi fronttal kapcsolatban felmerülő kérdésre kell válaszolnunk: a front a térképről ok nélkül nem tűnhetik el: vagy nem látható a térképen a jelek elégtelensége folytán, vagy szétoszlott; de ekkor viszont ennek a folyamatnak a jeleit kell felismernünk a korábbi térképeken. Az újonnan felfedezett front szintén vagy már az előző térkép megfelelő helyein látható volt, vagy újonnan keletkezett. Az utóbbi esetben is meg kell lenniök és megmagyarázhatóknak kell lenniök ennek a frontogenezisnek az okai; valószínű, hogy már a korábbi térképeken is fellelhetjük a jeleket, minthogy a frontok képződése nem túlságosan gyors folyamat.

7. *A történelmi egymásrakövetkezés elve*

Az utolsó példából látható, hogy az adott helyzetet analizálva, a folyamat korábbi fejlődését is jól el kell képzelnünk és arra emlékeznünk kell. Az *analízisnél az előző térképre kell támaszkodnunk*, mert a jelenlegi helyzet mindig a megelőző időjárási folyamatok következménye. A fizikailag logikus analízisnek *fejlődésileg is következetesnek* kell lennie.

Ez azt jelenti, hogy mielőtt a jelenlegi térkép analízisébe belekezdenénk, figyelmesen tanulmányoznunk kell néhány időszakra visszamenően a térképeket és belőlük meg kell határoznunk a folyamatok fejlődésének irányzatát. A jelenlegi térképet analizálva a szinoptikus meglátja, mennyire igazolódik az ő vagy elődjének véleménye a folyamatokról és lehet, hogy ez vagy az előző térképek analízisének átvizsgálására és kijavítására kényszeríti, vagy

a jelen térkép anyagában rejlő hibákat leplezi le. De mindenféleképpen biztosítja magát a fizikai logikával szemben elkövethető durva hibák ellen és megkönnyíti a maga számára az analízis feladatát. Néha a kezdő szinoptikus elhanyagolja a megelőző térképek gondos analízisét, időnyerésre törekedve. Ebből azonban éppen időveszteség áll elő a folyó térkép analízisénél, ahol úgyis mindent elölről kell kezdeni, de szenved a munka minősége is.

A történelmi következetességet akkor biztosíthatjuk mindennél jobban, ha ugyanaz a szinoptikus több napon át dolgozik, például egy héten keresztül, egy másik személy segítségét csupán a kevésbbé felelősségteljes órákban használva fel. A szinoptikusok gyakori, például mindennapos váltása a szolgálatban célszerűtlen eljárás a történelmi következetesség elvének szemszögéből.

8. *A térbeliség elve*

A térbeliség elve szintén a fizikai logika elvével áll kapcsolatban és röviden abban áll, hogy a szinoptikus elemeket mint térbeli testeket kell tekintenünk, bármilyenek is legyenek.

A szinoptikus térkép lényegileg a háromdimenziós légkör síkmetszetét állítja elő (ha nem vesszük figyelembe a munkatérképen a felhőket). Ebből a síkmetszetből (illetőleg magassági térkép rajzolása esetén több ilyenből) kiindulva a szinoptikusnak el kell képzelnie, hogyan helyezkednek el a szinoptikus elemek a térben és milyen tulajdonságaik vannak a függőlegesben.

A front nem maradhat a szinoptikus számára csupán meghúzott vonalnak ; tisztázni kell a frontfelület dőlését, milyen magasságig terjed, az átmeneti réteg vastagságát, a meteorológiai elemek függőleges változásának ugrásait, a felhőképző folyamatok jellegét, maguknak a felhőknek a jellegét és i. t.

Világos, hogy a függőleges metszetek, az aerológiai adatok alapján készített magassági térképek és aerológiai diagrammok a legjobb lehetőséget szolgáltatják a szinoptikus folyamatok ilyen térbeli elképzeléséhez. Ha azonban az aerológiai észlelések hiányosak vagy nincsenek, a szinoptikusnak magának kell a megfelelő munkafeltevéseket felépítenie, a szinoptika általános tételeire, valamint a közvetett-aerológiai jelekre támaszkodva, azaz a földi állomások azon észlelési anyagára, amely a szabad légkör állapotára felvilágosítást ad. A legfontosabb közvetett-aerológiai jelek közé a felhők formája és mozgása, a hidrometeorok alakja tartozik, kisebb fokban pedig a látástávolság, a bárikus tendencia, a szél jellege (főkép lökésességének foka).

A felhőformák a légtömeg rétegződésének stabil vagy instabil voltáról beszélnek, de utalhatnak az inverziós rétegek jelenlétére és elhelyezkedésére is, a kondenzációs szintre és végül, olyan folyamatokat is elárulhatnak, amelyek a frontok sajátságai, sőt felvilágosítással szolgálhatnak ennek a frontnak a jellegéről is. A csapadékformák szintén a légtömeg rétegződésével állanak kapcsolatban, illetőleg a frontális felület természetével. Így tehát érthető az a figyelem, amellyel a felhőformákat és a csapadékot az időjárási táviratokban részesítik.

A vízszintes látás távolsága és a szél lökésessége szintén a légtömeg rétegződésével állanak összefüggésben, mint ezt később igazoljuk. A légnyomási tendencia néha a légtömegek szabad légköri mozgásáról árul el egyet s mást, amit más talajközeli jelek nem különböztetnek meg (például a légnyomásnövekedés, ha a felső légrétegben hideg levegő váltja fel a meleget).

10. §. A munkatérkép analízisének technikája

Ebben a fejezetben azokról a *technikai jellegű* műveletekről adunk általános fogalmat, amelyekből a munkatérképen a szinoptikus helyzet analízise áll.

A munkatérkép analízise egész sor műveletből áll ; ezeket abban a sorrendben soroljuk fel, amelyben — megítélésünk szerint — fontosságuk alapján következnek. Az adott szinoptikus helyzet sajátosságaitól függően azonban, különösen, ha az előző térképek alapján a helyzetet már ismerjük, célszerűnek mutatkozhatik a sorrend változtatása, egyik vagy másik művelet elhagyása. Így pl. ki lehet dolgozni először a térkép egy részletét teljes részletességgel, ami a szinoptikust az adott pillanatban legjobban érdekli és csak azután kell áttérni a többi részre és i. t. Arra is emlékeztetnünk kell, hogy az időjárási elemek és folyamatok a munkatérképen is szorosan kapcsolódnak egymáshoz és egymást kölcsönösen befolyásolják ; ezért igen fontos, hogy valamelyik művelet végrehajtása közben, amely a térképen csak egyetlen elemmel foglalkozik, figyelmünk elől ne tévesszük az általános képet sem, azaz mindazokat a kapcsolatokat, amelyek az adott elemet a többihez kötik.

1. Légtömegen belüli csapadékrendszerek

A térképen zöld ceruzával jelöljük meg azokat a területeket, ahol záporos csapadékot és zivatarokat észleltek (*ww* = 80—99), valamint a tornyos gomolyfelhők (C_L = 2,3), a szitálás (*ww* = 50—59) területét. Sárga színnel jelöljük a köd (*ww* = 40—49), párásság (*ww* = 05,10) és az összefüggő *St* takaró (C_L = 6) területét.

A gomoly és a tornyos gomolyfelhők, a záporos csapadék, a szitálás jelölésére használt jeleket az 5. sz. ábrán mutatjuk be (baloldalon felülről lefelé) ; vastagabb írással tüntetjük fel ezeket a megfelelő állomások környékén ; hasonló állomások jelölésére elegendő egyetlen jel. A ködde l borított területeket sárga ceruzával összefüggően színezzük, míg az *St* területeit ugyancsak sárga vonalakkal. Az egyszínű nyomatokon a ködöt vízszintes vonalkázással jelölik. (L. 5. sz. ábra, balról.)

A jelzett műveleteknek célja, a különböző időjárási viszonyokat mutató területek közvetlen kiválasztásán kívül, ami a gyakorlat szempontjából érdekes, a stabil (főleg meleg) és az instabil (főleg hideg) légtömegekkel borított területek megjelölése. A fentemlített légtömegen belüli felhők és csapadékok a légtömegek legfontosabb jelei, ha a rétegződést tekintjük. A stabil légtömegre az *St* felhők, a köd, a szitálás, míg az instabil légtömegre a gomolyfelhőzet és a záporos csapadék a jellemző.

Az orografikus csapadékot függőleges vonalkázással különítjük el. (5. sz. ábra balról.)

2. Az országos jellegű csapadék

A térképen az országos jellegű csapadék, azaz az *As—Ns* típusú felhőből hulló csapadék területét zöld ceruzával színezzük át, (*ww* = 60—79). Ha ez a csapadékfajta gyengül és helyenként már meg is szűnt, az összefüggő színezés helyett vonalkázást alkalmazunk. Ha az ilyen csapadékterület előtt az összefüggő *As* takaró elülső határvonala fellelhető, zöld vonallal húzzuk ki.

Ennek a műveletnek a közvetlen feladaton kívül az a célja, hogy a későbbi legfontosabb műveletet, a frontok helyzetének megállapítását előkészítse, mert az országosjellegű csapadék a fronttal kapcsolatban áll.

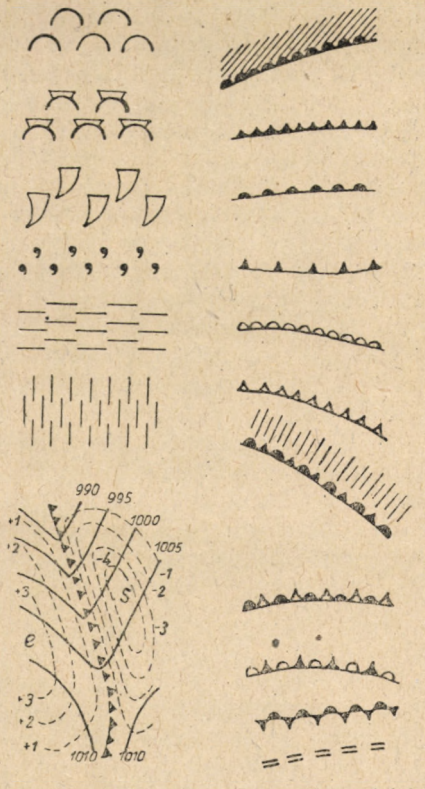
3. Az alaplégtömegek

A térképen könnyed színezéssel, piros színnel a trópusi levegő, kék színnel pedig az arktikus levegő által borított területeket fedjük be. A poláris levegő tömegeit színezés nélkül hagyjuk. A trópusi és sarkvidéki levegő meghatározásánál a hőmérsékleti és egyéb légtömegjellemzőkből indulunk ki, de figyelembe vesszük a földrajzi helyzetet és a légtömeg mozgását is. Számításba vesszük az országosjellegű csapadékok területeit is, amelyeket a második művelet alkalmával különítettünk el. Az ilyen csapadékterületeket a poláris levegőben a poláris fronthoz közel, a trópusi levegőtől északra és az arktikus front közelében, a poláris levegőtől északra lelhetjük fel. Az országos jellegű csapadékok területeinek egy hányada a poláris levegőn belüli okkluziós frontokkal áll összefüggésben.

A művelet eredményeképpen a térképen a légtömegek alaptípusainak közelítő helyzetmegjelölését kapjuk. A köztük fekvő határok, a frontok pontosabb meghatározása később következik.

4. Az izotendenciák

A térképen fekete ceruzával szaggatott vonalakkal húzzuk meg az egyenlő légnyomásváltozást mutató helyeket összekötő vonalakat (izotendenciákat, izallobárokat) éspedig millibáronként. Millibáronként megszámozzuk ezeket, + és — jelet téve a szám elé. Ezek az izotendencia-vonalak a légnyomássüllyedés és emelkedés általában zárt területeit határolják el. A legnagyobb negatív és pozitív tendenciákat ezen területek középpontjában lehet észlelni. A légnyomássüllyedés területének középpontját piros színnel írt *S* betűvel és a legnagyobb légnyomássüllyedést mutató, melléje írt számmal jelöljük, míg az emelkedési területet kékszínű *E* betűvel és a hozzáírt számmal. (L. 5. sz. ábrán baloldalon alul.)



5. ábra. A komplex szinoptikus térkép analízisének szimbólumai (magyarázat a szövegben)

Ennek a műveletnek részben önálló jelentősége van, mert az izallobármező jellegét tisztázza, részben pedig a következő műveletet készíti elő.

5. A frontok

A frontokat előzetesen csak fekete ceruzával jelöljük. A frontok: a légtömegek közti határok. A frontok kihúzásánál a légtömegek, a csapadékterületek és a légnyomásemelkedés és süllyedés már tisztázott eloszlása vezet bennünket. Ezenkívül minden olyan sajátosságot kihasználunk, amely az időjárási elemek menetében vagy eloszlásában állomásokon mutatkoznak,

amely sajátosságok arra utalnak, hogy a front vagy a szóban forgó állomáson vagy az állomások között vonul végig.

Ha azonban a frontok helyzete az előző térképekkel való összehasonlításból már eléggé tisztázódott, az analízist ezzel a művelettel is lehet kezdeni és csak azután térünk át a csapadékterületek és a légnyomásváltozás elhatárolására.

6. Az izobárok

Az izobárokat, vagyis az egyenlő légnyomás vonalait fekete ceruzával húzzuk ki. Rendszerint közbeiktatással húzzuk az állomások között, kerek öt mb-ként és a teljes mb értékkel számozzuk (pl. 985, 1010) ; a számot az izobár mindkét végén kiírjuk, ha az izobár a térképen nem záródik. Zárt izobáron a számot magára az izobárra írjuk, alkalmas helyen megszakítva azt. A nagyobb méretarányú, sűrűbb állomáshálózatú térképen az izobárokat 2,5, 2, sőt még 1 mb-onként is meghúzhatjuk. Az izobárok kihúzásánál számításba vesszük a széliránt és a szélsebességet, mert a szél meghatározott módon áll kapcsolatban a légnyomási gradienssel és így az izobárok sűrűségével is. De figyelembe vesszük azokat a sajátosságokat is, amelyeket a frontok és az orografia hoz létre a légnyomáseloszlásban. Különösen a frontoknál, de néha az orografikus akadályoknál is, élesen mutatkozik az a változás, amely az izobárok menetében, mindenekelőtt azok törésében jut kifejezésre. (L. 5. sz. ábra alul balról.)

Az izobárok a térképen a magas és az alacsony nyomás területeit, a ciklonokat és az anticiklonokat rajzolják ki.

A ciklon középpontjába fekete ceruzával az *A* (alacsony) betűt, az anticiklon középpontjába az *M* (magas) betűt írjuk.

Bizonyos szinoptikus helyzetekben és a térkép meghatározott részein (kiterjedt anticiklonok, centrális ciklonok) a térkép analízisét előnyös az izobárok kihúzásával kezdeni. Ezt azonban nem szabad általános szabállyá tenni. Az izobárokat az analízisnek abban a stádiumában könnyebb és helyesebb meghúzni, amikor a frontok már meg vannak jelölve.

7. A frontok jellege

A melegfrontokat a térképen végleges helyükön piros, a hidegfrontokat kék, az okkluziós frontokat lila ceruzával húzzuk meg. A talajon a fő-frontokat vastagabb vonallal, a másodlagosakat vékony szaggatott vonallal, a magas frontokat pontozva jelöljük. Egyszínnyomatban (a napi időjárásjelentésekben, bulletinekben) a frontokat úgy jelöljük, amint az az 5. sz. ábrán látható, jobboldalon felülről lefelé : melegfront csapadékterülettel, hidegfront, másodlagos frontok, magas frontok, okklúziós front gyengülő csapadékkal, meleg- és hideg okklúziós front, stacionárius front, lesiklási felület.

A front jellegének megállapítását a frontjelekkel és a frontnak a megelőző térképeken mutatott helyzetével számolva hajtjuk végre.

8. Az analízis befejezése

A frontok végleges helyzetének rögzítése után véglegesen kialakítjuk az összefüggő csapadék területét és a szükséges helyeken kiigazítjuk az izobárok helyzetét. Megfelelő helyeken a légtömegek betűjeleit is felírjuk, fekete ceruzával.

A munkatérkép analízise ezzel lezárul.

11. §. Az izallobártérképek

1. Izallobárok

Az egyes időjárási elemek eloszlását mutató segédtérképek összeállítása egyszerű dolog és nem szükséges ennél időzni. Az ilyen térképeken általában az illető elem egyenértékű vonalait (izovonalait) húzzák meg, például a hőmélypontot tartalmazó térképeken az izotermákat, a napi vagy félnapi csapadékösszeget mutató térképeken pedig az izohiétákat. Részletesebben kell foglalkozni az izallobártérképekkel, amelyeknek a szinoptikus helyzet prognózisánál nagyobb jelentőségük van.

Izallobártérképnek az állomáshálózatban meghatározott idő alatt, például 6,12,24 óra alatt észlelt légnyomásváltozást ábrázoló térképet nevezünk. Ezt az időtartamot az izallotérkép *intervallumának* mondjuk; az az észlelési időpont, ahol az intervallum kezdődik, a kezdőpont, ahol az intervallum végződik, a végpont. A térképre a kezdő és végpont közti légnyomásváltozást rajzoljuk fel, majd meghúzzuk az egyenlő légnyomásváltozás vonalait, az *izallobárokat*. A munkatérkép izotendenciái ilyenformán az izallobárok különleges esetei.

A szinoptikus gyakorlatban leginkább a 12 és 24 órás izallobártérképeket, azaz a 12 és 24 óra intervallumú térképeket használjuk.

2. Az izallobártérképek összeállítása

Az izallobártérképek összeállítása céljából minden egyes állomásra előzőleg ki kell számítani a kezdőpont és a végpont közti légnyomáskülönbséget és ezt a számadatot térképre kell vinni. A gyakorlatban azonban gyakrabban a grafikus különbségképzés gyorsabb és alkalmasabb módszerét használják. Nevezetesen a kezdőpont munkatérképre ráfektetik a végpont munkatérképét és az egészet az átvilágítószekrényre helyezve alulról átvilágítják. A két térkép izobárjainak metszéspontjaihoz a metsző izobárok nyomáskülönbségének értékét írják, például az 1015 végponti izobár és az 1020 kezdőponti izobár metszéséhez a —5 számot. Ilyen módon a térképen egész sor számot kapunk, kerek 5 mb-onként; ezeket a számokat már könnyű tiszta űrlapra átvinni és ezek alapján az izallobárokat megrajzolni.

Az izallobárok rendszerint koncentrikus zárt görbéket mutatnak, amelyek a légnyomásemelkedés és süllyedés területeit rajzolják körül. Ezeket a területeket *izallobárikus fészkeknek* (magoknak) nevezik, vagy a *süllyedés és emelkedés területeinek* (magvainak). Néha a légnyomássüllyedési területeket *negatív*, az emelkedés területeit *pozitív* izallobárterületeknek nevezzük. Az izallobárokat rendszerint fekete ceruzával rajzoljuk és az egész mb-okkal számozzuk, a nulla-izallobárt vastagabban is lehet húzni, mint a többit. Néha a pozitív izallobárok rajzolására kék színt, a negatívokra piros színt használnak. Az emelkedési terület középpontjába kék színnel írt *E* betűt teszünk, míg a süllyedés középpontjába pirossal írt *P* betűt.

A 12 vagy 24 órás izallobártérképre még a legutolsó munkatérkép izotendencia területeinek középpontját is fel lehet tüntetni, mert ezek segítenek a nagyobb intervallumra készült izallobártérképek centrumainak mozgási irányát megállapítani. Az izallobárterületekről részletesebben 1. a 21. §-t.

Az izallobártérképek segédtérképek, a bárikus mező extrapolációját könnyítik meg, amint erről a VIII. 73. §-ban lesz szó.

Az izallobártérképhez hasonlóan készülnek az izallotermatérképek, amelyek a levegő hőmérsékletének időbeli változását mutatják. Bizonyos kisegítő célokra ezek a térképek hasznosnak bizonyulnak, de jelentőségük lényegesen kisebb, mint az izallobártérképeké és a korszerű szinoptikus analízis kötelező eszközeinek sorába nem tudnak bejutni.

12. §. Aerológiai diagrammok[1]

1. Az aerológiai diagrammok felhasználása

Aerológiai diagrammoknak nevezzük az aerológiai felszállások adatainak feldolgozására alkalmas adiabatikus grafikonokat. Olyan feldolgozást értünk ezen, amelynek eredményeképpen az aerológiai felszállás adatait közvetlenül és kényelmesen felhasználhatjuk a szinoptikus analízisben.

Jelenleg több mint 20, elvileg különböző aerológiai diagrammot ismerünk, nem szólva ezek válfajairól. De bármely korszerű aerológiai diagrammon megoldhatók az összes alapvető feladatok.

Ezért először az aerológiai diagrammok közös sajátságait, elvi felépítését és alkalmazási területeit vizsgáljuk meg, majd a legelterjedtebb diagrammok sajátságait ismertetjük.

Az aerológiai diagrammokon a következő szerkesztési és számítási módozatok váltak elfogadottakká :

1. a légkör rétegződésének grafikus ábrázolása és a fennálló rétegződés analízise ;
2. az adiabatikus állapotváltozásokkal kapcsolatos számítások a légtömegen belül ;
3. a geopotenciálok és azok magasságának kiszámítása az aerológiai felszállás adatai alapján ;
4. energetikai számítások : a levegő tömeg- vagy köbtartalomegységére vonatkozó instabilitási energia kiszámítása, a teljes instabilitási energiakészlet meghatározása a légkör megadott rétegében, a szolenoidok cirkulációjának kiszámítása ;
5. nedvességmérési feladatok megoldása és a levegő különböző termohigrometrikus karakterisztikáinak kiszámítása, azaz a nomográfiai felhasználás.

2. A diagrammok alapvető izovonalai

A felsorolt követelmények teljes egészükben csak akkor elégíthetők ki, ha a diagramm hatféle, tetszésszerinti koordináta-rendszerben számított izovonalsereget és bizonyos számú, ezen izovonal-seregen alapuló kiegészítő-skálát tartalmaz. A diagramm a következő izovonalakat tünteti fel : *izobárok, izotermák, száraz adiabaták, nedves adiabaták, izogrammok* (a maximális fajlagos nedvesség, vagy maximális keverési arány izovonalai) és a *geopotenciál izovonalai* (izopotenciálok).

Az izopotenciálok helyettesíthetők a velük azonos dinamikus nyomáslépcsők izovonalaival — az izodibasztákkal (lásd 17. §). Az utóbbiak egyúttal a sűrűség (izopiknák), vagy a fajlagos térfogat (izoszterek) izovonalainak felelnek meg.

[1] A 12—18. paragrafusokat V. A. Bugajev írta.

Megjegyzendő, hogy az izopotenciálokat csak a geopotenciálok vagy a magasság kiszámítására használt diagrammok tüntetik fel.

A felsorolt izovonalak között függvénykapcsolat áll fenn. Kölcsönös elhelyezkedésük attól függ, hogy milyen elemek (nyomás, hőmérséklet, geopotenciál stb.) értéksorozata van felmérve a koordináta tengelyekre. Megfelelő koordináta-párok kiválasztásával olyan diagrammforma állítható elő, amely alkalmas a légkör rétegződésének szemléletes ábrázolására, vagy lehetővé teszi a légkör bármely pontja geopotenciáljának kiszámítását és egyéb műveletek elvégzését. Hasonló eljárással olyan diagramm-szerkezeti formák érhetők el, amelyeknél a különböző izovonalsereg egyenes vonalakkal ábrázolható. Ez a feldolgozás szempontjából kényelmes és elkerülhetővé teszi a hatféle görbesereg valamennyi tagjának feltüntetését. A felsorolt izovonalak megfelelő értékeinek kiszámítása a 3. §-ban levezetett formula alapján történik.

3. A nyomástérfogat termodinamikai diagrammjának ekvivalens transzformációja

Abból a célból, hogy az aerológiai diagrammok az energetikai számítások kényelmes elvégzését lehetővé tegyék, szükséges, hogy a diagrammon a terület magát a végzett munkát jelentse. Mint a termodinamikából ismeretes, a nyomástérfogat ú. n. indikátor diagrammja, ahol az abszcissza tengelyen a fajlagos térfogat, az ordináta tengelyen pedig a nyomás szerepel, éppen ezzel a sajátossággal bír.

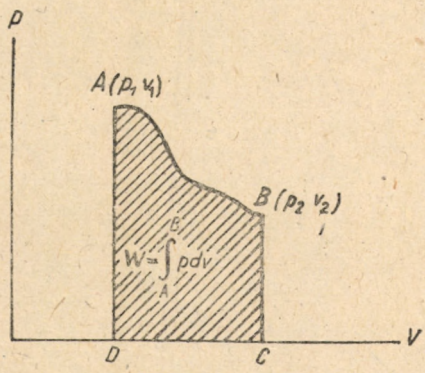
Valóban, ha valamely gáz p_1 nyomással és v_1 fajlagos térfogattal jellemzett állapotból (6. ábra, A pont) termodinamikai úton p_2, v_2 állapotba megy át (B pont), akkor a gáz kiterjedése közben végzett munka a következő kifejezéssel egyenlő:

$$W = \int_A^B p \, dv. \tag{1}$$

Ezt az integrált azonban, mint a 6. ábrából látható, grafikusan a bevonalkázott $ABCD$ terület ábrázolja.

A szinoptikus analízis céljára azonban az ilyen diagramm nem megfelelő. Már említettük, hogy az abszcissza tengelyre a fajlagos térfogat helyett, amely az aerológiai megfigyeléseknél nem mérhető közvetlenül, inkább a hőmérsékletet mérjük fel.

Tehát az indikátor diagramm felmérhető úgy, hogy egyforma léptékek esetén a végzett munka az új diagrammon területileg azonos az indikátor-diagrammon feltüntetett területtel, csupán a terület alakja változhat meg. Természetesen szükséges, hogy az új diagramm koordinátái, valamint a p és v változók között függvénykapcsolat álljon fenn.



6. ábra. A gáz munkája kitágulás esetén (besatírozott terület)

Legyenek az új koordináták: $x = F(v, p)$ és $y = f(v, p)$. A $ds = dv \cdot dp$ területelem a $ds_1 = dx \cdot dy$ területelemmé alakul át. A ds_1 azonban kifejezhető

az előző koordináták segítségével. (Lásd: Szmirnov: Felső matematikai tanfolyam 1937. II. kötet, 147. o.):

$$ds_1 = \left| \frac{\partial F(v,p)}{\partial p} \cdot \frac{\partial f(v,p)}{\partial v} - \frac{\partial F(v,p)}{\partial v} \cdot \frac{\partial f(v,p)}{\partial p} \right| dv \cdot dp = |D|\, dv \cdot dp, \tag{2}$$

ahol $|D|$ az $x = F(v, p)$ és $y = f(v, p)$ függvények v és p változók szerinti függvénydeterminánsát jelenti. Ennek alapján megkapjuk a nyomástérfogat diagramm bármely más termodinamikai diagrammá való ekvivalens átalakításának feltételét: ahhoz, hogy ds_1 egyenlő legyen ds-sel, a függvénydeterminánsnak a következő feltételt kell kielégítenie:

$$|D| = 1$$

vagy más alakban:

$$\frac{\partial x}{\partial p} \cdot \frac{\partial y}{\partial v} - \frac{\partial x}{\partial v} \cdot \frac{\partial y}{\partial p} = 1. \tag{3}$$

Ezt a feltételt elégítik ki az aerológiai diagramm megszerkesztésére alkalmas x, y koordináta párok. A használatos diagrammok közül vizsgáljunk most meg három példát. A következtetések során olyan elméletileg szokásos x, y koordinátákat fogunk felhasználni, amelyek kielégítik az ekvivalens transzformáció feltételét. A megfelelő diagrammok gyakorlatban használatos koordinátái az állandó szorzókban gyakran eltérnek az elméletileg használtaktól (pl. a természetes logaritmus helyett a tízes alapú használata, a gázállandó elhagyása stb.). Ezt a különbséget később, a terület energetikai léptékének értékelésénél vesszük figyelembe.

1. *Az emagramm.* Elméletileg megválasztott koordinátái:

$$x = T, \quad y = -R \ln p.$$

A gázok állapotegyenletét felhasználva:

$$x = \frac{pv}{R}. \text{ Ekkor}$$

$$\frac{\partial x}{\partial p} = \frac{v}{r}, \quad \frac{\partial x}{\partial v} = \frac{p}{R}, \text{ továbbá } \frac{\partial y}{\partial p} = -\frac{R}{p}, \quad \frac{\partial y}{\partial v} = 0.$$

A parciális differenciálhányadosokat a (3) egyenletbe helyettesítve kapjuk:

$$\frac{v}{R} \cdot 0 - \frac{p}{R}\left(-\frac{R}{p}\right) = 1, \text{ amit be kellett bizonyítani.}$$

2. *Az aerogramm.* Elméletileg megválasztott koordinátái:

$$x = \ln T, \quad y = -RT \ln p$$

vagy a gázok állapotegyenlete alapján

$$x = \ln \frac{pv}{R}, \quad y = -pv \ln p.$$

Ekkor $\frac{\partial x}{\partial p} = \frac{1}{p}$, $\frac{\partial x}{\partial v} = \frac{1}{v}$ és $\frac{\partial y}{\partial p} = -v \ln p - v$, $\frac{\partial y}{\partial v} = -p \ln p$.

Ha a parciális differenciálhányadosokat behelyettesítjük a (3) egyenletbe, azt kapjuk, hogy

$$\frac{1}{p}(-p \ln p) - \frac{1}{v}(-v \ln p - v) = 1,$$

amit be kellett bizonyítani.

3. *A tefigramm.* Elméletileg megválasztott koordinátái:

$$x = T, \quad y = \varphi.$$

Felhasználva a gázok állapotegyenletét és az entrópia egyenletét (**3**, 10), amelyben R, mint entrópia, kal. g^{-1} fok^{-1} egységekben szerepel (az A szorzó elmarad), azt kapjuk, hogy

$$x = \frac{pv}{R}, \quad y = c_p \ln \frac{pv}{R} - R \ln p + \text{konst.},$$

ahonnan

$$\frac{\partial x}{\partial p} = \frac{v}{R}, \quad \frac{\partial x}{\partial v} = \frac{p}{R}, \quad \frac{\partial y}{\partial p} = \frac{c_p}{p} - \frac{R}{p}, \quad \frac{\partial y}{\partial v} = \frac{c_p}{v}.$$

A (3) formula alapján

$$\frac{v}{R} \cdot \frac{c_p}{v} - \frac{p}{R}\left(\frac{c_p}{p} - \frac{R}{p}\right) = 1,$$

amit be kellett bizonyítani.

13. §. A különböző aerológiai diagrammok sajátságai

1. Az emagramm

Mint a 12. §-ban láttuk, az emagramm elméletileg megválasztott koordinátái: $x = T$, $y = -R \ln p$. Célszerű azonban, ha az ordináta tengelyre $-\lg p$-t, az abszcissza tengelyre pedig az eredetinek megfelelő lineáris hőmérsékleti skálát mérjük fel. A gyakorlatban és az elméletben használatos ordináták értékkülönbségének megfelelő 2,30259 R állandó szorzót, ahol 2,30259 a természetes logaritmusnak a tízes alapúra vonatkoztatott modulusa, az emagrammon a terület energetikai léptékének kiszámításánál vesszük figyelembe. Erről a 16. §-ban még megemlékezünk.

A hőmérsékleti értékek — 45 C°-tól + 35 C°-ig 5 fokonként váltakozva Celsius, illetve abszolút fokokban vannak feltüntetve. Az ilymódon fokonként ábrázolt vertikális egyenesek az izotermákat jelölik. A nyomási skála 1060-tól 300 *mb*-ig terjedő értéksorozata az ordináta tengelyen található meg. Tehát az emagrammon az izobárokat 10 *mb*-ként vízszintes egyenesek ábrázolják.

A *száraz adiabatákat* közel 45°-os szög alatt hajló barna vonalak tüntetik fel. Minden 10 fokos potenciális hőmérsékleti értéket egy egyenes ábrázol. Ezek alapján bármelyik közbülső adiabáta megszerkeszthető. Utóbbi mentén

az 1000 *mb*-os szintig haladva a $t = \Theta_c$ molekuláris hőmérséklet leolvasható, ahol Θ_c a Celsius fokokban kifejezett potenciális hőmérséklet. Az emagrammon a baloldali alsó adiabatához $\Theta_c = -40°$, a jobboldali felső adiabatához $\Theta_c = 110°$ potenciális hőmérséklet tartozik. A száraz adiabaták felfelé gyengén görbültek.

Nagyobb görbületet mutatnak a szaggatott kék vonalakkal jelölt *nedves adiabaták*. A nedves adiabatáknak megfelelő pszeudopotenciális hőmérsékleti értékek nincsenek feltüntetve és maguk az adiabaták sem egyenlő fokszámonként következnek, hanem olyan eloszlásban, hogy többé-kevésbbé egyenletesen fedjék be a diagrammot. Az aránylag ritkán megrajzolt száraz és nedves adiabaták nem teszik lehetővé a potenciális és még kevésbbé a pszeudopotenciális hőmérséklet pontos meghatározását, viszont a diagrammot nem teszik túlzsúfolttá az izovonalak.

Az *izogrammokat* gyengén görbült, majdnem egyenes kék vonalak ábrázolják. A fajlagos nedvesség képlete alapján kiszámított értéküket gr/kg-ban kifejezve minden egyes izogramm mellett fel van tüntetve. Beosztásuk nem egyenletes: alacsonyabb hőmérsékleteknél 0,1 gr/kg-onként, magasabb hőmérsékleti értékeknél 0,2 és ennél magasabb értékenként következnek egymás után.

A fő izobárfelületeken a *virtuális hőmérsékletkülönbség* meghatározására vonalkák szolgálnak.

Végül az emagramm bal szélén feltüntetett kékszínű számok a fő izobárszintek dinamikus magasságkülönbségét jelentik berkekben abban az esetben, ha ezen rétegek közepes virtuális hőmérséklete 0° C.

A terület energetikai léptéke: 1 cm^2 = 26,4 joule a levegő tömegegységére (1 kg-ra) vonatkoztatva.

Az emagramm elsősorban a levegő rétegződésének szemléltetésére és elemzésére alkalmas. Az emagramm a nevét az energia és a massza (tömeg) szavak kezdőbetűiről kapta, mivel az emagrammlap a vertikális rétegződés tömegegységre eső instabilitási energiájának meghatározására szolgál.

2. *A tefigramm* (2. sz. melléklet)

Ez a diagramm abszcissza tengelyén a T hőmérsékletet, ordináta tengelyén a φ entrópiát ábrázolja, innen kapta a nevét is ($T - \varphi$-gramm). A különböző tefigrammoknak egész sora használatos. Vizsgáljuk meg most a tefigrammok egyik változatát.

A $-50°$-tól $+30°$-ig terjedő *hőmérsékleti* skála úgy van elhelyezve, hogy a hőmérséklet balfelé növekszik. Az abszolút fokokban kifejezett hőmérsékleti értékek a lap felső szélén találhatók. Az izotermák (függőleges egyenesek) 1 fokonként vannak feltüntetve.

A száraz levegő lineáris *entrópia* skálája millió *CGS* egységekben (kal. g^{-1} fok^{-1}) a diagramm jobb szélén található, a megfelelő izentrópiákat (egyenlő entrópiájú vonalakat) 100.000 *CGS* egységenként vízszintes egyenesek tüntetik fel.

A (**3**, 23) egyenlet szerint a lineáris entrópia-skála a potenciális hőmérséklet logaritmikus skálájának felel meg, amelyet a következő egyszerű összefüggés alapján számítunk ki:

$$\varphi - \varphi_0 = c_p \ln \frac{\Theta}{\Theta_0}.$$

Ez a potenciális hőmérsékleti skála abszolút fokokban a diagramm bal szélén található meg. Ilymódon a száraz levegő izentrópiái egyúttal a Θ = konst. száraz adiabatáknak felelnek meg.

Az *izobárokat* balról jobbra lefelé menő barna görbe vonalak ábrázolják. Ezeket a (3, 22) entrópia-egyenlet alapján p = konst. különböző értékeinek megfelelően tünteti fel a diagramm. Az izobár-egyenlet a következő alakú:

$$\varphi = c_p \ln \frac{T}{100} + \text{konst.}, \qquad (1)$$

amiből kiszámíthatók a (T_1, φ_1), (T_2, φ_2), . . . pontok, ezek alapján az izoterma és izentrópia alaphálózatra rárajzolhatjuk az izobárokat. Egyébként, ha az entrópia kiszámítására a Θ potenciális hőmérsékleti skálát használjuk fel, az izobárokat a (T_1, Θ_1), (T_2, Θ_2) . . . pontok szerint szerkeszthetjük meg, amelyeket a (3, 19) potenciális hőmérsékleti formula alapján számítunk ki, feltételezve, hogy p = konst.

Az izobárok 1060-tól 250 *mb*-ig 10 millibáronként következnek (értékük a baloldali végüknél olvasható le).

A *nedves adiabatákat* (alulról felfelé) jobbra hajló folytonos kék vonalak tüntetik fel. Alacsony hőmérsékleti értékeknél a száraz adiabaták irányát közelítik meg. A nedves adiabaták jobboldali végén a tömegegységre vonatkozó entrópiaértékek millió *CGS* egységekben vannak feltüntetve arra az esetre, amikor a levegő telített. Abból a célból, hogy a nedves adiabaták magasabb hőmérsékleti értékeknél ne tegyék túlzsúfolttá a tefigrammot, értékbeosztásuk a növekvő entrópia-intervallumoknak megfelelően változik.

Az *izogrammokat* szaggatott kék vonalak ábrázolják. Kiszámításuk a keverési arány formulájának felhasználásával történik. Számértékük kb. a tefigramm közepén van feltüntetve.

Az itt tárgyalt tefigramm esetében a terület energetikai léptéke: 1 cm² = = 55,5 joule egy kg levegőre.

3. *Az aerogramm* (3. sz. melléklet)

Az elvégezhető műveletek száma és a segédletként felhasznált skálák mennyisége alapján valamennyi diagramm közül az aerogrammot kell a legáltalánosabbnak minősítenünk.

Az aerogramm alkalmasan választott koordinátái: $x = \lg T$, $y = -T \lg p$. A logaritmikus hőmérsékleti skála széles, — 90°-tól + 70°-ig terjedő intervallumot ölel fel. Az *izotermák* — függőleges egyenesek. A hőmérsékleti értékek a Celsius skálának megfelelő abszolút hőmérséklet értékeiben vannak feltüntetve.

Az 1050-es mb-t jelentő izobár egyenesvonalú és egybeesik az abszcissza tengellyel. A többi *izobár* balról jobbfelé haladva széthajlik, annak megfelelően, hogy az ordináták az abszolút hőmérséklettel arányosak. Az izobárok 10 mb-ként vannak feltüntetve, baloldali végüknél és a középső részen 200 millibáronként számozva, a jobboldali végüknél 100 millibáronként (centibárban). Ez alkotja a nyomás alapskáláját (1050-től 200 mb-ig). Ezek az izobárok azonban sokkal alacsonyabb nyomásértékeket is jelenthetnek. Mivel a nyomási skála logaritmikus, ezért a 300 és 200 mb-t jelentő izobárok közötti távolság (T = konst. esetben, vagyis bármely izoterma mentén) egyenlő a 900 és 600 mb-t jelentő izobárok távolságával (lg 300 — lg 200 = lg 900 —

— lg 600), a 200 és 100 mb izobárjainak távolságkülönbsége megfelel a 600 és 300 mb izobárjai közötti távolságnak és így tovább. Tehát ahelyett, hogy a magas felszállások feldolgozásánál előforduló alacsony nyomásértékek részére nagyobb helyet biztosítanók, egy másik nyomási skálát kapunk, ha a 900 mb izobárja a 300 mb-t, a 750 mb izobárja a 250 mb-t jelenti és í. t. Ez a skála a — 60°-os izoterma mentén (zárójelben álló számmal) van jelezve. Amikor pl. a magassági felszállás hőmérséklet-nyomás görbéje eléri a 300 mb körüli szintet, ismét alulról rajzolhatjuk felfelé, az új nyomási skálát felhasználva. Csak arra kell ügyelni, hogy ebben az esetben az ordináta tengelymenti beosztás megváltozott: nagysága a 10 mb-kénti egy beosztás helyett most három beosztás. Ha a felszállás 100 mb felett is folytatódik, feltételezzük, hogy az 1000 mb izobárja 100 mb-nak, a 900 mb izobárja 90 mb-nak és í. t. felel meg.

A magassági felszállások feldolgozásának tárgyalt módszere logaritmikus nyomási skála segítségével bármely aerológiai diagrammon, így az emagrammon is keresztülvihető. Ebben az esetben az 1000 mb-t 500 mb-nak tekintjük és az összes többi nyomásértékeket kettővel osztjuk, majd az 1000 mb-t 150 mb-nak vesszük és a többi nyomásértéket néggyel osztjuk és í. t. tetszésszerinti kicsiny nyomásértékig.

A *száraz adiabatákat* az aerogrammon balról jobbra diagonális (átlós) irányban lefelé haladó barna színű görbesereg ábrázolja. Ezek a görbék kétfokonként követik egymást, a nekik megfelelő potenciális hőmérsékleti értékek a diagramm bal- és jobboldali felében egyaránt fel vannak tüntetve.

A *nedves adiabatákat* szaggatott kék vonalak jelzik. Ezek a görbék, mint az emagrammon, úgy itt is egyenletesen, tehát nem a pszeudopotenciális hőmérsékletnek megfelelően helyezkednek el, ez utóbbi nincs is feltüntetve.

Az *izogrammokat* egyenlőtlen beosztást követő folytonos vonalak jelzik, fajlagos nedvességi értéküket a 400 és 1000 mb izobár mentén találjuk meg.

Hogyan használhatjuk fel a száraz és nedves adiabatákat, valamint az izogrammokat abban az esetben, ha az aerogrammon a kiegészítő skálára térünk át?

A száraz adiabaták az előbbi rendet követik, csak a megfelelő potenciális hőmérsékleti értékek változnak meg (növekednek).

A nyomási alapskálának megfelelő nedves adiabaták azonban már nem használhatók az új nyomási skála mellett, mivel ebben az esetben más fajlagos nedvességi beosztást kell bevezetni. Ezért a 300-tól 100 mb-ig terjedő kiegészítő nyomási skála használata esetén a megfelelő nedves adiabatákat pontozott vonalak ábrázolják. A 100 mb-nál alacsonyabb nyomásértéknél a levegő hőmérséklete meglehetősen alacsony, nedvességtartalma csekély, ennek következtében a nedves adiabaták gyakorlatilag a száraz adiabatákkal helyettesíthetők.

Ami az izogrammokat illeti, nyilvánvaló, hogy ezek az új nyomási skála esetén is ugyanazok maradnak. Számértéküket azonban a következő megfontolás alapján meg kell növelni. A (3, 36)-nak megfelelően a fajlagos nedvesség elég nagy pontossággal fordítottan arányos a nyomással. Ha tehát az izobárok számértéke kétszer kisebb lesz, akkor az izogramm számértékének kétszer nagyobbnak kell lennie. Ha az aerogrammon a 300-tól 100 mb-ig terjedő kiegészítő skálát használjuk, úgy a megfelelő izogramm számértékét háromszorosára kell növelni.

4. Az aerogramm kiegészítő skálái

1. A Δt *ekvivalens hőmérsékletkülönbség skálája* az aerogramm alsó szélén van feltüntetve. Ez a skála összefüggésben van az izogrammokkal. A tartalék nyomási skála felhasználása esetén mind a Δt-t, mind az izogrammokat feltüntető számértékek megháromszorozódnak.

2. A *maximális páranyomás* értékeit a 300 mb-os izobárral összeeső kék színű görbe tünteti fel, amely lefelé menet közelítőleg a 40°-os izotermával esik egybe. E_0 értékét a 300 mb-os izobár mentén találjuk meg. Az 1000 mb-os izobár mentén E értéke 70 mb.

0 C°-on alul a görbe kétfelé ágazik: a felső, hatágú csillaggal jelölt görbe a jég feletti, az alsó, háromszöggel jelölt a víz feletti maximális páranyomást jelenti.

3. A *virtuális hőmérsékleti különbség* értéksorozatát a fő izobárok mentén rövid vonások tüntetik fel. Ezeket a tartalék nyomási skálára való áttérés esetén is felhasználhatjuk, de ebben az esetben más skálabeosztást jelentenek. A 3. § szerint

$$\Delta T_v = T_v - T = 0{,}6 \, s \, T,$$

vagy

$$\Delta T_v = 0{,}6 \, \frac{623 \, E}{p - 0{,}377 \, E} \cdot T. \qquad (2)$$

Ha elhanyagoljuk a 0,377 E tagot, azt mondhatjuk, hogy ΔT_v fordítottan arányos a nyomással. Ezért adott hőmérséklet mellett a vonások közötti távolság az 500 mb-os izobár mentén kétszer nagyobb, mint az 1000 mb-os mentén. Következésképpen, ha az 1000 mb izobárját 500 mb-ral helyettesítjük, a vonások közötti távolság 50%-os telítésnek felel meg.

4. A *száraz levegő entrópiáját CGS* egységekben feltüntető skálát (joule gr^{-1} fok^{-1}) a 0° és — 50°-os izoterma mentén találjuk meg.

Mivel a (**3**, 22)-nek alapján T = konst. esetben

$$\varphi - \text{konst.} = A \, R \, \ln \frac{p}{1000}, \qquad (3)$$

ezért a logaritmikus nyomási skála az entrópia lineáris skálájának felel meg.

Minthogy φ-re két skála áll rendelkezésünkre, azonkívül a száraz adiabaták, az aerogrammon bármely hőmérsékleti értékhez tartozó entrópiát ki tudunk számítani. Mivel a száraz adiabaták mentén φ = konstans, így, miután a keresett T és p értéknek megfelelő pontot megtaláltuk, a száraz adiabatákkal párhuzamosan haladva a legközelebbi entrópia skálán leolvashatjuk a megfelelő entrópia értéket.

5. A *nehézségi erő gyorsulásának* (g) a magasság szerint változó értékeit a táblázat balszélén különálló számok tüntetik fel. A nagy nyomtatású számok azt mutatják, hogy a nyomási alapskálának megfelelő magasságban g értékét hány m sec^{-2}-vel kell kisebbíteni. A zárójelben álló kisebb számértékek a kiegészítő nyomási skála használatának esetére vonatkoznak.

A felsoroltakon kívül az aerogramm még 8 pótskálát tüntet fel. Itt említjük meg, hogy az aerogrammon minden méter-tonna-secundum-rendszerben számított skála ötágú csillaggal van megjelölve.

Részletezve lásd: V. A. Bugajev: »A szinoptikus analízis és prognózis technikája« c. könyvében.

5. Stüvegramm (4. sz. melléklet)

Ha a magassági felszállást úgy kell kiértékelni, hogy a kiegészítő skálát, amelyről az aerogramm- és az emagrammal kapcsolatban beszéltünk, ne vegyük igénybe, a diagrammot az ordináta tengelyen túlságosan nagymértékű logaritmikus nyomási skálával kell ellátni, mivel, ha p a zérus felé csökken, $lg\ p$ a végtelenhez tart. Ebben rejlik a stüvegramm előnye, amelynek koordinátái: $x = T$ és $y = p^{\frac{AR}{c_p}}$.

Ilyen koordinátákat alkalmazva a $p = 0$ és $T = 0$ pont nem fekszik a végtelenben. Ezzel egyidejűleg a száraz adiabatákat egyenes vonalakkal ábrázolják, mivel a (3, 9) egyenlet Θ = konst. esetben a

$$p^{\frac{AR}{c_p}} = cT$$

egyenletbe megy át, ahol c állandó, de az $x = T$, $y = p^{\frac{AR}{c_p}}$ koordinátarendszerben ennek az egyenletnek a $T = 0$, $p = 0$ ponton átmenő egyenes felel meg.

A stüvegramm külföldön nagyon elterjedt. Ez a diagramm azonban nem energetikai diagramm, mivel koordinátái nem elégítik ki a nyomástérfogat ekvivalens transzformációjának feltételét, amiről könnyen meggyőződhetünk, ha a függvénydeterminánsnagyságát tekintjük. Ennek következtében ezen a diagrammon a területek nem állítják elő pontosan a végzett munkát, vagy a cirkuláció energiáját, mint pl. az emagrammon vagy a tefigrammon. Az instabilitási energia közelítő meghatározása különben a stüvegrammon is lehetséges.

A stüvegrammon az izobárokat vízszintes, az izotermákat függőleges, a száraz adiabatákat barna színű ferde, a nedves adiabatákat (pszeudoadiabatákat), vagyis az azonos Θ_{ps} pszeudopotenciális hőmérsékleteket kék folytonos, végül az izogrammokat meredek szaggatott vonalak ábrázolják.

Ezenkívül a diagramm balszélén speciális diagrammot találunk az e páranyomás meghatározására, amikor p és s ismeretesek és fordítva, s meghatározására, ha p és e ismertek. A hajlott kék vonalak a nomogrammon az s és az e változásának leolvasására alkalmasak, nedves adiabatikus felszálló mozgás esetén.

6. Rossbygramm (5. sz. melléklet).

A rossbygramm abszcissza tengelyén lineáris skála szerint az m keverési arány van feltüntetve, az ordináta tengelyen a Θ_d parciális potenciális hőmérséklet logaritmikus skálában feltüntetett értékeit találjuk. Ilymódon a függőleges egyenesek az izogrammoknak felelnek meg (0,2 gr. kg^{-1}-ként vannak feltüntetve 0-tól 20 gr. kg^{-1} értékhatárok között), a vízszintes egyenesek a száraz adiabatákat jelölik (1°-onként 250-től 350-ig). A dőlt egyenes vonalak a Rossby meghatározása szerinti Θ_e ekvivalens-potenciális hőmérséklet izovonalai. Rossby a Θ_e ekvivalens-potenciális hőmérsékletet mint olyan parciális potenciális hőmérsékletet definiálja, amelyet a légtömegelem határoz meg, ha azt pszeudoadiabatikusan a benne lévő vízgőz teljes kondenzációjáig felemeljük.

A Θ_e izovonalak a nedves adiabatáknak felelnek meg, mivel pszeudoadiabatikus folyamatra vonatkoznak. Skálájuk $m = 0$ esetén a merőlegesben a Θ_d skálával azonos, mivel, ha vízgőz nincs jelen, $\Theta_d = \Theta_e$. A Θ_e 260°-tól 370°-ig terjedő második értéksorozata diagonális irányban van feltüntetve.

Az izobárokat 1100-tól 300 mb-ig 20 millibáronként jobbról balra lefelé dőlő vonalak tüntetik fel. Az izotermákat 298-tól 250°-ig 2°-onként, 230°-ig 5°-onként és 10°-onként megrajzolt meredekebb görbesereg ábrázolja. Mint látjuk, a hőmérsékleti intervallum nem széles, amit különösen nyáron végzett felszállásoknál veszünk észre a rossbygrammon. Az izobárok a száraz levegő parciális nyomására vonatkoznak. Ezenkívül az izobárok és izotermák telített légállapotra vannak kiszámítva, ugyanúgy, mint az előző diagrammoknál az izogrammok, ami lényegében egy és ugyanaz.

Ilymódon az alapvető izovonalak ötféle sajátosságával rendelkező rossbygrammon is keresztülvihetők mindazon műveletek, amelyekről a többi aerológiai diagramm esetében szó volt. E diagramm jelentősége azonban más, mivel elsősorban a légtömeg konzervatív tulajdonságait kifejező görbék kielemzésére használják: az m keverési arány és a Θ_d parciális potenciális (vagy a Θ_e ekvivalens-potenciális) hőmérséklet viszonyának meghatározására. Ezek a légtömegek típusát meghatározó görbék az ú. n. *karakterisztikák*.

Minden a rossbygramm kiszámítására használatos egyenletben a teljes légnyomás helyett a vízgőz és a száraz levegő parciális nyomását külön veszik számításba. Ebből adódik a korábban alkalmazott és a rossbygramm esetében felhasznált egyenletek közötti különbség és többek között ebben különbözik a Rossby által definiált ekvivalens-potenciális hőmérséklet a pszeudopotenciális hőmérséklettől.

7. *Szondogramm*

Nagyon egyszerű és jól felhasználható a D. L. Leuchtmann által ajánlott szondogramm, amelynek koordinátái:

$$x = \ln T, \quad y = T\varphi.$$

Könnyű kimutatni, hogy a szondogramm is indikátor diagramm és alkalmas energetikai számításokra. A logaritmikus skálabeosztású izobárok a szondogrammon gyengén hajlott egyenes vonalak, az adiabaták görbe vonalak és az izotermákkal közel 135°-os szöget zárnak be.

A szondogramm lehetővé teszi a különböző geopotenciál felszínek különbségének gyors kiszámítását és nagyon alkalmas a szemléltetésre. Sajnálatos, hogy ez az érdekes diagramm használhatóságának megfelelő mértékben eddig nem került alkalmazásra.

14. §. A légrétegződés aerológiai diagrammokon történő analízise

1. *Állapotgörbék*

Az aerológiai diagrammon a hőmérséklet magasság szerinti eloszlásának grafikus ábrázolása lehetővé teszi, hogy a légkör különböző rétegeinek egyensúlyi állapotát könnyen kiértékeljük. Az ábrázolásnak ezt a formáját ezért *állapotgörbének* nevezik. A T vagy Θ vertikális gradienseinek kiszámítása helyett a diagrammon könnyen összehasonlíthatjuk az állapotgörbét a száraz és nedves adiabatákkal.

Az aerológiai diagrammokon nem a magasság, hanem közvetlenül a nyomás van feltüntetve. Ez feleslegessé teszi a felszállás egyes pontjai magasságának kiszámítását : a grafikon a hőmérsékletet a nyomás függvényében tünteti fel.

Könnyen belátható, hogy a lineáris magassági skála eléggé közel esik a nyomás logaritmikus skálájához. Valóban, a barometrikus formulából következik, hogy a magasságkülönbség a nyomás logaritmusainak különbségével arányos, mégpedig izoterm légkör, $T_0 = \text{konst.}$ esetén

$$z - z_0 = \frac{R T_0}{g} (\ln p_0 - \ln p).$$

Bármely más hőmérsékleti eloszlás esetén az arányosság csorbát szenved. Az így előálló különbség azonban elég kicsiny és nem teszi kevésbbé szemléletessé a görbét.

Ezért a logaritmikus nyomási skála szerint szerkesztett aerológiai diagrammok (mint pl. az emagramm), az energetikai számításokra való felhasználáson kívül, különösen alkalmasak a meteorológiai elemek magasság szerinti eloszlásának ábrázolására.

Az állapotgörbét az aerológiai diagrammon a felszállás minden pontjára felvett hőmérsékleti és nyomási adatok határozzák meg. A (T_1, p_1), (T_2, p_2) . . . pontokat a diagrammon egyenes vonalakkal kötjük össze. Ha a feldolgozott felszállás korábban kiszámított magassági pontokat is tartalmaz, azokat ajánlatos az állapotgörbe megfelelő pontjai mellett számjegyekkel (kilométerekben) feltüntetni. A T—p görbét ugyanazon a diagrammon az izobárok és a száraz adiabaták által meghatározott ferdeszögű koordinátarendszerre vonatkoztathatjuk. Ez adja a potenciális hőmérséklet — légnyomás görbét (Θ—p), ahol minden nyomásértéknek meghatározott potenciális hőmérséklet felel meg. Nyilvánvaló, hogy ez is állapotgörbe lesz.

Az állapotgörbe megszerkesztéséhez a hőmérséklet helyett a virtuális hőmérséklet is (T_v) felhasználható. Ennek alkalmazása által a nedves levegőt szárazzal helyettesítjük és a függőleges mozgás egyensúlyának feltételeit kondenzációs folyamatok figyelembevétele nélkül vizsgálhatjuk, szigorú megegyezésben a Poisson-féle egyenlettel.

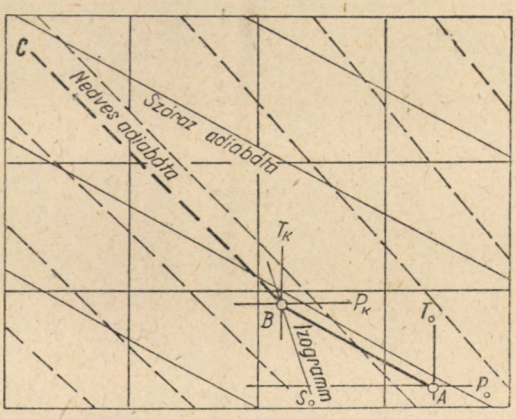
2. *A nedvesség görbéje*

Ha p, T és f alapján a felszállás minden pontjára kiszámítjuk a fajlagos nedvességet (s), ezután a diagrammra rávezetjük a (p_1, s_1), (p_2, s_2) . . . pontokat és azokat egyenes vonalakkal összekötjük, akkor megkapjuk a fajlagos nedvesség — nyomás görbét. Abból a célból, hogy ennek a görbének alapján s értékét bármely szintben meghatározhassuk, a görbét nyilván az izogrammok és izotermák által meghatározott ferdeszögű koordinátarendszerben kell vizsgálnunk. Az s—p görbe a diagramm azon pontjain megy keresztül, ahol a megfelelő fajlagos nedvesség a telítési értéket eléri. Tehát, ha a görbe bármely pontjában leolvassuk a levegő közönséges hőmérsékletét, megkapjuk a kérdéses szintre vonatkozó τ harmatpontot. Így az izoterma-izobár rendszerben vizsgált s—p görbe a harmatpont görbéje. Ha a T—p és τ—p görbéket együttesen vizsgáljuk, megállapíthatjuk belőlük, hogy a légtömegek a különböző rétegekben milyen messze vannak a telítettség állapotától. Ha $f = 100\%$, a két görbe egybeesik. A relatív nedvesség százalékban kifejezett értékei a harmatpont-görbe megfelelő pontjai mellett vannak feltüntetve.

3. Az állapotváltozás görbéje

Az *adiabatikus állapotváltozás görbéjének* nevezzük az aerológiai diagrammon azt a görbét, amely a levegő elemi mennyiségének a nyomástól függő hőmérsékleti változását ábrázolja, ha a folyamat adiabatikusan játszódik le.

Nyilvánvaló, hogy a kondenzációs szintig történő felemelkedés esetében az állapotváltozást Poisson egyenlete határozza meg, vagyis a folyamat száraz adiabatikus lesz. Ezért, ha az elemi levegőrészecske kezdeti állapotát az A pontban (7. ábra) a T_0 hőmérséklet, a p_0 nyomás és ezenkívül az f_0 relatív nedvesség ismeretében az s_0 fajlagos nedvesség határozza meg — az állapotváltozás görbéje az s_0 izogrammal való metszéspontig párhuzamos a száraz adiabatával, ahol s_0 a telített fajlagos nedvességi értéket jelenti (B pont). Itt az emelkedő levegőrész p_k nyomáson és T_k hőmérsékleten eléri a kondenzációs szintet.



7. ábra. A kondenzációs szint megállapítása és az állapotgörbe megszerkesztése (ABC)

További emelkedés esetén az állapotváltozás két szélső esete következhet be: nedves adiabatikus folyamat, amikor a kondenzálódott vízgőz megmarad az emelkedő levegőben és pszeudoadiabatikus folyamat, amikor a kondenzálódott vízgőz csapadék alakjában azonnal kihullik. A valóságban a légköri folyamatok, úgy látszik, e két szélső eset között folynak le.

Az aerológiai diagrammok mindkét folyamatot feltüntetik, az első esetben — nedves adiabatákkal, a másik esetben — pszeudoadiabatákkal. Az egyik vagy a másik törvényt követő állapotváltozás között a mennyiségi különbség nem nagy, ezért gyakorlatilag közömbös, hogy a diagrammon a nedves, vagy a pszeudoadiabatákat tüntetjük fel. Mind az egyik, mind a másik esetben az adiabatikus állapotváltozás görbéjét az adiabaták menetének megfelelően, a kondenzációs szinttől kiindulva, felfelé kell megrajzolni. Meg kell említeni, hogy ezek az adiabaták csaknem minden aerológiai diagrammon jelentősen szétágaznak, ezért az adiabatikus állapotváltozás görbéjét egyik adiabatával sem szabad párhuzamosan felrajzolni, hanem a szétágazást is figyelembe kell venni (lásd a 7. ábrán a BC görbét).

A nedves- és a pszeudoadiabatákkal kapcsolatban megjegyzendő, hogy a 0 foknál alacsonyabb hőmérsékleteknél nem vettük figyelembe a fagyásnál felszabaduló rejtett hőt, amennyiben a víz a felhőkben — 20°-os hőmérsékletnél is gyakran túlhűlt állapotban van. Ennél alacsonyabb hőmérsékleteknél a víztartalom annyira kevés, hogy a fagyásnál felszabaduló rejtett hő elhanyagolható. Így mindkét adiabáta kondenzációs lesz.

A —50°-nál alacsonyabb kondenzációs adiabaták gyakorlatilag a száraz adiabatákkal azonosak.

4. Egyensúlyi helyzetek és a rétegződés elemzése

Állapítsuk meg most a függőlegesen felfelé emelkedő elemi levegőtömeg egyensúlyi helyzeteit és vizsgáljuk meg, hogy az állapotgörbe felhasználásával hogyan lehet az egyensúlyi helyzet különböző formáit meghatározni.

Ha Γ a száraz adiabatikus, Γ' a nedves adiabatikus és γ az adott légoszlopban észlelt függőleges hőmérsékleti gradienset jelenti, akkor a következő egyensúlyi helyzeteket különböztetjük meg:

Az észlelt gradiensnek az adiabatikushoz való viszonya	Száraz vagy telítetlen levegő egyensúlyai	Egyensúly telített levegőben	Az egyensúly megnevezése
$\gamma < \Gamma' < \Gamma$	Stabilis	Stabilis	Nedvesen stabilis
$\gamma = \Gamma' < \Gamma$	Stabilis	Közömbös	Nedvesen közömb.
$\Gamma' < \gamma < \Gamma$	Stabilis	Labilis	Nedvesen labilis
$\Gamma' < \gamma = \Gamma$	Közömbös	Labilis	Szárazon közömb.
$\Gamma' < \Gamma < \gamma$	Labilis	Labilis	Szárazon labilis

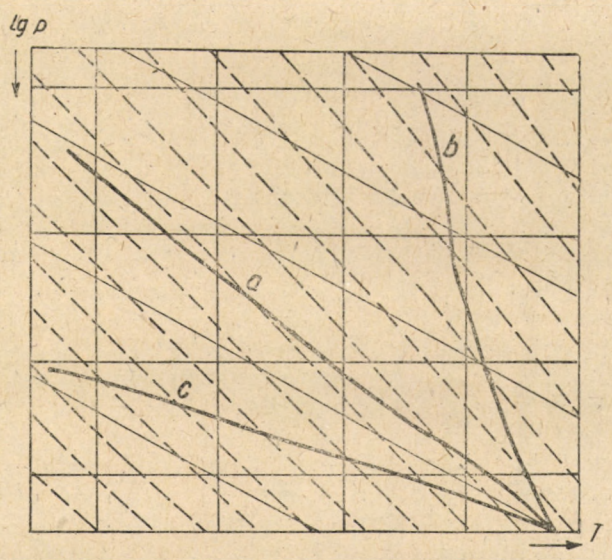
Állapítsuk meg, hogy az egyensúly különböző eseteiben milyen helyzetű az állapotgörbe a száraz és nedves adiabatákhoz viszonyítva. Tegyük fel, hogy az elemi légtömeg a kiindulási szintben ugyanolyan tulajdonságú, mint az őt körülvevő levegő.

Stabilis egyensúlyi helyzet esetében a száraz vagy telítetlen levegőben felfelé emelkedő levegőtömeg hőmérséklete alacsonyabb kell hogy legyen, mint az őt körülvevő levegőé. A felfelé emelkedő levegő állapotváltozását a száraz adiabáta tünteti fel, a környező levegő hőmérsékletének a magasság szerinti változását pedig az állapotgörbe mutatja. A száraz vagy telítetlen levegő stabilis egyensúlyához tehát az szükséges, hogy az állapotgörbe a száraz adiabatától a magasabb hőmérsékleti értékek felé hajoljon el (8. ábra *a* görbe). A potenciális hőmérsékletre vonatkoztatva ez azt jelenti, hogy az állapotgörbe a növekvő potenciális hőmérsékleti értékek felé hajlik.

Hasonló módon kapjuk, hogy a stabilis egyensúlyi helyzet esetén telített levegőben az állapotgörbe a nedves adiabatáktól a magasabb hőmérsékletek és a növekvő potenciális hőmérsékleti értékek felé hajlik (8. ábra, *b* görbe). A Θ_{ps} pszeudopotenciális hőmérsékletet tekintve, amelyre a nedves adiabaták utalnak, az állapotgörbe ugyancsak a növekvő Θ_{ps} értékek felé hajlik el.

Ellenkező esetben, labilis egyensúlynál a felemelkedő légtömeg hőmérséklete szükségképpen magasabb kell hogy legyen, mint az őt körülvevő levegőé. Ennek következtében száraz és telítetlen levegőre vonatkozó labilis egyensúlynál az állapotgörbe a száraz adiabatáktól az alacsonyabb hőmérsékleti és a csökkenő potenciális hőmérsékleti értékek felé fog elhajlani (8. ábra, *c* görbe). Ennek megfelelően telített levegőre vonatkozó labilis egyensúlynál az állapotgörbe a nedves adiabatáktól az alacsonyabb hőmérsékletek és a csökkenő pszeudopotenciális hőmérsékleti értékek felé való elhajlást mutat. Ebben az esetben nem kötelező, hogy a görbe a csökkenő potenciális hőmérsékletek felé elhajlást mutasson.

Közömbös egyensúly esetén az emelkedő levegő hőmérséklete és a környező levegő hőmérséklete azonos kell hogy legyen, tehát az állapotgörbe és az állapotváltozás görbéje egybeesik. Röviden: telítetlen levegőben az állapotgörbe ebben az esetben párhuzamos lesz a száraz adiabatával, telitett levegőben pedig a nedves adiabatával.



8. ábra. Az egyensúly feltételei az emagrammon
a — szárazon stabilis, de nedvesen instabilis, b — nedvesen stabilis, c — szárazon instabilis. A dőlt folytonos vonalak a száraz adiabatákat, a szaggatott vonalak a nedves adiabatákat tüntetik fel

Eddigi következtetéseinket emelkedő levegőre alkalmaztuk. Könnyű belátni, hogy ugyanezek a törvényszerűségek érvényesek a lefelé süllyedő levegőre is. Csakhogy itt csupán a száraz adiabatikus folyamatot kell figyelembe venni.

A légkör rétegződését a rossbygrammon a karakterisztikus görbe segítségével is meg lehet határozni, vagyis Θ_d, m (vagy Θ, s) koordinátákban. Száraz adiabatikus folyamatnál Θ_d, m és Θ_e változatlanok maradnak. Tehát, ha valamilyen levegőtömeget meghatározott Θ_d, m és Θ_e értékek jellemeznek és ezek a rossbygrammon egy meghatározott pontot adnak, ez a pont nem változtatja meg helyzetét, függetlenül attól, hogy az adott levegőtömeget száraz adiabatikus emelésnek vagy süllyesztésnek vetjük alá. Ha valamely rétegben Θ_d, m és Θ_e magasságbeli eloszlását a karakterisztikus görbe mutatja, ez változatlan marad, függetlenül attól, hogy a réteg emelkedik vagy süllyed, összenyomódik vagy kiterjed, akár vertikális, akár horizontális irányban, csak az a lényeges, hogy a folyamatok száraz adiabatikusak legyenek.

A rétegződés száraz stabilitást fog mutatni, ha Θ_d a magassággal növekszik. Ebben az esetben a karakterisztikus görbe a rossbygrammon rendszerint kissé balra hajolva felemelkedik a növekvő Θ_d értékek irányába. Szárazon közömbös rétegződés esetén Θ_d a magassággal nem változik (m rendszerint

csökken), ezért a karakterisztikus görbe a Θ_d = konst. adiabatával párhuzamosan vízszintes irányban balfelé megy.

Végül száraz labilitású rétegződés esetén Θ_d a magassággal csökken és a karakterisztikus görbe balra lefelé irányul, a csökkenő Θ_d és m értékek felé. Vizsgálhatjuk a karakterisztikus görbe helyzetét a Θ_e = konst. pszeudoadiabatához viszonyítva is. Ekkor olyan egyensúlyi helyzetekhez jutunk, amelyeket konvektív stabilitás és konvektív labilitás néven ismerünk.

5. *Konvektív labilis egyensúly*

Ha a levegőréteg adiabatikus felemelkedése esetén rétegződésének labilitása növekszik, akkor azt mondjuk, hogy a réteg *konvektív labilis egyensúlyban* van. Elegendő emelkedés után az ilyen réteg elérheti az abszolút labilis (szárazon labilis) rétegződést, tekintet nélkül arra, hogy kezdeti állapotában lehet akár nedvesen labilis, akár nedvesen stabilis rétegződésű.

Ezzel szemben, ha a réteg felemelkedése során a labilis rétegződés csökken, (vagy a stabilitás nő), akkor azt mondjuk, hogy a réteg konvektív stabilis egyensúlyban van. Ha a levegőréteg emelkedésénél a labilis rétegződés mértéke növekszik, ennek oka a benne lévő vízgőz kondenzálódása, ami arra mutat, hogy a kondenzáció a réteg alsó részében erősebb lesz, mint a felsőben. Ehhez az szükséges, hogy a keverési arány a kezdeti állapotban a magassággal elég gyorsan csökkenjen. Ha ezután a réteg emelkedni kezd, akkor az adiabatikus lehűlés eredményeképpen egy bizonyos szinten megkezdődik a kondenzáció. Közömbös, hogy a kondenzáció kezdetben a réteg alsó részén, vagy az egész rétegben egyszerre kezdődik-e meg, fontos az, hogy a több vízgőz ott fog kicsapódni, ahol nagyobb a keverési arány, vagyis a réteg alsó részén. Következésképpen itt fog felszabadulni a legnagyobb mennyiségű rejtett kondenzációs hő és a parciális potenciális hőmérséklet gyorsabban fog növekedni, mint a réteg felső részében. Megfelelő emelkedés esetén Θ_d gyorsabb növekedése a réteg alsó részén azt eredményezi, hogy Θ_d a réteg alapjától a tetejéig csökkenni fog, vagyis a réteg abszolút instabilis rétegződést vesz fel.

Fordítva, ahhoz, hogy a rétegződés stabilitása növekedjék, az szükséges, hogy Θ_d a réteg felső részében gyorsabban növekedjék, mint alul.

A konvektív labilis, vagy konvektív stabilis egyensúly külső ismertetőjele a Θ_e ekvivalens potenciális hőmérséklet eloszlása a rétegen belül. Ha Θ_e a magassággal csökken, vagyis ha a karakterisztikus görbe a Θ_e = konst. pszeudoadiabatától balra hajlik, az egyensúly konvektív labilis lesz. Ha Θ_e a magassággal növekszik, vagyis ha a karakterisztikus görbe a pszeudoadiabatától jobbra tér el, az egyensúly konvektív stabilis lesz.

Ilymódon, ha a réteg konvektív stabilis, akkor semmiféle adiabatikus folyamat nem változtathatja rétegződését labilissá. Fordítva, konvektív labilis réteg emelkedésénél a potenciális energiának kinetikaivá való átalakulása konvekció formájában egyre inkább könnyebbé válik. Ennek nagy jelentősége van azoknak a szinoptikus folyamatoknak elemzésénél, ahol nagy levegőrétegek mozdulnak el függőleges irányban (frontális felsiklás, légtömeg orográfikus emelkedése). Konvektív labilitás esetén az általános felfelé irányuló mozgáshoz hozzájárulhat még a konvekció is és így a kondenzálódás erősebb lesz. (Lásd 44. §).

6. Tetagramm

A tetagramm a Θ' ekvivalens potenciális hőmérséklet eloszlását tünteti fel görbe segítségével a magasság vagy a nyomás függvényében. Ebben az esetben tehát a légtömeg jellemzésére csak egy konzervatív elemet használnak fel.

A tetagrammok azonban a szemléltetés szempontjából értékesek, különösen akkor, amikor a karakterisztikus görbe 3—4 km magasan fekvő rétegben alacsonyabb hőmérsékletek mellett elveszti szemléletes alakját, mivel m kicsiny lesz, változása jelentéktelen és a karakterisztikus görbe pontjai közel esnek egymáshoz.

Az ekvivalens potenciális hőmérséklet $\Theta' - z$ görbéje a szokásos milliméterpapíroson ábrázolható, ahol az ordináta tengelyen a magasság, az abszcissza tengelyen Θ' értékei szerepelnek. Alkalmasan választott mértékek az ordináta tengelyen : 1 cm = 200 m, az abszcissza tengelyen : 1 cm = 2°. A magasság helyett lg p vehető és a tetagramm elkészítéséhez az emagrammpapír is felhasználható. Valamilyen merőleges egyenes mentén megjelölhetjük a pilótballon alapján észlelt szélsebességet és szélirányt az adott pontban olymódon, hogy a déli irányt lefelé, az északit felfelé való irányítással tüntetjük fel. Ha a felszállás alapján ismeretes a felhőrétegek, a csapadék, pára stb. magasság szerinti elhelyezkedése, megfelelő jelöléssel mindezek feltüntethetők a Θ' görbe mentén. Mivel minden légtömegnek meghatározott értékű Θ' felel meg és mert azonos légtömegen belül Θ' a magassággal keveset változik, ez lehetővé teszi, hogy a Θ görbe menetének és a többi elem összetevésének alapján a légtömegeket a függőlegesben elhatároljuk, pl. meghatározzuk a hideg betörés vertikális kiterjedését, kijelöljük a frontálzónákat, inverziós rétegeket stb. A légtömeg típusa minden rétegre rávezethető. A tetagramm kielemzésének példáját a 36. § tárgyalja.

A szinoptikus térképen észlelt légtömegek sajátosságainak összehasonlítására nagyon alkalmas módszert nyerünk, ha a különböző helyeken történt felszállások tetagrammjait közös ürlapon tüntetjük fel.

15. §. Adiabatikus állapotváltozások és karakterisztikák meghatározása az aerológiai diagrammokon

Az alapvető izovonalakat az aerológiai diagrammokon különböző számítások grafikus úton való elvégzésére használhatjuk fel.

Ezek a műveletek bármely azonos típusú korszerű aerológiai diagrammon elvégezhetők, ha az egyesíti a fontosabb izovonalakat vagy kiegészítő skálákat. Ebből a szempontból az aerológiai diagrammok három tulajdonság szerint értékelhetők : az általánosság, az adott műveletek kényelmes elvégzése és a számítások pontosságának szempontjából.

Az alábbiakban a különböző műveletek vizsgálatánál meg fogjuk adni a nálunk leginkább elterjedt emagramm alkalmazhatóságának magyarázatát (lásd I. sz. melléklet), aminek azonban nincs elvi jelentősége, mint ez a korábban elmondottakból következik.

1. A keverési arány és a fajlagos nedvesség kiszámítása

Legyenek adva : p, T és f értékei. A diagrammon a p és T-nek megfelelő pontot megkeressük. A fajlagos nedvességre vonatkozó formula alapján kiszámított izogrammok között interpolálva leolvassuk, hogy ebben a pontban a

megadott p és T értékekre mekkora a maximális fajlagos nedvesség értéke (s_{max}). A leolvasás megadja, hogy mekkora a maximális fajlagos nedvesség értéke, mivel az izogrammok értékei a feltevés szerint teljes telítésre vonatkoznak ($f = 100\%$). Megadott f mellett a tényleges fajlagos nedvesség értékét a következő közelítő összefüggés alapján határozzuk meg : $s = s_{max} f$.

Ez az összefüggés következik a fajlagos nedvesség $s = \frac{623\, e}{p - 0{,}377\, e}$ formulájából, ha a 0,377 e tagot elhanyagoljuk és bevezetjük az $e = E \cdot f$ helyettesítést.

Az m keverési arányra vonatkozó számítás menete ugyanaz, mint az s-re vonatkozóé. Az izogrammok azonban a keverési arányra vonatkozó formula alapján vannak kiszámítva.

2. Az ekvivalens különbség meghatározása kiegészítő skála nélkül

(A. V. Kunyic módszere)

s értékét p, T és f alapján határozzuk meg. Ahhoz, hogy s értékét 2,52-vel grafikusan megszorozzuk, elegendő, ha s 1000 mb-on vett értékét izotermikus úton az $\frac{1000}{2{,}52} = 397$ mb-t jelentő izobárig felemeljük és az izogrammok között interpolálva a leolvasás 2,52 $s = \Delta T$ nagyságot ad.

Ahhoz, hogy s 100 mb-os nyomásnál vett értékét 2,52-szer megnöveljük, az szükséges, hogy az $f = \frac{s\, p}{623\, E}$ összefüggésben állandó hőmérséklet mellett (E = konst.) p-t 2,52-szer kisebbítsük, vagyis izotermikusan 397 mb nyomásra hozzuk.

Így a szabály végleges formája a következő lesz : ha a p és T-nek megfelelő pontot megtaláltuk, az izogramm mentén haladunk $p = f$-ig. Innen izotermikusan emelkedünk $p = 397$ mb-ig, ahol az izogrammok között interpolálva ΔT értékét leolvashatjuk.

3. A harmatpont kiszámítása

A harmatpont kiszámításánál feltételezzük, hogy a hőmérséklet változatlan nyomás mellett csökken a telítődésig. A megadott p, T és f értékek alapján először s értékét keressük meg. Ezután a (T, p) pontból az izobár mentén haladunk az s izogrammal való metszéspontig. Az itt leolvasott hőmérséklet lesz a τ harmatpont, mivel az adott hőmérséklet mellett s a telítési értéket jelenti. (Az izogrammok a diagrammpapíron telítődés esetére vannak kiszámítva).

4. A virtuális hőmérséklet grafikus meghatározása

Ennek meghatározása céljából az aerológiai diagrammok fő izobárjain (1000, 900, 800 mb stb.) rövid vonásokkal feltüntetett $\Delta T_v = T_v - T$ virtuális hőmérsékleti skála szolgál. Két szomszédos vonás közötti távolság megadja ΔT_v fokokban kifejezett értékét adott nyomás mellett abban az esetben, ha a levegő vízgőzzel telített ($f = 100\%$). Mivel ugyanazon hőmérsékleten ΔT_v a nyomással keveset változik, így teljesen elegendő, ha a ΔT_v skála csak a fő izobárokon van feltüntetve.

ΔT_v meghatározásánál p, T és f megadott értékeiből indulunk ki. A p és T által meghatározott pontból izotermikusan lefelé vagy felfelé megyünk a legközelebbi fő izobárig, ahol az így megtalált intervallum hossza meghatározza ΔT_v-t. f relatív nedvesség esetén a teljes intervallum f %-a adja a virtuális különbséget (szemmérték alapján számítva). A T_v virtuális hőmérsékletet ezután a $T + \Delta T_d$ egyszerű összegezés adja. Ha az izotermikus elmozdulásnál két intervallum határához jutunk, úgy a jobboldalit célszerű felhasználni.

5. A potenciális és parciális-potenciális hőmérséklet kiszámítása

Ha az előre megadott p és T értékek által kijelölt pontból a száraz adiabáta mentén haladunk az 1000 mb-os szintig, itt leolvashatjuk a $T = \Theta$ értéket, mivel 1000 mb nyomásnál a közönséges és potenciális hőmérséklet értéke egybeesik, mint ez a (**3**, 19) formulából következik.

Ha a száraz adiabaták és a megfelelő potenciális hőmérsékleti értékek sűrűn vannak feltüntetve (kétfokonként), akkor a száraz adiabaták között interpoláció segítségével határozzuk meg Θ értékét. Kevésbbé pontos ez a módszer abban az esetben, ha az adiabaták csak 10 fokonként vannak feltüntetve (pl. az emagrammon).

Ahhoz, hogy a száraz levegő Θ_d parciális potenciális hőmérsékletét p, T és f alapján meghatározhassuk, először az e páranyomást keressük ki és $p' = p\text{-}e$ alapján kiszámítjuk a száraz levegő parciális nyomását. Ezután p' és t alapján ugyanígy határozzuk meg Θ_d értékét, mint ahogyan p és T alapján Θ értékét.

6. Az ekvivalens és ekvivalens-potenciális hőmérséklet kiszámítása

Kiindulunk p, T és f megadott értékeiből. A T' ekvivalens hőmérséklet kiszámításához megkeressük a ΔT ekvivalens hőmérsékletkülönbséget (lásd fent) és hozzáadjuk a T közönséges hőmérséklethez.

A Θ' ekvivalens-potenciális hőmérséklet (**3**, 56) alapján történő kiszámításához először kiszámítjuk Θ-t, majd ΔT értékét és a kapott mennyiségeket összeadjuk.

Az ekvivalens-potenciális hőmérséklet (**3**, 55) alapján történő kiszámításához azaz a Θ' potenciális ekvivalens hőmérséklet meghatározásához először a T' ekvivalens hőmérsékletet számítjuk ki a fent elmondottak alapján, ezután a T' és p értékeknek megfelelő pontokból a száraz adiabáta mentén haladunk 1000 mb-ig, ahol a $T = \Theta'$ értéket leolvassuk.

7. A pszeudopotenciális hőmérséklet kiszámítása

Ha az aerológiai diagramm elég széles hőmérsékleti (—50, —60°-ig) és nyomási (200—300 mb) értékeket tartalmaz, akkor rajta megfelelő közelítéssel grafikusan valamennyi pszeudoadiabatikus folyamat ábrázolható, vagyis a felfelé emelkedő levegőrészecske útja mindaddig feltüntethető, amíg a benne lévő vízgőz csaknem teljesen kicsapódik.

Kiindulunk p, T és f megadott értékeiből. A p és T által meghatározott pontból a száraz adiabáta mentén a kondenzációs szintig emelkedünk. Ezután a nedves adiabáta mentén emelkedünk —50, —60°-ig, amikor azt mondhatjuk,

hogy gyakorlatilag a felemelkedő levegőből valamennyi vízgőz kicsapódott, a nedves adiabaták pedig összeesnek a szárazzal. Innen a száraz adiabáta mentén leereszkedünk 1000 mb-ig, ahol leolvassuk a $T = \Theta_{ps}$ értékét.

Ha a nedves adiabaták és a pszeudopotenciális hőmérsékletek sűrűn vannak feltüntetve, akkor elegendő, ha a (T, p) kiindulási pontból száraz adiabatikus úton a kondenzációs szintig emelkedünk, majd kiválasztjuk a kondenzációs ponton átmenő nedves adiabátát és a neki megfelelő pszeudopotenciális hőmérsékletet leolvassuk.

Ha a száraz adiabáta mentén nem 1000 mb-ig, hanem a kiinduló p nyomásig süllyedünk le, úgy az itt leolvasott hőmérséklet a pszeudohőmérséklet. Ez nyilvánvalóan közel áll a T' ekvivalens hőmérséklethez, de annál mindig valamivel magasabb.

8. A nedves hőmérő potenciális hőmérsékletének kiszámítása

Kiindulunk p és T_w adataiból. Miután a T_w és p által meghatározott pontot megtaláltuk, a nedves adiabáta mentén lemegyünk 1000 mb-ig és leolvassuk a $T = \Theta_w$ értékét.

Ha p, T és f van megadva, akkor a kondenzációs szint meghatározása után a nedves adiabaták mentén haladunk az 1000 mb-ig, ahol leolvasható a $T = \Theta_w$ érték. A művelet azon a meggondoláson alapul, hogy a kondenzációs szinten a száraz és nedves hőmérők hőmérsékleti adatai megegyeznek és a levegő adiabatikus leszállása esetén T_w a nedves adiabáta szerint változik.

9. Az adiabatikus állapotváltozások meghatározása

Az állapotgörbe felhasználásával a légkör termodinamikájával összefüggő egész sor feladatot megoldhatunk grafikus úton. Néhányat felsorolunk ezek közül.

Legyenek adva a p_o, T_o, f kezdeti állapotjelzők. A relatív nedvesség helyett megadható a nedves hőmérő hőmérséklete (T_w). Feltételezzük, hogy az állapotváltozás adiabatikusan vagy pszeudoadiabatikusan fog lefolyni.

1. Mi lesz p_k és T_k értéke a kondenzációs szinten?

Először kijelöljük a T és p által meghatározott pontot (7. ábra, A pont) és ezenkívül s-et a már ismert módon kiszámítjuk. Mivel a levegő állapota felemelkedés esetén száraz adiabatikusan változik meg, az A pontból a száraz adiabaták mentén jutunk el az s_o izogrammal való B metszéspontba. Itt s_o a telített fajlagos nedvességi értéket jelenti (az izogramm telítési feltételt jelent), tehát eljutunk a kondenzációs szintig.

A B pontban tehát leolvasható, hogy mekkora a kondenzációs szint T_k hőmérséklete és p_k nyomása.

2. Milyen magasságban van a kondenzációs szint?

Emlékezve arra, hogy száraz adiabatikus állapotváltozás esetén a hőmérséklet 100 méterenként 1 °-kal változik, a kondenzációs szint magasságát 100 méterekben a T_o—T_k különbség adja. A valóságban a kondenzációs szint csaknem mindig valamivel magasabban fekszik az adiabatikus állapotváltozástól való eltérés következtében.

3. Milyen nyomásnál éri el az emelkedő levegőrész a 0°-ot (vagy más T hőmérsékletet)?

Az állapotváltozás görbéjét követjük mindaddig, amíg az a zérus (vagy a megfelelő T) izotermát metszi, ahol a nyomás leolvasható.

4. Hogyan változik a hőmérséklet, ha az adott légtömeget p mb (vagy p_o—p mb) nyomásig felemeljük?

Az állapotváltozás görbéjét követjük mindaddig, amíg az a p mb izobárját metszi, ahol a keresett hőmérsékletet leolvassuk.

5. Mennyi víz hull ki, ha a légtömeget a kondenzációs szinttől p mb nyomásig felemeljük, feltételezve, hogy a folyamat pszeudoadiabatikus?

Leolvassuk a fajlagos nedvesség értékét (s_k) a kondenzációs szintben és a p mb-os szintben (s_p). Az 1 kg levegőből kihulló víz mennyiségét az s_k—s_p különbség adja grammokban.

6. Milyen lesz a felemelt és a környező levegő hőmérsékletkülönbsége p mb nyomásnál, ha a kiindulási szintben azonos volt a hőmérsékletük?

Ehhez elegendő, ha leolvassuk a rétegződési görbe és az állapotváltozás görbéjének a p mb-os izobárral való metszéspontjában talált hőmérsékletkülönbséget.

Az instabilitási energia kiszámításával és a konvekció feltételének elemzésével összefüggő kérdéseket a későbbiekben tárgyaljuk.

16. §. Az instabilitási energia kiszámítása az aerológiai diagrammokon

1. Az instabilitási energia

A légkör rétegződésének valamely vertikálisan mozgó levegőtömeghez viszonyított instabilitási fokát mennyiségileg az instabilitási energia értelmezésének alapján fejezhetjük ki. Ha egy bizonyos levegőtömeg eredeti helyzetéből emelkedni kezd, akkor (3, 25) alapján gyorsulása a következő lesz:

$$\frac{d^2z}{dt^2} = g\,\frac{T-T_a}{T_a}, \tag{1}$$

ahol T_a a környező levegő hőmérséklete, amelynek magasság szerinti eloszlását a rétegződési görbe adja meg, T az emelkedő levegő hőmérséklete, amelynek magasság szerinti változását az állapotgörbe, vagyis a száraz és nedves adiabáták adják meg attól függően, hogy a levegő telítetlen vagy telített.

A $\frac{d^2z}{dt^2}$ gyorsulás a T—T_a különbség előjelét tekintve pozitív lesz, ha a felemelt levegő ennek a gyorsulásnak a hatása alatt tovább emelkedik, negatív lesz, ha a felemelt levegő visszasüllyed eredeti helyzetébe. Sok esetben $T = T_a$-val, ekkor a gyorsulás nulla lesz, az egyensúly közömbös. Ugyanez lesz a gyorsulása a lefelé süllyedő levegőnek is, ezért vizsgálatunkat a továbbiakban csak emelkedő levegőre terjesztjük ki.

A tömegnek a gyorsulással való szorzata megadja a felfelé emelkedő levegőre ható hidrosztatikai erőt. A tömegegységre ható erő tehát $g\,\frac{T-T_a}{T_a}$ val egyenlő. Ennek az erőnek a dz úton végzett munkáját a

$$dW = g\,\frac{T-T_a}{T_a}\,dz \tag{2}$$

kifejezés adja, z_o-tól z magasságig terjedő véges távolságra pedig a

$$W = \int_{z_0}^{z} g \frac{T - T_a}{T_a} dz \tag{3}$$

integrál fejezi ki.

A magasságot a sztatika egyenlete alapján a nyomással fejezzük ki:

$$dz = -\frac{RT_a}{g} \frac{dp}{p}.$$

Ekkor

$$W = -\int_{p_0}^{p} g \frac{T - T_a}{T_a} \frac{RT_a}{g} \frac{dp}{p} = -R \int_{p_0}^{p} (T - T_a) \frac{dp}{p}. \tag{4}$$

Röviden megfogalmazva: ha valamely p_0 nyomású és z_0 magasságban fekvő levegő p nyomásra és z magasságra emelkedik fel, az instabilitási potenciális energiája munkává alakul:

$$W = -R \int_{p_0}^{p} (T - T_a)\, d(\ln p). \tag{5}$$

W-t olyan egységekben kapjuk, amilyenekben RT-t vettük, pl. joule gr^{-1} ($R = 0{,}2868$ joule $gr^{-1}fok^{-1}$). Végül ez az energia lehet pozitív vagy negatív. Az első esetben a $T—T_a$ pozitív hőmérsékletkülönbség hatására (amikor a $g\frac{T - T_a}{T_a}$ gyorsulás pozitív) magától felemelkedő levegő munkát végez. A második esetben a levegő emelkedhet ugyan, csakhogy ehhez külső energiára van szükség, ami munkafelhasználást jelent.

2. *Az instabilitási energia kiszámítása az emagrammon*

Az emagramm lehetővé teszi, hogy az emelkedő levegő tömegegységére eső instabilitási energiát meghatározzuk.

Az emagrammra való alkalmazás esetében, melynek ordinátája

$$y = -R \ln p,$$

tehát

$$dy = -R\, d(\ln p),$$

az (5) kifejezés a következő alakú lesz:

$$W = \int_{p_0}^{p} (T - T_a)\, dy. \tag{6}$$

Ez a kifejezés előállítható mint két integrál összege:

$$W = \int_{p_0}^{p} T\, dy - \int_{p_0}^{p} T_a\, dy. \tag{7}$$

Ezeket az integrálokat grafikusan értelmezzük.

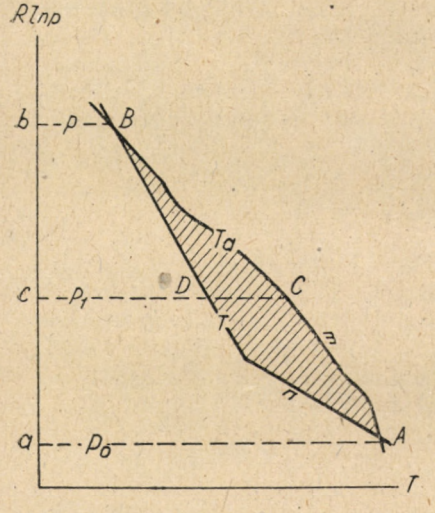
Ha az emagrammon az AmB vonal (9. ábra) ábrázolja a rétegződés görbéjét és az AnB vonal az emelkedő levegő tömegegységének állapotváltozását, akkor az első integrált az emagramm koordináta síkjában az $AnBbaA$ terület, a második integrált az $AmBbaA$ terület ábrázolja. Ekkor

$W = AnBbaA$ terület — $AmBbaA$ terület = $AmBnA$ terület.

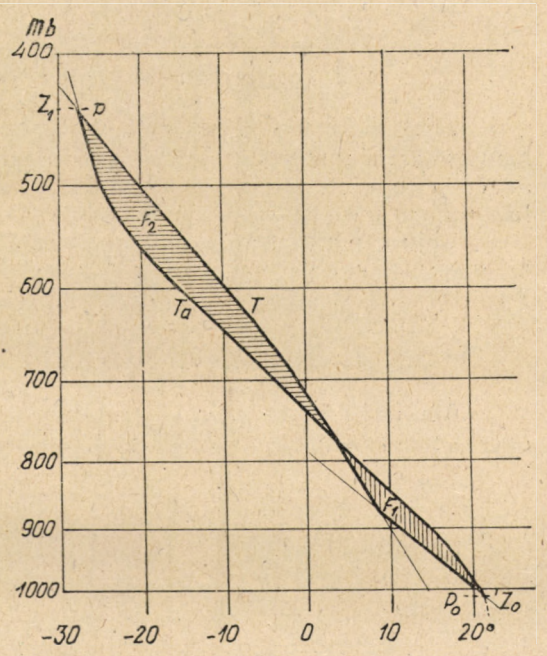
Ezt a területet a 9. ábrán a megvonalazott rész tünteti fel.

Tehát az emagrammon az instabilitás energiáját a rétegződési görbe és az állapotváltozás görbéje által határolt terület ábrázolja.

Ha $T > T_a$, vagyis az állapotváltozás görbéje jobbra fekszik a rétegződési görbétől, a (6) egyenletben $W > 0$ és az instabilitás energiájára pozitív területet kapunk. Ezt piros színnel festjük be.



9. ábra. Instabilitási energiát ábrázoló terület az emagrammon



10. ábra Az instabilitási energia meghatározása az emagrammon

Ha $T < T_a$, vagyis az állapotváltozás görbéje balra fekszik a rétegződési görbétől, $W < 0$ és az instabilitás energiájára negatív területet kapunk. Ezt kék színnel festjük be.

A 10. ábra a valóságban előforduló esetet ábrázol, amikor mindkét görbe kétszeresen metszi egymást. A p_0 kiindulási szinttől a kondenzációs szintig a levegő száraz adiabatikusan emelkedik, rétegződése itt száraz stabilitást mutat. A további emelkedés nedves adiabatikus és körülbelül a 780 mb-os szinttől T_a nagyobb, mint T : a rétegződés nedvesen instabilis.

A p_0 szinttől a 780 mb-os szintig az instabilitás energiája negatív lesz. Ez azt jelenti, hogy a levegő ebben az esetben csak idegen forrásból eredő munka felhasználásával emelkedhet, amely ellensúlyozza az instabilitás negatív energiáját. A 780 mb-tól a 440 mb szintjéig az instabilitás energiája pozitív, a magától felemelkedő levegő munkát végez. Ha a levegőt a p_0 szinttől 780 mb-ig felemeljük, akkor a pozitív instabilitási energia felszabadulása következtében már önmagától emelkedik tovább. A 440 mb-os szinttől az instabilitás energiája újból negatív lesz.

A p_0-tól a 440 mb-os felületig számított közös energetikai egyensúly az F_1 és F_2 területek algebrai összegével egyenlő.

Az instabilitási energia kiszámításához nem okvetlenül szükséges, hogy elérjük azt a szintet, ahol a rétegződési görbe metszi az állapotváltozás görbéjét. Tegyük fel, hogy a 9. ábrán a felszállás csak a p_1 szintet éri el (a C pontban). Az állapotváltozás görbéjét is megrajzoljuk a p_1 szintig (D pont). Ekkor

$$W = R \int_{p_0}^{p_1} T \, d(\ln p) - R \int_{p_0}^{p_1} T_a \, d(\ln p) =$$

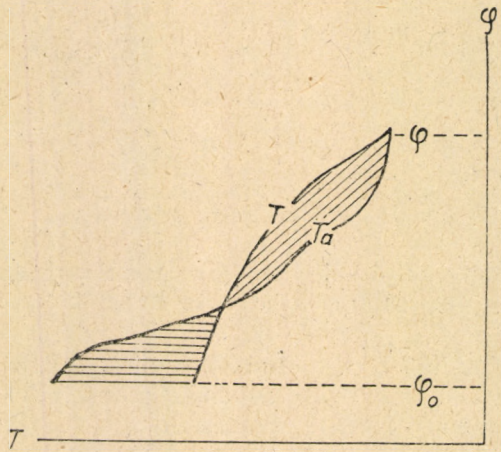
$$= ACcaA \text{ terület} - ADcaA \text{ terület} = ACDA \text{ terület}.$$

Tehát ha a felszállás legmagasabb szintjében az állapotváltozás görbéje nem metszi a rétegződési görbét, az instabilitási energiát feltüntető területet az emagrammon felülről a felszállás legmagasabb pontjának izobár vonala határolja. A felső határ más módszerrel való meghatározása nem engedhető meg.

Ahhoz, hogy az instabilitási energiát abszolút egységekben fejezhessük ki, a terület energetikai mértéke szükséges. A normál mértékű emagrammon 1 cm² terület 26,4 joule kg^{-1} munkát jelent.

3. *Az instabilitási energia kiszámítása a tefigrammon*

Alakítsuk át az (5) kifejezést a tefigramm koordinátáivá az entrópia egyenletének felhasználásával (**3**,15′). Abból a célból, hogy az entrópiát joule. gr^{-1} egységekben fejezhessük ki, (**3**,15′) mindkét oldalát szorozzuk meg a mechanikai hőekvivalenssel (J). Ekkor



11. ábra. Az instabilitási energia meghatározása a tefigrammon

$$d\varphi = J c_p \frac{dT}{T} - R \, d(\ln p).$$

$dT = 0$ esetén

$$d\varphi = -R \, d(\ln p).$$

Ha ezt (5)-be behelyettesítjük, a következő kifejezést kapjuk:

$$W = \int_{\varphi_0}^{\varphi} (T - T_a) \, d\varphi =$$

$$= \int_{\varphi_0}^{\varphi} T \, d\varphi - \int_{\varphi_0}^{\varphi} T_a \, d\varphi.$$

A 11. ábrából könnyen látható, hogy az egyenlőség jobboldalán álló első integrált a tefigrammon olyan terület ábrázolja, melyet jobbról a $T_1 =$ = konst. izoterma, balról az állapotváltozás görbéje, felülről és alulról a rétegződési görbe alsó és felső pontjának megfelelő $\varphi_0 =$ konst. és $\varphi =$ konst. izentrópok határolnak. A második integrált a T_1 izoterma, a rétegződési görbe és ugyanazok az izentrópok határolják.

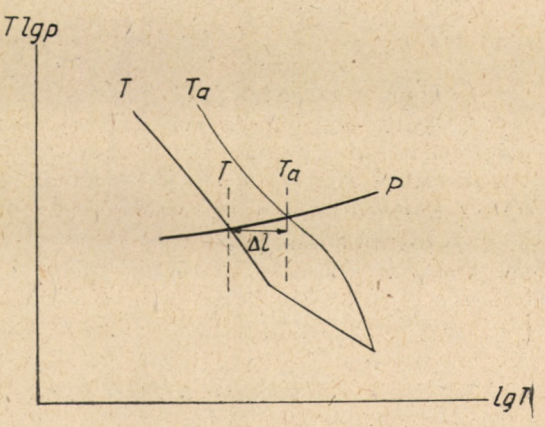
Az instabilitás energiáját, mint ezeknek a területeknek a különbségét, a rétegződési görbe és az állapotváltozás görbéje által bezárt terület fejezi ki,

ugyanúgy, mint az emagrammon. A 11. ábra alsó részén megjelölt terület, ahol $T < T_a$, negatív instabilitási energiát, a felső részén, ahol $T > T_a$, pozitív instabilitási energiát tüntet fel. A φ_0 és φ rétegek között az emelkedő levegő tömegegységére ható teljes instabilitási energia a felső és alsó területrészek algebrai összegével egyenlő.

A mellékletben közölt tefigramm energetikai mértéke : 1 $cm^2 = 55{,}6$ joule, kg^{-1}.

4. Az instabilitási energia és az emelkedő levegő gyorsulásának kiszámítása az aerogrammon

Mivel az aerogramm a nyomás-térfogat diagrammjának ekvivalens transzformációját állítja elő, a rajta lévő területeknek energetikai jelentése van. Konvekció esetén a tömegegységre ható energiát az aerogrammon ugyanúgy, mint az emagrammon a rétegződési görbe, az állapotváltozás görbéje, felülről pedig a felszállás legmagasabb pontján átmenő izobár között fekvő terület határozza meg. Ez a körülmény analitikusan az (5) kifejezésnek az aerogramm koordinátáira való alkalmazásával bizonyítható. A terület energetikai mértéke jobbról felfelé : 1 $cm^2 = 74$ joule. kg^{-1}, vagy m^2 $sec,^{-2}$ vagy 74 szolenoid · cirkulációs egység (lásd 30. §) ; a négyzet területe az aerogrammon 100 megfelelő egységet jelent.



12. ábra. A konvekció gyorsulásának meghatározása az aerogrammon

A $g \dfrac{T - T_a}{T_a}$ vertikális gyorsulás meghatározására az aerogramm felső vonalai mentén a balés jobb szélen két skála szolgál. Ha a bennünket érdeklő p nyomású szinten a T és T_a izotermák közötti távolságot megmérjük, azt, ha $T > T_a$ és a gyorsulás felfelé irányult, a jobboldali skálára, ha $T < T_a$, a baloldali skálára visszük rá. A mérésnél ügyelni kell arra, hogy a T és T_a hőmérsékletek egy izobárról származnak, az izotermák közötti távolságot azonban nem az őket metsző izobár mentén kell venni, azaz nem egyenes szög mentén, hanem az izotermák normálisának irányában (lásd a Δl egyenesdarabot a 12. ábrán).

17. §. Az izobárfelületek geopotenciálja

A térbeli nyomási mezőt a szinoptikus gyakorlatban kétféle módszerre ábrázolják :

1. különböző magasságok izobártérképeivel ;
2. nyomás-topográfiai térképekkel.

Az *izobár térképek* a standard magasságok nyomáseloszlását tüntetik fel. A különböző standard magasságokra vonatkozó térképek szemléltetől

és teljes elképzelést nyujtanak a térbeli nyomási mezőről. A gyakorlatban azonban a fentebb vizsgált térképen az izobárokat csak a tenger szintjében rajzolják meg. A szabad légkör nyomáseloszlását nyomástopográfiai térkép segítségével tüntetik fel.

A *nyomástopográfiai térképek* a kiválasztott izobárfelületek térbeli elhelyezkedését ábrázolják. Az izobárfelületek felemelkedésének vagy lesüllyedésének helyét a nyomástopográfiai térképeken kiemelkedések és mélyedések, gerincek vagy teknők tüntetik fel éppen úgy, mint ahogyan a Föld felszínének közönséges topográfiai térképén a hegycsúcsokat és völgyeket izohipszák segítségével ábrázolják.

A nyomástopográfiai térképek elvileg ugyanazokkal a sajátosságokkal rendelkeznek, mint a magassági izobártérképek, az izobár térképekkel szemben azonban, mint a továbbiakban látni fogjuk, egész sor technikai előnyük van.

A nyomástopográfiai térképeken az izobárfelületek különböző pontjainak magasságai nem geometriai, hanem dinamikai magasságok, azaz geopotenciál jellegűek. Ez különben nem kötelező elvi feltétel.

1. Abszolút és relatív geopotenciál

Valamely izobárfelület tengerszint feletti geopotenciálját (dinamikus magasságát) *abszolút geopotenciálnak* nevezzük. A megadott izobárfelület geopotenciálját azonban nemcsak a tenger szintjétől számíthatjuk, hanem valamelyik alatta fekvő izobárfelülettől is. Ebben az esetben az izobárfelület *relativ geopotenciáljáról* beszélünk.

A továbbiakban a p mb-os felület abszolút geopotenciálját, ha azt berekben kiszámítottuk, H_p-vel fogjuk jelölni (pl. : H_{900}, H_{800} stb.), a p mb-os felületnek a p_0 mb-os felülettől számított relatív geopotenciálját $H^p_{p_0}$-vel jelöljük (pl .: H^{900}_{1000}, H^{500}_{900} stb.).

Mitől függ az abszolút geopotenciál?

A (3, 9) formulában a $\Phi_0 = 0$ és p_0 tengerszint feletti nyomást írva a megadott p = konst. izobárfelületre

$$\Phi_p = RT_{vm} \ln p_0 - kRT_{vm}, \tag{1}$$

ahol $k = \ln p$ = konst. Ez azt jelenti, hogy bármely p = konst. izobárfelület abszolút geopotenciálja p_0 és T_{vm}-től egyenes arányban függ. Azonban p_0 és T_{vm} változása különbözőképpen jut kifejezésre Φ_p megváltozásában, ha mint megadott p függvényét tekintjük ; mégpedig : alacsony izobárfelületek esetében (ha p nagy) a tengerszint feletti nyomás gyorsabban változik az abszolút geopotenciálnál, mint a réteg közepes virtuális hőmérséklete ; magas izobárfelületekre (ha p kicsiny) — fordítva.

Végezzük el a következő helyettesítést : $p_0 = 1$ mb és $T_{vm} = 1°$. Bármely izobárfelületre Φ_p megváltozását p_0-nak $\Delta p_0 = 1$ mb-ral való megnövelése (vagy csökkentése) esetén az (1) képlet jobboldalának első tagja határozza meg. Ennek nagysága $p_0 = 1000$ mb és $T_{vm} = 273°$-nál közelítőleg 8 berk, más kezdeti tengerszint feletti nyomásértékek és a természetben előforduló közepes troposzférai hőmérsékletek esetében 6—9 berk között változik. A 8 berk körüli közepes érték tehát bármely izobárfelület abszolút geopotenciáljában olyan értéket jelent, amelyet akkor kapunk, ha a nyomás a tengerszinten 1 mb-ral változik.

Ami az abszolút geopotenciál megváltozását illeti, T_{vm} valamilyen ΔT_{vm}-mel történő növelése (vagy csökkenése) esetén, erre nézve a (3,9) formulához hasonlóan a következő átalakítást tehetjük:

$$\Phi_p + \Delta\Phi_p = R\,(T^*_{vm} + \Delta T_{vm}) \ln \frac{p_0}{p}, \tag{2}$$

ahonnan

$$\Delta\Phi_p = R\,\Delta T_{vm} \ln \frac{p_0}{p}. \tag{3}$$

Ha $\Delta T_{vm} = 1°$, akkor $\Delta\Phi_p = R \ln \frac{p_0}{p}$. Ha $p_0 = 1000$ mb, $\Delta\Phi_p$ berkekben kifejezett nagyságát különböző p értékekre a következő táblázatból kapjuk meg:

p	900	800	700	600	500	400	300	200	100	mb
$\Delta\Phi_p$	3,02	6,40	10,23	14,65	19,88	26,28	34,53	46,16	66,04.	b

Az a tény, hogy a tengerszinti nyomásváltozás csaknem egyformán jut kifejezésre bármelyik izobárfelület geopotenciáljában, T_{vm} változása során ezzel szemben különbözőképpen változik meg a geopotenciál, miközben annál magasabb az izobárfelület, minél erősebb a hőmérséklet befolyása — magyarázatát adja a közép és felső troposzféra hőmérséklete és nyomása közötti nagy korrelációs együtthatóknak.

Mitől függ a relatív geopotenciál?

(3, 9) alapján megadott p és p_0 állandók mellett a $\Phi - \Phi_0$ geopotenciálok különbsége csak T_{vm} függvénye. Következésképpen a megadott p_0 és p izobárfelületek közötti dinamikus magasság, vagy a p izobárfelszínnek a p_0 felszín feletti relatív geopotenciálja csak ezen izobárikus réteg közepes virtuális hőmérsékletétől függ.

Minél magasabb a hőmérséklet, annál nagyobb a relatív geopotenciál. Fordítva, minél nagyobb a relatív geopotenciál, annál magasabb a réteg közepes virtuális hőmérséklete. Ez megadott p és p_0 esetében kiszámítható, ha a relatív geopotenciál ismeretes.

A geopotenciált bevezetve a sztatika alapegyenlete a következő alakot ölti:

$$dp = -\varrho\, d\Phi, \tag{4}$$

ahonnan

$$d\Phi = -\frac{1}{\varrho}\, dp, \tag{5}$$

vagy

$$d\Phi = -v\, dp, \tag{6}$$

amiből integrálás után adódik

$$\Phi - \Phi_0 = \frac{1}{\varrho_m}\,(p_0 - p) \tag{7}$$

vagy

$$\Phi - \Phi_0 = v_m\,(p_0 - p), \tag{7'}$$

ahol ϱ_m és v_m az integrál jele alól kihozott közepes sűrűséget és fajlagos térfogatot jelenti a p_0-tól p-ig terjedő rétegben. Tehát a p_0—p izobárikus réteg

relatív geopotenciálja is előállítható, mint ezen réteg közepes fajlagos térfogatának vagy közepes sűrűségének függvénye. Ha a nyomást centibárban, a geopotenciált dinamikus deciméterekben fejezzük ki, a közepes fajlagos térfogatot tonnánként köbméterekben kapjuk, a közepes sűrűség pedig köbméterenként tonnákban adódik.

2. *Az izobárfelületek geopotenciáljainak kiszámítása*

Azokat az izobárfelületeket, amelyek értéke egész százas millibárokban (1000, 900, 800 stb.) fejezhető ki, fő izobárfelületeknek nevezzük. Két ilyen felület közé zárt levegőréteget teljes főrétegnek nevezzük. A fő izobárfelület és bármely más, ettől egyik vagy másik oldalra fekvő száz millibár közötti izobárfelület által határolt levegőréteget nem teljes főrétegnek nevezzük.

A nyomástopográfiai térképek megszerkesztéséhez szükséges adatokat az aerológiai felszállások szolgáltatják, ezek alapján számíthatók ki az izobárfelületek geopotenciáljai. Mindenekelőtt az egyes főrétegek közepes virtuális hőmérsékletét kell meghatározni, majd ezen rétegek »dinamikus vastagságát« (relatív geopotenciálok) ; ezeknek az összege adja meg a bennünket érdeklő izobárfelszín abszolút geopotenciálját.

A T_{vm} értékét aerológiai diagramm, különösen emagramm segítségével könnyen meghatározhatjuk. Az aerológiai felszállás alapján rárajzoljuk a diagrammra a nyomás-hőmérséklet görbéjét. A virtuális hőmérsékletkülönbségnek az emagrammon feltüntetett vonásai felhasználásával ezután megszerkesztjük a nyomás virtuális hőmérsékleti görbéjét. Ez a görbe a grafikon alsó részénél az előző görbétől jobbra fekszik, a felső részen pedig, ahol a nedvesség kicsiny, gyakorlatilag egybeolvad vele. A virtuális hőmérséklet görbéje a főszinteken (a főizobárok között) szétdarabolódik, miközben felül és alul két nemteljes főréteget alkot.

Minden egyes réteg közepes virtuális hőmérsékletét a virtuális hőmérsékleti görbe alapján grafikusan határozzuk meg, amelyre minden rétegben izoterma (merőleges egyenes) szolgál, azzal a számítással, hogy a szóbanforgó izoterma és a virtuális hőmérséklet görbéje közötti területek az izotermától jobbra és balra egyenlő nagyságúak.

Abban az esetben, ha a felszállás nem éri el a kívánt izobárfelületet, megengedhető, hogy a görbe menetét felfelé meghosszabbítva a virtuális hőmérséklet görbéjét extrapoláljuk. A görbe 1000 mb-ig terjedő extrapolációja lehetővé teszi egyrészt a H_{1000} abszolút geopotenciál és a H_{1000}^{900} relatív geopotenciál kiszámítását abban az esetben, ha az 1000 mb-os szint mélyebben fekszik, mint az állomás szintje. Az alsó réteg hőmérsékletét azonban gyakran megzavarja a földközeli befolyás. Itt gyakran földközeli inverziót, vagy napi felmelegedést találunk. A hőmérséklet menetének ezt a sajátosságát az extrapolációnál számításba kell venni.

Ha a főréteg közepes virtuális hőmérséklete ismeretes, úgy a relatív geopotenciál (dinamikus vastagság) a (3, 10) formula alapján kiszámítható. Erre a célra rendszerint a (3,10) formula alapján kiszámított táblázatokat használnak.

Most még hátra van az állomás és az 1000 mb-os szint közé eső nem teljes főréteg relatív geopotenciáljának kiszámítása. Erre a *dinamikus nyomási lépcsőt* használjuk fel. Dinamikus nyomási lépcsőnek azt a dinamikus magas-

ságot nevezzük, amelyre felemelkedve vagy lesüllyedve a nyomás egységnyivel változik meg. A $dp = \varrho\, d\Phi$ sztatikai alapegyenletből

$$\frac{d\Phi}{dp} = -\frac{1}{\varrho}.$$

Ha a $p = \varrho R T_v$ gázegyenletből a ϱ értékét kifejezzük és behelyettesítjük

$$\frac{d\Phi}{dp} = \frac{RT_v}{p}$$

vagy $\Delta\Phi$ és Δp véges különbségekre

$$\frac{\Delta\Phi}{\Delta p} = \frac{RT_v}{p},$$

ahol Δp-t 1 mb-ral vesszük egyenlőnek. Ilymódon a dinamikus nyomási lépcső minden millibár nyomásra megadja a geopotenciál változását. Ha ezt berkekben fejezzük ki és ebben az esetben ΔH-val jelöljük, kapjuk:

$$\Delta H = \frac{1}{10}\,\frac{RT_v}{p} = \frac{28{,}68\, T_v}{p}. \qquad (8)$$

Közelítő számításokhoz az 1000 mb-hoz közel eső nyomásértéknél ΔH következő értékeit használjuk:

Hőmérsékleti intervallum		Dinamikus nyomási lépcső berkekben
-tól	-ig	
+40°	+30°	9,0
+30°	+15°	8,5
+15°	0°	8,0
0°	—15°	7,5
—15°	—30°	7,0
—30°	—50°	6,5

A geopotenciált, a sűrűséget és a levegő fajlagos térfogatát az aerogrammon tisztán grafikusan is meg lehet határozni. A geopotenciál grafikus meghatározása az emagrammon is egyszerűen elvégezhető, ha az utóbbit megfelelő skálával egészítjük ki.

3. Az izobárfelületek geopotenciálja kiszámításának közvetett módszerei

Azokon a helyeken, ahol az aerológiai állomáshálózat ritka, így az óceánok felett, az izobárfelületek geopotenciáljának kiszámítása céljából ajánlatos, ha a földközeli észleléseket felfelé extrapoláljuk. Pontosabban szólva, a virtuális hőmérsékletet kell extrapolálni, mint az állomásra jellemző értéket, egy bizonyos vertikális hőmérsékleti gradiens felhasználásával.

A gradiens megválasztása különböző módon történhet:

1. Felhasználhatjuk az adott helyen, vagy annak környékén történt felszállások alapján a különböző rétegekre kiszámított évszakos, vagy még inkább havi gradiens középértéket (T_v).

2. Felhasználhatunk minden légtömegre külön kiszámított analóg adatokat, ami lényegesen jobb.

3. Minden rétegre kiválasztjuk a gradienseket a szomszédos, vagy aránylag közeli állomások megfelelő időben történt felszállásainak interpolációja alapján. Az interpolálást azonos légtömegen belül kell elvégezni. Ha a közelben csak egy felszállás történt, a gradienseket ennek alapján választjuk meg.

A gyakorlat azt mutatja, hogy az óceánok felett, ahol a rétegenkénti gradiens-eloszlás homogénebb, mint a szárazföld felett, a gradiensnek az első módszer alapján történt kiválasztása is kielégítő eredményhez vezet, a szárazföld felett történt extrapolálásnál az egyetlen lehetséges út a harmadik, vagy legrosszabb esetben a második.

Az óceánok felett a geopotenciál extrapolációja aránylag magas — 500 mb-os izobár szintig — sikeresen elvégezhető. A szárazföld felett H_{700}-ig kielégítő eredményeket kapunk, de a kapott adatokat a gyakorlatban csak H_{500}-ig használjuk fel. Az eredmény pontossága függ a szinoptikus időjárási helyzettől: anticiklonális helyzetben (inverziók) az eredmények rosszabbak, mint ciklonális esetben, amikor a hőmérsékleti gradiens hasonnemű.

A geopotenciál közvetett úton történő kiszámítása speciális nomogrammok alkalmazásával kényelmesen elvégezhető. Többek között ismeretes V. A. Bugajev nomogrammja a 900 mb-os szint és Rudlov nomogrammjai a H_{700} és H_{500} mb-os szint kiszámítására. Nemrégen tette közé A. Sz. Zverev nomogrammjait, amelyeket A. A. Bacsurina következő formulái alapján szerkesztett meg:

$$H_{900} = 82 + {}^1/_3 t + 0{,}8\,(p_0 - 1000) + 2\,(0{,}5 - \gamma) \text{ dekaberk} \quad (9)$$

$$H_{700} = 272 + t + 0{,}8\,(p_0 - 1000) + 15\,(0{,}5 - \gamma) \text{ dkb} \quad (10)$$

$$H_{500} = 516 + 2t + 0{,}8\,(p_0 - 1000) + 50\,(0{,}5 - \gamma) \text{ dkb} \quad (11)$$

$$H_{1000}^{500} = 516 + 2t + 50\,(0{,}5 - \gamma) \text{ dkb} \quad (12)$$

Ezekben a formulákban t a Celsius fokokban kifejezett hőmérséklet, p_0 a tengerszintre átszámított légnyomás, γ a réteg közepes vertikális hőmérsékleti gradiense.

A formulák rendkívüli egyszerűsége lehetővé teszi, hogy azokat közvetlenül alkalmazzuk. A (9) formulában az utolsó tag rendszerint elhanyagolható.

18. §. Nyomástopográfiai térképek és elemzésük technikája

1. Meghatározás

Az izobárfelületek a térben nem párhuzamosak az egyenlő magasságú szintekkel, hanem ezekhez viszonyítva nagyterületű kiemelkedéseket és bemélyedéseket mutatnak. Ezért ha valamely izobárfelületet egyenlőközű H_1, H_2, ... magasságú felületsorozattal metszünk, minden egyes szintben metszésvonalakat kapunk. Nyilvánvaló, hogy a metszésvonalak mentén az abszolút geopotenciál, vagy a dinamikus magasság állandó értékű. Ennek következtében ezt a görbét izopotenciálnak nevezhetjük. Az izopotenciálokat gyakran a magasság dinamikus *izopotenciálnak*, vagy egyszerűen *izohipszáknak* nevezzük. Az izohipszák térképen való ábrázolása megadja az izobárfelület topográfiáját a tenger szintjéhez viszonyítva.

Az izobárfelületnek a tenger szintjére vonatkozó topográfiai térképét az adott izobárfelület *abszolút topográfiai térképének* nevezzük.

Az abszolút topográfiai térképeket a fő izobárszintekre szerkesztik meg. A továbbiakban az 1000 mb-os szint abszolút topográfiai térképét AT_{1000}-rel, a 900 mb-os szintét AT_{900}-zal, általában a p mb-os szintét AT_p-vel jelöljük.

Az izobárfelület geopotenciálját azonban nemcsak a tenger szintjéről számíthatjuk, hanem bármely alacsonyabban fekvő izobárfelülettől is. A relatív geopotenciál így nyert adatait az állomásoknak megfelelően térképre rajzoljuk és megvonjuk az izohipszákat. Az ilyen relatív izohipszák egyik izobárfelületnek a másikra való topográfiáját adják és a két választott felület kölcsönös közeledését és távolodását mutatják.

Valamely izobárfelületnek egy alatta fekvő izobárfelülethez viszonyított topográfiai térképét a megadott izobárfelület *relatív topográfiai térképének* nevezzük.

A relatív topográfiai térképeket a fő izobárszintekre készítik el. A 900 millibáros felületnek az 1000 millibáros felületre vonatkozó relatív topográfiai térképét RT^{900}_{1000}-rel, a 700 millibárosét az 1000 millibárra RT^{700}_{1000}-rel stb., általában a p millibáros felület p_0 millibáros felületre vonatkozó relatív topográfiai térképét $RT^{p}_{p_0}$-lal fogjuk jelölni.

2. *Mire szolgálnak a nyomástopográfiai térképek?*

A nyomástopográfiai térképek mindenekelőtt a szinoptikus folyamatok háromdimenziós analízisének eszközei, amelyek közvetlenül a direkt aerológia adataira támaszkodnak. Az abszolút topográfiai térképek a *térbeli nyomási mezőt*, tehát a háromdimenziós légkör áramlási mezejét tüntetik fel. Az áramlási mezőben a levegő tömegének felhalmozódása és leapadása következtében légáramlási konvergenciát és divergenciát, tehát nyomáscsökkenést vagy nyomásemelkedést és ezzel együtt a nyomási mező dinamikai (kinematikai) átalakulását találjuk meg (lásd 31. §). Az abszolút topográfiai térképen felismerhetjük a *magassági hatásközpontokat*, a troposzféra alsó rétegében kialakult nyomásképződmények fő áramlásait. Mindezeket a továbbiakban részletesen kifejtjük (31., 59. és más paragrafusok).

Az abszolút topográfiai térképek lehetővé teszik, hogy a kiválasztott izobárfelület bármely pontjában kiszámítsuk a szélviszonyokat (lásd 25. §).

A magassági nyomási mező megváltozása maga után vonja a szél sebességének és irányának megváltozását; ebből következik, hogy a magassági szél előrejelzését csak nyomástopográfiai térképek alapján lehet végrehajtani.

A relatív topográfiai térképek a *közepes hőmérsékleti mezőt* és ezzel együtt a közepes sűrűséget és fajlagos térfogatot tüntetik fel, amint ezt a (7) és (7′) egyenletek mutatják. Ezek lehetővé teszik, hogy a meleg és hideg légtömegek elhelyezkedését, valamint a légtömegek átmeneti zónáiban mutatkozó horizontális hőmérsékletkülönbség nagyságát (az izohipszák sűrűsége alapján) meghatározzuk. A nagy vertikális kiterjedésű légtömegek között fennálló hőmérsékleti különbséget a troposzféra alsó felének közepes hőállapotát jellemző RT^{500}_{1000} térkép tünteti fel. Ha hideg betörést tételezünk fel és az izohipszák nem mutatnak jelentős összesűrűsödést, akkor ez arra vall, hogy a hőmérsékletkülönbségek kicsinyek és a hideg betörés függőleges

kiterjedése nem nagy. Ebben az esetben vékonyabb réteg relatív topográfiájának analíziséhez fordulunk, hogy az RT^{500}_{1000} térkép közepes hőmérsékleti adatai helyett részletesebb képet kapjunk.

Az AT és RT térképek áramlási mezejének összehasonlítása lehetővé teszi, hogy a meleg és hideg advekció nagyságát és irányát, valamint a nyomási mező advektív átalakulását meghatározzuk (lásd 31., 59. paragrafusok).

3. Az abszolút topográfiai térképek

Valamely izobárfelület abszolút topográfiai térképét gyakorlatilag a következőképpen készítik el. A különböző pontokban történt aerológiai felszállások adatait felhasználva kiszámítják, hogy ezeken a helyeken mekkora a megadott felület abszolút geopotenciálja és a kapott adatokat rávezetik a térképre.

Ezek alapján megrajzolják az izohipszákat. Az aerológiai adatokon kívül rávezetik a térképre a hegyeken történt megfigyelések alapján közvetett módszerrel kiszámított és a földközeli észlelések extrapolációja útján kapott H_p értékeket is. Az abszolút geopotenciálon kívül ugyanarra a térképre rávezethető a legközelebbi fő izobárfelületre vonatkozó relatív geopotencál is.

A nyomástopográfiai térképeken valamennyi geopotenciál értékét dekaberkekben tüntetik fel.

Az izobárfelületek AT térképeire rávezetik a hőmérséklet és a széladatokat is (kívánatos lenne a fajlagos nedvesség feltüntetése is). A szélre vonatkozó adatokat a pilótballonok és nefoszkópok észlelési adatai szolgáltatják. A széladatokat valamennyi AT térképen a megfelelő szintnek a tengerszinttől számított közepes magasságában veszik, a következő táblázat szerint :

Izobárfelület mb-ban	Magasság km-ben
900	1
800	2
700	3
600	4
500	5
400	7
300	9

Az alacsonyszintű felhőkön végzett nefoszkóp észleléseket az AT_{900}-as, a középmagas szintűekét az AT_{700}-as, a magas szintűekét az AT_{400}-as szintre vonatkoztatjuk. A szélviszonyokat szélzászlócskák tüntetik fel. A szél irányát a szélzászló rúdja, a sebességet a zászlócskák száma jelöli, ahol a rövid zászlócska 10 km/óra, a hosszú 20 km/óra sebességet jelent. A szélsebesség a szélzászló rúdja mellé írt számjeggyel is kifejezhető.

AZ AT térképen az abszolút geopotenciál értékét az állomást jelentő köröcskétől jobbra fekete tussal, a relatív geopotenciált ez alatt piros tussal tüntetik fel. A hőmérsékletet az állomási köröcskétől balra piros színnel jelölik.

A pilótballon segítségével nyert szélviszonyokat fekete, a nefoszkóp (a felhők formáinak megjelölése) alapján kapott adatokat piros színnel jelölik. A hegyi vagy síkvidéki állomások alapján extrapolált geopotenciál értékét alá kell húzni.

4. Relatív topográfiai térképek

A relatív topográfiai térkép megszerkesztéséhez a megfelelő két izobárfelszínre vonatkozó relatív geopotenciál értéket használják fel, amelyeket az aerológiai felszállások szolgáltatnak. Ezután a térképeket extrapolált adatokkal egészítik ki.

Az *RT* térképek pótolhatók az úgynevezett termikus széllel. Mint a 29. §-ban látni fogjuk, z magasságban a gradiens szél előállítható két összetevő: egy alacsonyabb z_0 szintben észlelt $\mathbf{V}_0$ gradiens szél és a $z - z_0$ rétegre vonatkozó $\Delta\mathbf{V}$ termikus szélnövekmény (»termikus szél«) összegének formájában. $\Delta\mathbf{V}$ a réteg közepes hőmérsékletű izotermáinak irányát követi. Ez azután felhasználható a relatív topográfiai térkép izohipszáinak megrajzolásánál. $\Delta\mathbf{V}$ gyakorlati kiszámítására $\mathbf{V}_0$ az alacsonyabb izobárfelület magasságában észlelt szelet, $\mathbf{V}$ a felső izobárfelület magasságában található szelet jelenti. Ezeket a szeleket, mint vektorokat, sugaras irányú hálózatban ábrázolják. Ezután a $\mathbf{V}_0$ vektor végpontjából a $\mathbf{V}$ vektor végpontjáig megvonják a $\Delta\mathbf{V}$ különbséget. Ennek fokokban kifejezett irányát és m/sec-ban megadható nagyságát nem nehéz meghatározni, ha a sugaras irányú hálózat középpontjából megrajzolják a $\Delta\mathbf{V}$ vektorral párhuzamos és vele egyenlő $\Delta\mathbf{V}'$ vektort.

A »termikus szél« km/órában kifejezett sebességét ugyanolyan módszerrel viszik rá az *RT* térképre, mint ahogyan az *AT* térképnél szokásos.

Az *RT* térképen valamennyi adatot egyszínű számmal tüntetnek fel, a relatív geopotenciál értékei az állomást jelentő körtől jobbra találhatók. Az extrapolált adatokat aláhúzással jelölik. Ha kívánatos, az *RT* térképeken a relatív geopotenciál alatt annak egy napra eső változása is feltüntethető.

5. Az abszolút topográfiai térkép kielemzése

A gyakorlati szinoptikában az AT_{1000}, AT_{900}, AT_{700}, AT_{600}, AT_{400} abszolút nyomástopográfiai térképeket használják fel. A kutatómunkákban sokkal magasabb izobárfelületekről és a tropopauzáról is készítenek topoggráfiai térképeket. Ezeken a relatív geopotenciál adatait is feltüntetik a következőképpen:

az	AT_{900}	térképen	a H_{1000}^{900} magasságot
az	AT_{700}	«	a H_{900}^{700} «
az	AT_{500}	«	a H_{700}^{500} «
az	AT_{400}	«	a H_{500}^{400} «

Az adatok ellenőrzése után megrajzolják az izohipszákat. Az izohipszákat négy dekaberkenként olyan számértékekre vonják meg, amelyek néggyel oszthatók. Az izohipszák kiválasztásának ilyen állandó feltétele lehetővé teszi azt, hogy az egymástkövető térképek kényelmesen összehasonlíthatók. Ilymódon az AT_{500} térképen pl. a 492, 496, 500, 504 dkb. stb. értékű izohipszákat tüntetik fel. Az izohipszák megrajzolásánál nemcsak az abszolút geopotenciál értékekre támaszkodnak, hanem figyelembe veszik a vizsgált izobárfelszín közelében észlelt széladatokat is. Ennek a nem elég sűrű aerológiai állomáshálózat esetén van jelentősége. Mint az alábbiakban kimutatjuk

(lásd 25. §), az izohipszák iránya teljesen megegyezik a gradiens szél irányával, de elég közel állhat a szabad légkör megadott szintjében észlelt valódi szélirányhoz is.

Ezt a körülményt az izohipszák megrajzolásánál könnyű számításba venni. A szélsebesség alapján gradiens vonalzó segítségével (lásd 26. §) kiszámítható a szomszédos izohipszák közötti távolság is.

A legmagasabb értékű zárt izohipsza területet az AT térképen M betűvel jelölik ; ennek magas anticiklon felel meg. Ugyanígy a legalacsonyabb izohipsza területet A betűvel jelölik ; ennek magas ciklon felel meg.

Az AT térképen az adott izobárfelület hőmérsékleti adatainak alapján az izotermák is megrajzolhatók. Ha ezeket összevetik az izohipszákkal, úgy az izobárfelszín mentén végbemenő termikus advekció is meghatározható (lásd 59. §).

Az izohipszák konvergencia- és divergencia-zónáival azonos légáramlási konvergencia -és divergencia-zónákat (lásd 23. §) az AT térképeken pontozott vonalak tüntetik fel. A konvergencia-zóna középpontját K-betűvel, a divergencia-zóna középpontját D-betűvel jelölik.

6. A relatív topográfiai térkép kielemzése

A gyakorlatban az RT^{700}_{1000} és RT^{500}_{1000} relatív nyomástopográfiai térképeket használják fel, gyakran csak az utóbbit, mivel a vékonyabb légrétegek (H^{700}_{900}, H^{500}_{700} stb.) relatív geopotenciáljait az AT térképek tartalmazzák és ott kielemezhetők.

Az izohipszákat az RT térképeken 4 egész számú többszöröseinek megfelelő négy dekaberkenként tüntetik fel.

Mint tudjuk, (lásd 17. §), a relatív geopotenciál csak a réteg közepes virtuális hőmérsékletének a függvénye. Ezért a relatív topográfia izohipszái a T_{vm} izotermákkal azonosak, csak számszerű megjelenésük különböző. Így az analízisnél számításba lehet venni, hogy a földfelszíntől számított RT térképen az izohipszák a földközeli izotermák közelében helyezkednek el.

Az RT izohipszák megvonásánál hasznos, ha a térképen feltüntetett termikus szél értékeit számításba vesszük (lásd fentebb). A termikus szél iránya egybeesik az izotermák, tehát a relatív izohipszák irányával. Kis eltérés természetesen lehetséges a termikus szél közelítő meghatározásának következtében. A termikus szél nagysága arányos a középhőmérséklet horizontális gradiensével, vagyis az RT izohipszák sűrűségével. Ilymódon azokon a helyeken, ahol nincs aerológiai felszállás, az izotermák egymástól való távolsága a termikus szél sebessége alapján számítható.

A legnagyobb relatív geopotenciál értékek területét, amelynek a legnagyobb középhőmérsékletű réteg területe felel meg, az RT térképen a »meleg« szó kezdőbetűjével, M-mel jelölik. A legalacsonyabb hőmérsékletű réteg területének jelölésére a »hideg« szó kezdőbetűjét, H-t használják.

7. A hibák ellenőrzése a nyomástopográfiai térképeken

A nyomástopográfiai térkép analíziséről mondottak kiegészítéseképpen egész sor megjegyzést tehetünk az ilyen térképeken előforduló hibákra vonatkozólag. Egészben véve ugyanúgy, mint a komplex térképeknél, érvényben marad az egymásra következő térképek adatai összehasonlításának elve, de ezek az adatok specifikus sajátosságúak, amelyek a légkörkutató hálózat elégtelen sűrűségével vannak kapcsolatban.

A szél irányára vonatkozó hibás adatok az AT térképen az izohipszák iránya alapján aránylag könnyen tisztázhatók (sokszor előforduló hiba a 180°-os eltérés), de gyenge szél esetében és hegyes területen a szél iránya helyi hatásoknak van alávetve. A szél sebességében mutatkozó hibákat már sokkal nehezebb tisztázni, kivéve azt az esetet, amikor nagy eltérések mutatkoznak.

A dinamikus magasságok értékeinek ellenőrzésénél célszerű, ha az ellenőrzést a relatív topográfia adatainak ellenőrzésével kezdjük, mivel ezek horizontális irányban rendszerint lassabban változnak, mint az abszolút topográfia adatai. Ezenkívül a hőmérséklet változásának alapján az abszolút topográfiai térképeken megállapítható, hogy milyen mértékben emelkedett vagy csökkent a réteg közepes hőmérséklete és összehasonlítható a relatív topográfia megfelelő változásával.

Az AT_{500} értéke az $RT^{500}_{1000} + 0{,}8\ (p_0 - 1000)$ összeg ellenőrzött értékeivel, az AT_{700} az $RT^{900}_{1000} + RT^{700}_{900} + 0{,}8\ (p_0 - 1000)$ összeggel, az AT_{900} az $RT^{900}_{1000} + 0{,}8\ (p_0 - 1000)$ értékeivel hasonlítható össze.

Hasznosnak bizonyul az összehasonlítás a Bacsurina formula alapján kiszámított dinamikus magassági értékekkel is. Végül számításba veszik a relatív topográfiának a meleg és hideg advekcióval kapcsolatos általános változását az adott körzetben meghatározott időszakra, az abszolút topográfia változását pedig a földközeli nyomási mező változásával való összefüggésben is kiértékelik.

8. A magassági széltérképek

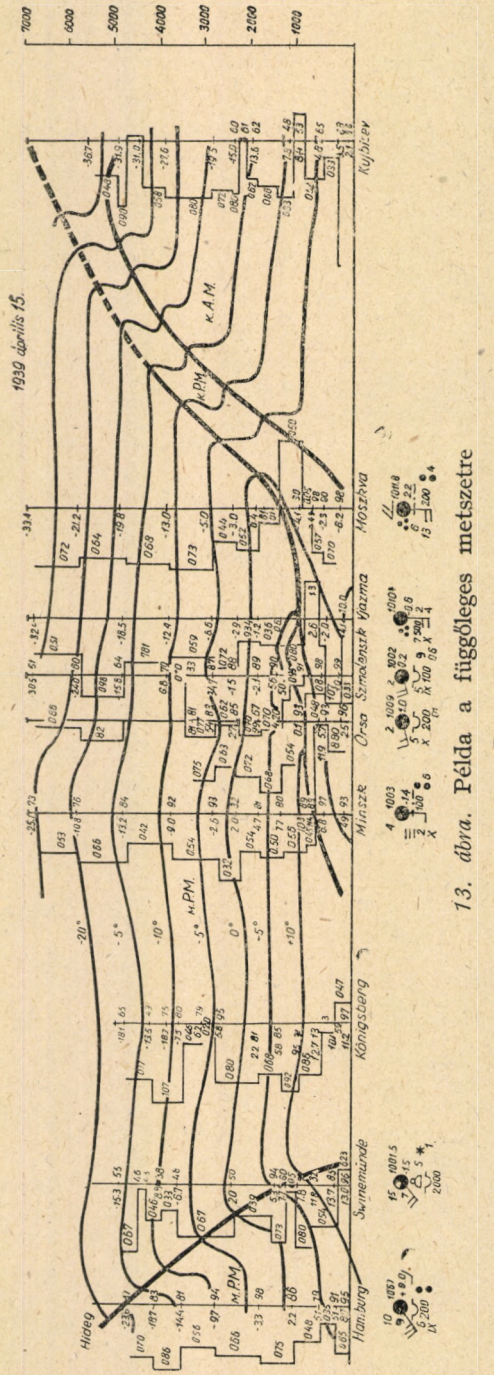
Ha a rádiószondák adatai hiányoznak, de a pilótballon észlelő hálózat adatai rendelkezésre állnak, úgy ezek alapján az egyes magassági szintekre külön széltérképek szerkeszthetők.

Erre a célra rendszerint az 500, 1000, 2000 m stb. szinteket választják ki. A szelet ugyanúgy tüntetik fel, ahogyan erre már fentebb utaltunk (3. felosztás). A szélzászlócskák szárának alapján megvonhatók az áramlási vonalak (lásd 23. §), vagyis azok a vonalak, amelyeknek minden pontjában a szélvektor az érintő irányába esik. A felhőgereblyék segítségével észlelt szélirányt és szélsebességet abban a magasságban tüntetik fel, amely a legközelebb esik a megfelelő szinthez ; ezek feltüntetése is a már említett módon történik.

19. §. Függőleges metszetek és izopléták

1. Térbeli metszetek

Az aerológiai állomáshálózat észlelési anyagának birtokában a földközeli és magassági szinoptikus térképek a légkör *függőleges metszeteivel* egészíthetők ki. A függőleges metszeteknek két típusa van : több pontban egyidejűleg végzett felszállás *térbeli* metszetet, az egy pontból sorozatosan végzett felszállás *sorozatos (időbeli)* metszetet eredményez. Mindegyik metszet feltünteti egyik vagy másik meteorológiai elem eloszlását a metszet síkjában, ennek felhasználásával jelölik ki a frontfelületek helyét, a légtömeg rétegződését és inverzióit ebben a síkban. A térbeli metszetet annak a vonalnak a mentén szerkesztik meg, ahol legnagyobb a kutatóállomások száma. Rendszerint nemcsak egyetlen ilyen irány jelölhető ki, ennek következtében hosszúsági és szélességi metszetek állíthatók elő. Abban az esetben, ha a tér-



13. ábra. Példa a függőleges metszetre

kép analíziséhez sürgősen el kell készíteni a függőleges metszetet, akkor azt az irányt jelölik ki, amely az adott szinoptikus helyzetben a legnagyobb érdeklődésre tart számot.

A metszetek megszerkesztéséhez olyan nyomtatványt célszerű használni, amelynek abszcissza tengelyén a szinoptikus térkép léptékében a kutatóállomások egymástól való távolsága és az ebbe az irányba eső vidék keresztmetszete van feltüntetve. A függőleges lépték a vízszinteshez viszonyítva erősen nagyított : 2,5—3,0 cm felel meg minden kilométernek. Egyenlő magassági közben (200 vagy 500 méterenként) vízszintes egyeneseket, az aerológiai állomások felett függőleges egyeneseket vonnak a nyomtatványon. Ezen függőleges egyenesek mentén tüntetik fel azután a különböző meteorológiai elemeket.

2. Az elemek és feltüntetésük sorrendje

A megfelelő magasságokban a következő elemeket tüntetik fel :

1. A levegő hőmérsékletét Celsius fokokban piros színnel a merőleges egyenestől jobbra.

2. A fajlagos nedvességet fekete színnel közvetlenül a hőmérséklet alatt.

3. A potenciális hőmérsékletet Celsius fokokban fekete színnel a függőleges egyenestől balra.

4. A pilótballonokkal észlelt szelet fekete színű zászlócskák jelölik. Nyugati szél esetén a szélzászlócska rúdja balról jobbra, északi szélnél felülről lefelé irányul. A rúdon egy rövid vonás 1 m/sec, a hosszú 2 m/sec sebességet jelent.

A metszetre csak egy, a metszettel párhuzamos szélösszetevőt szabad rávinni. Ez a módszer azért figyelemreméltó, mivel a metszet síkjában megadja az áthelyeződő légtömegek és frontok tényleges sebességét a metszet vonalán.

5. A függőleges hőmérsékleti gradienseket grafikusan a következőképpen ábrázolják. A kutatóállomásokon áthaladó függőleges egyenesek mentén megszerkesztik a gradiensek görbéjét, amikoris az abszcissza tengely léptékét úgy választják, hogy 1 mm = 0,1°/100 m, a $\gamma = 0{,}0°/100$ m pedig közvetlenül a merőlegesre kerül. Legyen pl. a földfelszíntől 500 m magasságig $\gamma = 0{,}6°/100$ m, 500-tól 800-ig $\gamma = 0{,}2°/100$ m és 800-tól 1000 m-ig $\gamma = -0{,}5°/100$m (inverzió). Ekkor a felszíntől számított 500 m-es rétegben a függőlegestől balra 6 mm távolságban vele párhuzamosan halad a gradienst ábrázoló vonal, majd lépcsőt alkotva 4 mm-rel jobbra folytatódik ; az 500-tól 800 m-ig terjedő rétegben a függőlegestől 2 mm távolságban halad vele párhuzamosan, majd 7 mm-rel jobbra újabb lépcsőt alkot és a most már a negatív gradiensnek megfelelően a függőleges egyenestől 5 mm távolságban vele párhuzamosan a jobboldalon halad az 1000 m-es magasságig stb., majd a továbbiakban annak megfelelően, hogy milyen lesz a gradiens az 1000 m-nél magasabb rétegekben.

6. A felhőrétegek alsó és felső határát, ha ezek a felszállások alapján ismeretesek, a megfelelő függőleges egyeneseken rövid zöldszínű vízszintes vonalakkal tüntetik fel. Magát a réteget könnyedén besatírozzák, a felhők elnevezését pedig a réteg belsejében tüntetik fel.

7. A metszet vonalába eső szinoptikus állomások észlelési adatait is tanácsos feltüntetni a megfelelő pontokban az abszcissza-tengely alatt a szokásos szinoptikus szimbólumokkal. A metszet nyomtatványán ezeket az állomásokat előre kinyomatott körökkel jelzik.

A metszeteken leginkább az itt felsorolt elemeket szokták feltüntetni, de erre a célra más elemek is felhasználhatók, például a potenciális hőmérséklet helyett az ekvivalens potenciális hőmérséklet, a fajlagos nedvesség helyett a relatív nedvesség stb.

3. A metszetek kielemzése

A metszetek kielemzése szoros összefüggésben van a szinoptikus térképekkel. Az analízis leglényegesebb része a frontok megkeresése. Ezt megelőzően ceruzával feltüntetik az izotermák és izentrópok elhelyezkedését. Ezek feltüntetése öt fokonként történik. A légkör alsóbb rétegeiben az izotermákat egy fokonként vonják meg, hogy az inverziós vagy felmelegedő rétegek kiemelkedése látható legyen.

A frontok területén az izotermák és izentrópok élesen megtörnek és ez a törés annál erősebb, minél élesebb a frontálzóna. Ebben az esetben a meleg levegőből a hidegbe való átmenetnél az izotermák meredeken lesüllyednek, az izentrópok fordítva, erősen felemelkednek. A két vonalrendszer metszéspontjai az izoterma-izentróp cirkulációs szolenoidokat mutatják, amelyek sűrűsége meghatározza a frontálzónákban vagy az inhomogén légtömegekben végbemenő cirkuláció intenzitását (részletezve lásd a 30. §-ban).

A metszeteken a frontok és légtömegek kielemzésében hasznos segítséget nyujtanak az izogrammok is, amelyeket az alsóbb rétegekben 2 g/kg-ként, majd 1 és 0,5 g/kg-ként tüntetnek fel.

Az előzetes analízis elvégzése után véglegesen megrajzolják a frontokat : a meleg frontot piros vonallal, a hideg frontot kékkel, az okklúziós frontot

lila színnel, az inverziós felületeket pedig vastag fekete vonallal tüntetik fel. Az izotermákat vékony piros vonalakkal, az izentrópokat fekete, az izogrammokat pontozott zöld vonalakkal jelölik. Ezután beírják az egyes légtömegek elnevezéseit.

A metszeteket ugyanolyan rendszeresen kell elkészíteni, mint a szinoptikus térképeket. Csakis ebben az esetben fogják a szükséges mértékben helyesbíteni a szinoptikus analízist. Saját analízisük pedig főleg a folyamat történetének megismerése érdekében használható fel. Az utóbbi különösen az okkludált frontok vertikális szerkezetének megállapításánál, valamint a megújuló és feloszló frontok okainak tisztázásánál fontosak.

A 13. ábra a térbeli metszet egy olyan példáját ábrázolja, ahol fel vannak tüntetve a frontok, az izotermák, a gradiens görbék, a relatív nedvesség és a szinoptikus állomások észlelési adatai. A többi térbeli metszet a könyv következő fejezeteiben található meg.

4. Sorozatos (időbeli) metszet

A légkör sorozatosan történő vizsgálata, amikor a felszállások egy és ugyanazon pontból két-három órás egymásutáni időközönként történnek, az észlelési helyen kis sebességgel átmenő olyan troposzférikus jelenségek részletes tanulmányozására szolgálnak, mint a frontok, hideg betörések, ciklonok stb. A sorozatos kutatás alapján megszerkesztett metszet az adott jelenség szerkezetét olyannak tünteti fel, ahogyan a jelenséget az észlelési hely felett való elvonulása során megfigyelik. Ezért a metszet abszcissza tengelyére az időt, az ordináta tengelyre a magasságot mérik fel és minden felszállásnak egy merőleges egyenes felel meg. A metszet szerkezeti felépítése és analízise egyébként ugyanolyan lesz, mint a térbeli metszet esetében. Az analízis megkönnyítésére az állomáson történő szokásos meteorológiai észleléseket is felhasználják, így a felhőzet, nedvesség, látás, szél stb. adatait, valamint az öníró műszerek baro-, termo- és higrogrammjait is. Ilyen metszetekre vonatkozó példákat az V. és VI. fejezetekben találunk.

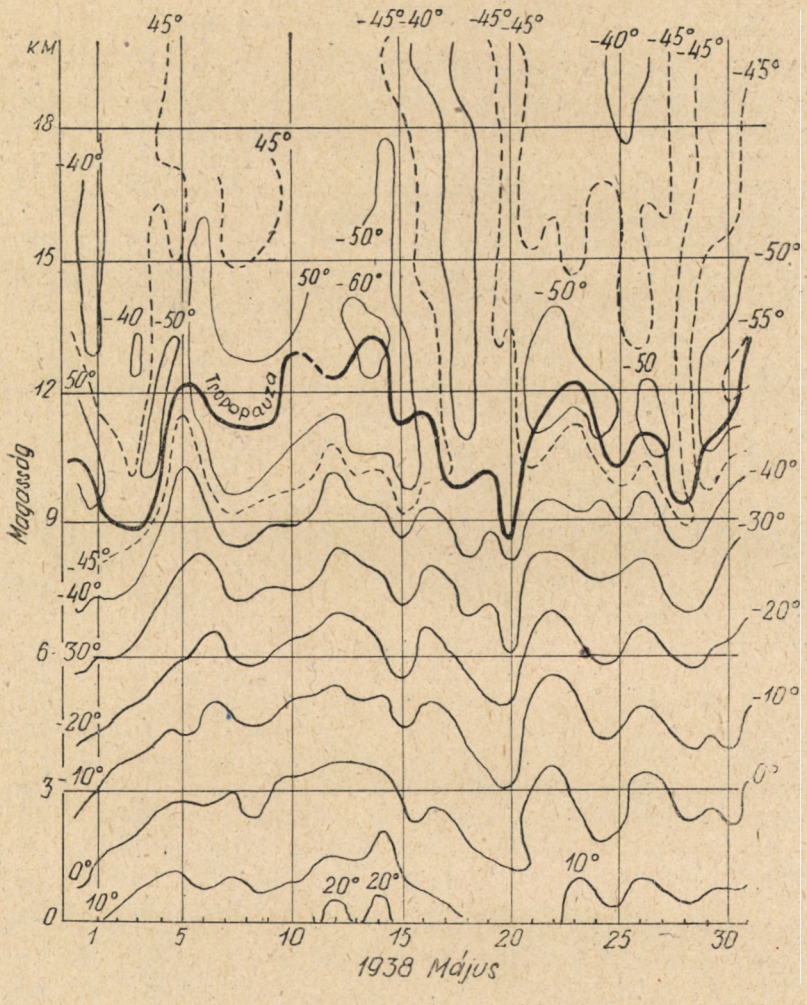
5. Az izopléták

Az izopléta-grafikon lényegében olyan sorozatos metszet, amikor két felszállás közötti időköz 24 vagy 12 óra. Tehát az ordináta tengelyre a magasságot, az abszcissza tengelyre az időt kell felmérni. A szinoptikus analízisben a legnagyobb gyakorlati alkalmazásuk a hőmérséklet izoplétáinak vagyis a *termoizoplétáknak* van. Az észlelések alapján történő megszerkesztésük valamely pontban úgy történik, hogy a vertikális-menti magasságokban feltüntetik a megfelelő észlelési időpontok hőmérsékleti adatait. Ezután öt fokonként megvonják az egyenlő hőmérsékleti értékeket összekötő vonalakat. Az ilyen típusú grafikonokat izoplétáknak nevezik. Az izopléták megszerkesztése a lineáris interpoláció elvén alapszik. A grafikon léptékét a következőképpen célszerű megválasztani: az ordináta tengelyen 4 cm = 1 km, az abszcissza tengelyen 5 cm = 24 óra.

A 14. ábra a termoizopléta-ábrázolás egy példáját mutatja be. A termoizopléta-grafikon világosan kifejezésre juttatja az erős felmelegedési és lehűlési periódusokat, a hőmérséklet egyenletes menetét vagy fokozatos emelkedését.

Egyes esetekben a hőmérséklet menetében beálló változás csak a troposzféra alsó vagy felső rétegeire terjed ki, míg más esetekben ez a változás átfogja az egész troposzférát, amely a tropopauza magasságának egyidejű erős ingadozását vonja maga után.

A szinoptikai gyakorlatban a rendszeresen és idejében megszerkesztett termoizopléták lehetővé teszik, hogy szemléletes összehasonlítást tegyünk



14. ábra. Naponkénti felszállások alapján készült termoizopléták

a légkör jelenlegi és közelmúlt állapota között. Ezek alapján könnyű meghatározni, hogy milyen mértékben következett be lehűlés, megnövekedett-e a betört légtömeg vertikális vastagsága, mennyire intenzív a légtömeg transzformációja egyik napról a másikra stb. Különösen érdekes a zérus hőmérséklet izotermájának helyzete nyáron és az átmeneti évszakokban.

Az ábra alsó részén célszerű feljegyezni a frontok áthaladásának időpontját az észlelési hely felett, ezeknek a frontoknak a jellegét és az egyik vagy másik periódus során a megfigyelési hely felett észlelt légtömeget.

A termoizoplétákhoz hasonlóan megszerkeszthetők a fajlagos nedvességnek, az izobárfelületek geopotenciáljainak izoplétái stb.

20. §. Izentrópikus térképek[1]

1. Az izentrópikus analízis alapfeltételei

Amerikai meteorológusok (Rossby és mások) a háborúelőtti években kidolgozták az izentrópikus térképek és kisebb mértékben az izentrópikus metszetek felhasználásán alapuló úgynevezett izentrópikus analízis módszerét.

Izentrópikus térképnek nevezzük valamely meghatározott potenciális hőmérsékletű felület (izentrópikus felület) topográfiai térképét. A felület magassága a tenger szintjére vonatkozik. A térképen feltüntetik az adott izentrópikus felület fajlagos nedvességi értékeit (vagy keverési arányt) is, sőt kiegészítésképpen a szél, a relatív nedvesség, a felhőzet és a csapadék adatait is.

Újabban az izentrópikus felület magasságát egy elterjedtebb variánssal (Byers), a nyomással, a fajlagos nedvességet pedig a p_k kondenzációs nyomással helyettesítik, vagyis azzal a nyomással, amelynél a levegő az adott izentrópikus felületen eléri a telítődést (száraz adiabatikus emelkedés esetén). Ezzel a variánssal az izentrópikus térképet, mint a meteorológiai elemek eloszlásának térképét definiálhatjuk meghatározott potenciális hőmérsékletű felületen.

Az izentrópikus térkép alkalmazásának alapfeltételei a következők:

A levegő úgy horizontális, mint vertikális irányban mozgást végez. A nyomástopográfiai vagy meghatározott magasságokra vonatkozó térképek azonban a nyomási mező alapján a mozgó levegőnek csakis horizontális összetevőjét határozzák meg. Ezzel szemben az izentrópikus felület mentén történő mozgás a teljes mozgást, így annak vertikális összetevőjét is magában foglalja. Valóban, a troposzféra a középső és felső rétegekben az esetek túlnyomó többségében száraz-adiabatikus rétegződésű, vagyis a potenciális hőmérséklet a magassággal növekszik. Ha kiválasztunk valamely Θ potenciális hőmérsékletű levegőrészecskét és követjük annak mozgását, feltételezve, hogy állapotváltozása száraz adiabatikus lesz, akkor a részecske nem hagyhatja el a Θ = konst. izentrópikus felületet. Ha ugyanis ez a részecske magasabbra emelkedik, mint a Θ = konst. felület, akkor magasabb potenciális hőmérsékletű rétegbe jut. Itt a részecske hidegebb lesz, mint az őt körülvevő levegő, ezért lesüllyed az eredeti Θ = konst. felületre, ahol egyensúlyt tart a környezetével. Ha pedig a részecske lesüllyed a Θ = konst. felület alá, akkor alacsonyabb potenciális hőmérsékletű rétegbe kerül, ahol melegebb lesz, mint a környezete, így ismét felemelkedik a Θ = konst. felületig.

Tehát száraz-adiabatikus állapotváltozást feltételezve a levegő az izentrópikus felület mentén mozog. Ez az izentrópikus analízis első alapfeltétele.

Egyedül a potenciális hőmérséklet azonban nem olyan koordináta, amelynek segítségével a levegőrészecske térbeli helyzetét le lehet rögzíteni, mert megadott Θ érték egy egész Θ = konst. felületet választ ki, amelyen a

[1] V. A. Bugajevvel közösen írt §.

részecskének lennie kell. Szükséges tehát egy másik karakterisztika is, amely lehetővé teszi, hogy a levegőrészecske helyzetét a Θ = konst. felületen meghatározzuk. Ez a karakterisztika szintén nem változhat száraz adiabatikus állapotváltozásnál. Nyilvánvaló, hogy az s fajlagos nedvesség (vagy az m keverési arány) kielégíti ezt a követelményt. Ha térképre visszük az s vagy m izentrópikus felületen mért értékeit, meghatározhatjuk a száraz vagy nedves légtömeg áthelyeződését ezen a felületen, vagyis minden levegőrészecske útja meghatározható. Ez az izentrópikus analízis második alapfeltétele.

Ami az izentrópikus analízis segédeszközeit, az *izentrópikus metszeteket* illeti, ezek megmutatják az izentrópikus felületsor elhelyezkedését a metszet síkjában és az izogramm segítségével kiválasztott különböző levegőrétegek és száraz áramlásainak vertikális kiterjedését.

Az izentrópikus metszetek megszerkesztése és analízise ugyanolyan, mint a szokásos légköri metszeteké (lásd 19. §).

2. *Reprezentatív izentrópikus felületek*

Az izentrópikus analízis első alapfeltétele által megkívánt száraz adiabatikus állapotváltozásokat kisebb-nagyobb mértékben állandóan megzavarják nem-adiabatikus jelenségek. Ezekhez tartozik a konvekció, a kondenzáció, a párolgás és a sugárzás. Ahhoz, hogy az első alapfeltételt megfelelő közelítéssel kielégítsük, olyan izentrópikus felületeket kell kiválasztani, amelyeken ezek a nem-adiabatikus jelenségek a legkisebb mértékűek, ami egyben minden izentrópikus felület szemléletességét is meghatározza. A reprezentatív izentrópikus felületek tehát magasabban vannak, mint a mechanikus keveredési réteg, amelyben a földfelszínről kiinduló nem-adiabatikus jelenségek a legerősebbek. De reprezentatív felületként nem választható ki a légkörben túlságosan magasan fekvő felület sem, mert így kimaradnának a megfigyelésből az alacsonyabb rétegek, amelyek az időjárás kialakításában a legtevékenyebbek. A gyakorlat megmutatta, hogyan lehet ezt a két ellentétes követelményt a leginkább kielégíteni : analízis szempontjából a 2—4 km közötti közepes magasságban fekvő izentrópikus felületek a legmegfelelőbbek. Ebben a rétegben a folyamatok jellemzésére rendszerint két felületet választanak ki. I. V. Havenovszkij szerint a Szovjetunióban és Keleteurópában a különböző évszakokban a következő potenciális hőmérsékletű felületeket kell felhasználni : tavasszal 293 és 298°, nyáron 303° és 308°, ősszel 283 és 293°, télen 273 és 283°. Az Egyesült Államokban a hőmérsékleti határok a következők : télen 290—296°, tavasszal és ősszel 296—302°, nyáron 308—320°.

3. *Az izentrópikus térképek felépítése és analízise*

Az aerológiai felszállások adatai alapján az izentrópikus térképre rávezetik az izentrópikus felületek száz méterekben kifejezett magasságait, a fajlagos nedvességet g/kg-ban és az izentrópikus felületen (a hozzá legközelebb eső magasságban) uralkodó szélirányt és szélsebességet. Az izentrópikus felületen a kép kiegészítése céljából a relatív nedvesség, valamint a felhőzet és csapadék feltüntetése nem kötelező.

Az izohipszákat a térképen 500 m-ként, a kondenzációs izobárokat 50 mb-ként vonják meg. A fajlagos nedvesség izovonalait (az izogrammokat) 1 g/kg-ként tüntetik fel. Az izovonalak megkülönböztetése különböző színekkel, pontokkal stb. történik. A kondenzációs izobároknak a tényleges izo-

bároktól való távolsága a levegő telítődési mértékét mutatja. A rádiószondák műszerhibái következtében a telítődés már p_k, a térképen a p-nél 10—20 mb-ral kisebb értéknél észlelhető. A telítődési területeket a térképen besatírozzák. A p_k vonalakat nem tüntetik fel, mivel ezek egybeesnek az izobárokkal. Θ konzervativitása ilyen területeken nem áll fenn.

Az izentrópikus felületen az izobárok egyúttal az izentrópikus felület izohipszáival közel azonos sűrűségű izoterma vonalak is. Az izentrópikus felület magasságát közelítőleg az ezen felület alatt fekvő levegőoszlop közepes hőmérséklete mutatja. Ahol az izohipszák értéke alacsony, vagy az izobároké magas, ott nyilván meleg területek vannak ; a magas izohipsza, vagy alacsony izobár értékek viszont hideg területekre utalnak. Az izogrammok vagy a kondenzációs izobárok a levegő száraz és nedves nyúlványait mutatják az izentrópikus felületeken. Magas izogramm és kondenzációs izobár értékeknek nedves nyúlványok, az alacsonyaknak száraz nyúlványok felelnek meg. Megjegyezzük, hogy a kondenzációs izobárok eléggé közel esnek az egyenlő ekvivalens potenciális hőmérséklet (vagy a nedves hőmérő potenciális hőmérsékletének) izovonalaihoz.

Megjegyezzük még, hogy az izentrópikus felület bármely pontjában az izobár közelítőleg párhuzamos a termikus széllel, vagyis a vertikális szélnövekménnyel ebben a pontban.

A hideg terület középpontját az izentrópikus felületen H-betűvel, a meleg terület középpontját M-betűvel jelölik. A nedves nyúlvány áthelyeződésének irányát a nyúlvány tengelyében kettős nyíllal tüntetik fel, amelynek végét N-betűvel, a száraz nyúlvány áthelyeződését jelentő kettős nyílat Sz-betűvel jelölik meg. A kianalizált térkép példája a 15. ábrán látható.

Ha a szélre vonatkozó közvetlen észlelések hiányoznak, a gradiens-széleloszlást az izentrópikus felületen az úgynevezett Montgomery áramlási függvény állítja elő. Ez a függvény így fejezhető ki :

$$\psi = c_p T + \Phi,$$

ahol c_p a levegő hőkapacitása állandó nyomás mellett, T az abszolút hőmérséklet az izentrópikus felületen és Φ a geopotenciál. A méter-tonna-secundum rendszerben Φ dinamikus deciméterekben fejezhető ki, c_p értéke pedig közelítőleg 1000. Az izovonalakat az izentrópikus felületen maguk az áramlási vonalak állítják elő és ugyanúgy a gradiens-szél meghatározására szolgálnak, mint az izohipszák az abszolút nyomástopográfiai térképeken.

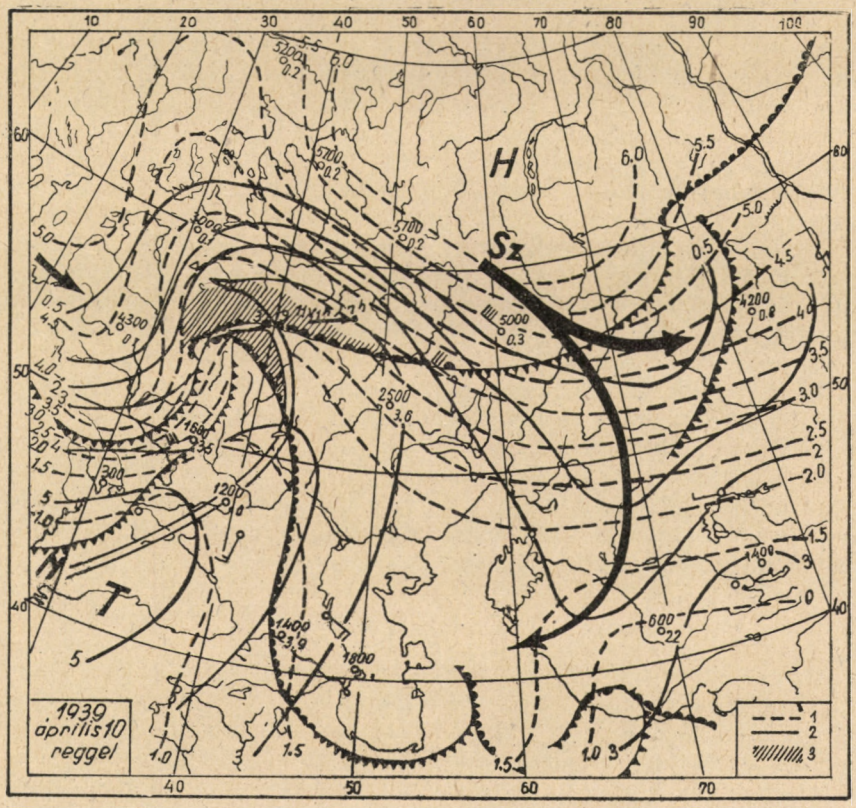
4. Nyomáskülönbségi térképek. Izentrópikus izallobárok

Az alsó és felső izentrópikus felület nyomáskülönbségének és a nyomáskülönbség egy napra eső meghatározásának szemléltetésére segédtérkép szerkeszthető. Ezen a térképen Δp nagyságát az állomást jelentő köröcskétől jobbra fekete színű, alatta ennek a különbségnek az előző napra eső $\delta \Delta p$ megváltozását piros színű tintával tüntetik fel.

A nyomáskülönbség megadja a két, Θ_1 és Θ_2 izentrópikus felszínek között fekvő réteg súlyát. A térképen a Δp izovonalait 25 mb-ként tüntetik fel. A legnagyobb Δp értékeknek a legnagyobb izentrópikus rétegvastagság, vagy az izentrópikus felületek legnagyobb kölcsönös eltávolodása felel meg. Ez ott következik be, ahol nagyobbak a vertikális hőmérsékleti gradiensek és ahol nagyobb a levegő instabilitása. Ezért az ilyen területeket I-betűvel (instabilitás) jelölik meg. Ezzel szemben a legkisebb Δp értékeknek a leg-

stabilisabb rétegződés felel meg. Ezeket a területeket *S*-betűvel (stabilitás) jelölik. A különböző rétegek egyensúlyi állapotának szemléletes ábrázolását az izentrópikus térkép analízisében akkor használják fel, amikor konvekció esetén a nemadiabatikus folyamatok intenzitását mérlegelik.

A δp izovonalait *(izentrópikus izallobárok)* 25 mb-ként pontozott vonallal tüntetik fel. A δp legnagyobb pozitív értékeivel bíró zónáknak az izentrópikus rétegben végbemenő légtömeg összeáramlás, konvergencia felel meg és ezt a területet *K*-val (konvergencia) jelölik. Azokban a zónákban, ahol δp a legnagyobb negatív értékeket veszi fel, szétáramlás, divergencia van és ezt



1.5. ábra. Izentrópikus térkép

a területet *D*-vel jelölik (divergencia). A konvergencia az aktív izentrópikus áramlástól csaknem mindig jobbra, a divergencia balra található. Ilymódon a *K* és a *D* zónák tájékoztatást nyujtanak az áramlás irányáról és erősségéről is. A stabilis és instabilis, konvergencia- és divergencia-területek értelmezésénél a Δp és $\delta \Delta p$ térképeken figyelembe kell venni, hogy ezeknek a térképeknek az értelmét a nemadiabatikus folyamatok erősen eltorzíthatják. Így pl. ha az alsó, Θ_1 izentrópikus felületen megindul a kondenzáció, a potenciális hőmérséklet növekszik és Θ_1 előző értékét már sokkal alacsonyabb szinten találjuk. Ebben az esetben Δp növekszik, jóllehet az előző izentrópikus rétegben sem konvergencia, sem vertikális hőmérsékleti gradiens-növekedés nem lehetséges.

21. §. A szinoptikus előrejelzés elvei

Az időjárás előrejelzése a szinoptikus helyzet elemzéséből indul ki és két részből áll:

1. a szinoptikus helyzet előrejelzése,
2. magának az időjárásnak, azaz a meteorológiai elemek állapotának és változásának előrejelzése. Bemutatunk itt néhány leglényegesebb elvet, amelyek a szinoptikusnak az előrejelzésnél vezérfonalul szolgál.

1. Az éghajlati adatok felhasználása

Azokat a határokat, amelyek között a szinoptikus folyamatok végbemennek, vagy a meteorológiai elemek adott időben és helyen megváltoznak, éghajlati törvényszerűségek határozzák meg. Ezért a szinoptikusnak jól kell ismernie az éghajlattant, hogy tájékozódni tudjon a szinoptikus folyamatokban, vagy azok várható alakulása felől. Így a hőmérséklet előrejelzésénél számításba vehetjük azokat a szélső hőmérsékleti értékeket, amelyeket az adott körzetben hosszú évek során át megfigyeltek és ez elkerülhetővé teszi a durva hibákat. Ha az éghajlat értelmezését kiterjesztjük a szinoptikus folyamatok statisztikájára is, az adott körzetben kiszámíthatjuk pl. a ciklonok szélső és középső mélységét, sebességét, gyakoriságát stb. Bizonyos esetekben ezeknek a statisztikai törvényszerűségeknek az ismerete megkönnyíti az előrejelzést.

Ha pl. a következőkben ismertetett elvek arra engednek következtetni, hogy a ciklonnak az adott terület abszolút légnyomási minimumánál mélyebbre kell elmélyülnie, akkor a klimatológiai elv arra kötelez, hogy kritikával fogadjuk ezt a következtetést, ellenőrizzük azt és a lehetőséghez képest javítsuk ki.

Ezenkívül előrejelzéseink, különösen a hosszú időre szóló előrejelzéseink, sikeres beválása érdekében lényeges tudni, hogy csupán az éghajlati adatok alapján nem érhetnénk-e el ugyanazokat az eredményeket.

2. A hasonlóságok alapján történő következtetés

A folyamatok további fejlődésére következtethetünk a korábban megfigyelt, megegyező folyamatok hasonlóságaiból is. Ennél a munkánál feltételezzük, hogy a jelenlegi helyzet után a folyamatok továbbfejlődése hasonló lesz ahhoz, ami a mostanival megegyező előző helyzetből kifejlődött. Nem szabad azonban azt hinni, hogy ez a feltevés minden esetben helytálló. A dolog úgy áll, hogy egymáshoz teljesen hasonló szinoptikus folyamatok nincsenek, márpedig az előző folyamattól mutatkozó legkisebb eltérés a következők során nagy eltérést okozhat. Ezért a hasonlóságok alapján történő következtetésnél nagy vigyázattal kell eljárni. A hasonlóságok elvén alapuló előrejelzés valószínűsége természetesen nem éri el a száz százalékot.

A hasonlóságok (hasonló helyzetek) kiválasztása különösen a hosszú időre szóló előrejelzéseknél nyer széles felhasználást. Így, ha pl. az idei év október hava az időjárási folyamatok szempontjából különbözik a szokásostól, vagyis a meteorológiai elemek közepes értékeitől eltérést mutat, a múlt sokévi megfigyelési anyagában kereshetünk hasonló október hónapot és megnézhetjük, hogy az azt követő november milyen volt. Valószínű, hogy az ilyen novemberek bizonyos fokig hasonló jellegűek, a hasonlóság alapján azután következtethetünk az idei november időjárására.

A hosszú időre szóló előrejelzésnél néha alkalmazzák az elmúlt időben lezajlott két jelenség közötti *korrelációs együtthatók* kiszámítását is: a kapott regressziós egyenlet segítségével, az adott helyzetből is elég nagy valószínűséggel megállapítható a másik jelenség értéke, ha az első értéke ismeretes. Lényegében ez is a hasonlóságok alapján történő előrejelzés. Bővebben lásd a X. fejezetben.

A hasonlóságok kiválasztása felhasználható, nem átvilágított térképen, a szinoptikus helyzetben való tájékozódásra is. Ha a múlt hasonló anyagát kiválogatjuk a megvilágított terület helyzetéhez, ezzel tájékozódhatunk a meg nem világított terület egyidejű helyzetének jellegéről is.

3. *A meteorológiai tehetetlenség (inercia)*

A szinoptikai folyamatok és állapotok hosszú ideig tartanak, tehát nagyobb a valószínűsége a meglévő időjárási helyzet megmaradásának, mint a megváltozásnak. Ezt a tényt *meteorológiai tehetetlenségnek* nevezik. A meteorológiai inerciára alapított előrejelzés valószínűsége nagyobb, mint 50%, ami a meteorológiai inercia létezését bizonyítja. A meteorológiai inercián alapuló rövid időre szóló előrejelzések beválása azonban gyakorlati célokra nem elégséges. Ezért az inercia tulajdonságot, mint az előrejelzés segédeszközét, csak egyes esetekben veszik figyelembe. Azonkívül az előrejelzés beválási értékelésénél fontos tudni, hogy előrejelzéseink mennyire múlják felül a csak inercián alapuló prognózisokat.

4. *A folyamatok ritmusosságának figyelembevétele*

Bizonyos szinoptikai folyamatok meghatározott feltételek mellett, nagyobb vagy kisebb meghatározott időközökben leglényegesebb vonásaikban megismétlődnek. Ezzel kapcsolatban a meteorológiai elemek folyamatában is meghatározott időközökben hullámszerű maximumok és minimumok ismétlődése figyelhető meg. Ezeknek a jelenségeknek rendszerint nincs szigorúan időszaki a jellegük, miután a különböző periódusok kölcsönösen álcázzák egymást, azonkívül erősségük és időtartamuk változik.

Az említett ritmusosságot leggyakrabban a hosszú időre szóló előrejelzések különböző módszereinél használják fel. Néha azonban felhasználhatók rövid időre szóló előrejelzésekre is. Így megfigyelték, hogy Európában és az Atlanti-óceánon a ciklonok megjelenése 5—6 napos ismétlődésességet mutat. A néhány napos ismétlődésesség a nyári zivatarok kitörésében is megfigyelhető.

5. *Az extrapoláció alkalmazása*

A szinoptikai előrejelzésben széles körben alkalmazzák az extrapolációt, azaz a folyamatok jövőbeli fejlődésének meghatározását. Így, ha a ciklon középpontja bizonyos irányban meghatározott sebességgel helyeződött át, úgy feltételezhető, hogy ennek az áthelyeződésnek iránya és sebessége a jövőben is megmarad. Ha az áthelyeződés sebessége a múltban változott, közelítőleg meghatározhatjuk a mozgás gyorsulását és feltételezhetjük, hogy a ciklon a jövőben is ezzel a gyorsulással helyeződik át. Hasonlóan járhatunk el a szinoptikai képződmények fejlődésének előrejelzésénél, pl. a ciklon kimélyülésénél, vagy kitöltődésénél. Ennek meghatározásához, tehát a sebesség extra-

polációjához, legalább két, míg a gyorsulás extrapolációjának meghatározásához legalább három egymást követő térkép felhasználása szükséges.

Vannak képletek, amelyek szerint a szinoptikai képződmények fejlődése, sebessége és gyorsulása a térkép bárikus és izallobárikus területének különféle jellege alapján (gradiensek, tendenciák, ezen értékek hányadosai stb., lásd a 74. §-t) kiszámítható. Ezek a képletek a sebesség meghatározásához szükséges térképek számát egyre, míg a gyorsulás meghatározásához szükségesekét kettőre csökkentik, ugyanakkor a képletek, nem ezeknek az értékeknek hosszú időre szóló közepes értékeit adják, hanem azt az értéket, amely megközelíti a jelen időpont értékét.

Eltekintve az extrapoláció gyakorlati fontosságától, világos, hogy egyedül az extrapoláció nem elegendő az előrejelzésekhez. Az extrapoláció segítségével előrejelezhetők ugyan a már meglévő képződmények, de nem látható előre a képződmények kialakulása. Ezenkívül a sebesség, vagy gyorsulás meghatározott időre való megmaradása, amely az extrapoláció alapja lenne, nem mindig bizonyul igaznak. A sebesség és gyorsulás, bizonyos új tényezők megjelenése következtében, már az előrejelzés kiadását követő közeli órákban erősen megváltozhat. Nyilvánvaló, hogy minél kisebb az az időtartam, amelyre az extrapoláció segítségével előrejelzést adunk, annál nagyobb a valószínűsége annak, hogy az előrejelzés beválik.

6. A fizikai következtetések elve

Már többször hangsúlyoztuk, hogy a szinoptikai elemzés fizikai elemzés és a szinoptikus folyamatok, legalább is elvileg, a légkör általános dinamikai és termodinamikai helyzetével magyarázhatók. A szinoptikus meteorológia — különösen az utóbbi 25 év alatt — nagy eredményeket ért el a szinoptikus folyamatok fizikai értelmezésében. Ebből következik, hogy az előrejelzésnél is támaszkodhatunk a folyamatok fizikai lényegének, a légköri képződmények, az időjárás, a földrajzi helyzet közötti fizikai kapcsolatok értelmezésére. A vizsgálandó elv abban áll, hogy az előrejelzésnél nemcsak az előbb leírt formális extrapolációt használjuk fel, hanem ugyanolyan mértékben a fizikai következtetéseket is. A legtöbb esetben ezen az úton nem vagyunk képesek mennyiségi megállapítást tenni és a jelenségek közötti minőségi összefüggésekre, vagy a leginkább megközelítő mennyiségi adatokra alapozunk.

Így ismeretes, hogy a ciklon okklúziós folyamatával összefügg az áthelyeződési sebesség erős csökkenése. Ezt figyelembe véve, a formális extrapoláció összehasonlításában egy lépéssel előre mehetünk: ha azt látjuk, hogy a ciklon közel van az okklúziós állapothoz, úgy előre jelezhetjük mozgásának lassulását. A formális extrapoláció erre nem ad lehetőséget.

Másik példa : ismeretes, hogy az úgynevezett ciklon-regeneráció, vagyis a ciklon másodszori kimélyülése, a szélsebesség erősödése és a növekedő mozgási sebesség a legtöbb esetben a ciklon tartományába betörő új hideg légtömeggel van összefüggésben. Ha azt látjuk, hogy az okkludált és már kitöltődő ciklon közeledik az arktikus fronthoz, vagy az artikus légtömegek közelednek a ciklon tartományához, a regeneráció folyamatát és az ezzel összefüggő változásokat előre láthatjuk. A formális extrapoláció erre sem ad lehetőséget.

Harmadik példa : a légtömeg a tengerről a szárazföldre áramlik. A hőmérséklet és más időjárási elem változását előre láthatjuk, ha figyelembe vesszük

a légtömeg alatt elterülő tenger és szárazföld eltérő sajátosságait. Itt a légtömeg alatt elterülő felületek és a légtömeg tulajdonságai között fennálló összefüggést vesszük figyelembe. Ebben az esetben is túlmentünk a formális extrapoláció lehetőségeinek keretén.

Negyedik példa: az új front keletkezését a légkörben keletkező úgynevezett mozgási deformációs mező stb. kialakulása alapján jelezzük előre.

7. Az időjárás áthelyeződése

A szinoptikus helyzet előrejelzéséből azon az alapon térhetünk át az időjárási prognózisra, hogy a meteorológiai elemek értékei a légtömegek, frontok és légköri örvénylések sajátosságai, amelyek ilymódon meghatározott időjárási folyamat előidézői és hordozói. Ez az időjárási elemek meglévő értékeinek és továbbiak során azok áthelyeződési feltételeinek alapján lehetőséget ad a bekövetkező időjárás feltételeinek előrejelzésére. Így feltételezzük, hogy a meleg fronttal együtt a vele összefüggő csapadéksáv is áthelyeződik, hogy az új körzetbe benyomuló légtömeg ugyanazokat a hőmérsékleti feltételeket adja, amelyeket eredetileg benne megfigyeltek stb.

Itt azonban figyelembe kell venni azt, hogy az időjárási elemek az idő folyamán elsősorban a földrajzi környezet, azaz a földrajzi szélesség, a földfelszín tulajdonságai, a helyi domborulatok stb. befolyása miatt megváltoztatják tulajdonságaikat. Ezért az előrejelzésnél az időjárási tulajdonságokat egyik körzetből a másikba nem szabad egyszerűen átvinni, hanem, főleg a fizikai következtetések elvére támaszkodva, figyelembe kell venni a lehetséges változásokat is.

8. Helyi észlelések felhasználása

Az egyes légtömegen belül lejátszódó időjárási jelenségek világos összefüggést mutatnak a meteorológiai elemek napi menetével, ilyenek pl. a hőzivatarok, kisugárzási fagyok, kisugárzási ködök. Ezek előrejelzésénél jelentős segítséget nyujt az adott hely vagy körzet megfigyelési anyagának abból a célból történő statisztikai feldolgozása, hogy az adott jelenség valószínűségét a megelőző egyik vagy másik meteorológiai elem értékétől függően megállapítsa.

A sokévi megfigyelési anyag alapján olyan táblázatokat és grafikonokat szerkesztenek, amelyek segítségével pl. eldönthető, hogy milyen az éjjeli kisugárzási köd valószínűsége ilyen, vagy olyan esti hőmérsékleti, nedvesség, szél, felhőzeti értékek esetén.

A helyi megfigyeléseket mint kiegészítő anyagot lehet felhasználni a szinoptikus előrejelzés céljára, vagy annak megjavítására. Így, ha megfigyeljük a felhőképződést, meggyőződhetünk arról, hogy a frontnak a megfigyelési helyhez való közeledésére vonatkozó feltevésünk helyes-e, vagy helytelen, vagy ha megfigyeljük a szélirány változásait, meggyőződhetünk arról, hogy a ciklon közeledésére tett feltevésünk helyes-e stb. Különös jelentőségű a helyi megfigyelés akkor, amikor az előrejelzés hiányos adatokat tartalmazó térkép alapján történt, pl. háborús időben és az előrejelzett frontot, vagy ciklont a szinoptikus csak feltételezte.

Különös esetekben, amikor az előrejelzés technikailag lehetetlen, a helyi megfigyelések, legalább is részben, hozzásegítenek a szinoptikus helyzet és a várható időjárás helyes megítéléséhez.

9. Az időjárás kiszámítása

A jelenlegi szinoptikus előrejelzések még messze vannak a teljes értékű beválástól. Az alternatív előrejelzések, vagyis azok, amelyek egymást kölcsönösen kizáró időjárási jelenségekre vonatkoznak és amelyekkel kapcsolatban azt mondhatjuk, hogy az előrejelzett jelenség (pl. eső) bekövetkezett vagy nem, csak meghatározott valószínűséggel bírnak. Ez a valószínűség elég magas ugyan, de kisebb mint 100%. A nem alternatív előrejelzések, pl. a hőmérsékleti előrejelzések, nem mutatnak teljes értékű beválást, vagyis a valódi érték kisebb, vagy nagyobb mértékben eltér az előrejelzett értéktől. Minél kisebb az eltérés, annál jobb az előrejelzés (előfordulhat természetesen teljes megegyezés is). A szinoptikus előrejelzéseknek ez a tökéletlensége egész sor okra vezethető vissza, amelyeket a 83. §-ban ismertetünk. Ezek között az első helyet maga a szinoptikus előrejelzés természete foglalja el, amely jelentős mértékben a formális, vagy statisztikai eljárásokon alapszik (extrapoláció, hasonlóságok keresése stb.), míg a fizikai következtetésben csupán a minőségi meghatározásig jut el. A pontos időjárás előrejelzése csupán számítás útján lehetséges, ahhoz hasonlóan, ahogyan a napfogyatkozást, vagy a bolygók pályáját a csillagászatban előrejelzik.

Mindezen nehézségek ellenére az időjárás előre való kiszámítása, illetőleg a számítás problémája elvileg megoldást nyert és az első komoly ilyen irányú lépéseket a szovjet tudósok már megtették. A meteorológiai elemek jövőbeli értékének kiszámítása a jelen értékekből a légkör termodinamikája és hidrodinamikája alapján differenciál-egyenletek időbeli integrálásával elvileg megoldható.

Hét meteorológiai elem: a sebesség 3, koordináta tengelyek szerinti összetevője, a légnyomás, a sűrűség, a hőmérséklet és a légnedvesség hét egyenlettel: három mozgási, a folytonossági, a gázok állapotegyenletével, valamint a termodinamika első és második törvényével függ össze.

A három első egyenlet differenciál-egyenlet a három sebességkomponens, a sűrűség és a légnyomás között. A folytonossági egyenlet szintén differenciál-egyenlet a sebességi összetevők és a sűrűség között.

Az állapotegyenlet összefüggést állapít meg a sűrűség, légnyomás, hőmérséklet és nedvesség között. A termodinamika alaptörvényei két differenciális összefüggés felállítását teszik lehetővé, amelyek az energia- és entrópia-állapot változását mutatják. Új ismeretlent ebbe az egyenletbe nem vezetnek be: a légtömeg által végzett munkát azok a változók határozzák meg, amelyek a dinamikai egyenletben szerepelnek. A kapott vagy leadott hőmennyiséget mérés alapján adják meg mind a sugárzási, mind a levegő és a földfelszín közötti kicserélődésnél.

Az ismeretlenek száma tehát egyenlő az egyenletek számával, így az egyenlet-rendszer elvben megoldottnak tekinthető. Ha feltételezzük, hogy sem kondenzáció, sem párolgás nincs, vagyis, hogy a levegő nedvesség-tartalma állandó, akkor elhagyhatjuk a termodinamika második tételéből folyó egyenletet és ezzel egyszerűbbé tesszük a feladatot. Ha a felsorolt elemek kezdeti értékei és azok deriváltjai elég pontosak, a határfeltételek megadása után az említett differenciál-egyenletek időbeli integrálásával bármely pont jövőbeli időjárását kiszámíthatjuk.

A feladat teljes megoldásának gyakorlati nehézségei azonban még igen nagyok. Ezek közé tartozik: különösen a szabad légkörben lévő meteorológiai

elemek pontatlan megmérése, főleg a súrlódással és sugárzással összefüggő együtthatók és állandók nem kielégítő ismerete, a kisugárzás értékének változása, a határfeltételek kiválasztásának nehézsége, végül az a tény, hogy az adott egyenletrendszer pontos integrálása még a matematika korszerű eszközeivel sem végezhető el.

A kondenzáció és a csapadékhullás a felsorolt fizikai egyenlet-rendszerrel nem jelezhető előre, mert azok kolloid-kémiai és fizikai tényezőktől függenek (mint a kondenzációs magvak száma, a lehűlés, a részecskék villamos töltése stb.).

Miután a feladat pontos matematikai megoldásánál felmerülő legyőzhetetlen nehézségekre V. Bjerknes 1904-ben rámutatott, azt ajánlotta, hogy grafikus megoldásra korlátozódjunk, a légkör egymásfölötti rétegeire szerkesszük meg a hét változó érték eloszlási térképét, majd rajzoljuk meg ugyanezen elemek eloszlásának térképét bizonyos idő elteltével. A feladat ilyen formában vagy differenciálegyenletekkel, vagy az ezeknek az egyenleteknek alapját képező fizikai-, dinamikai elvek segítségével oldható meg, amelyek az általános problémát részletfeladatokra tagolják szét.

Így Bjerknes mindenekelőtt rámutatott arra, hogy a hidrodinamikai feladat grafikus úton is megoldható, majd grafikusan is ellenőrizhető, hogy a folytonossági egyenlet beteljesül-e. Végül a légtömegek áthelyeződésénél kifejtett munka, valamint a be- és kisugárzás útján történő hőátadás ismeretében, a termodinamika ismert elve alapján, kiszámítható a hőmérséklet és a nedvesség új eloszlása.

Bjerknes a kitűzött feladat megoldására grafikus módszert keresett és első, csupán statisztikai és kinematikai rendszerű eredményeit 1910-ben közölte. Ezt a munkát Bjerknes nem fejezte be. 1922-ben Richardson újra megkísérelte az egyenletrendszer közelítő megoldását számszerű integrálási módszerrel, amelynek az volt a célja, hogy az időjárást 12 órára előre kiszámítsa. A feladat nagyon bonyolultnak és nehéznek bizonyult, az eredmények pedig erősen eltértek a valóságos értékektől. A feladat megoldásának első észszerű módszerét, mint már említettük, I. A. Kibel 1939-ben vezette be a légnyomás és a hőmérséklet előrejelzésére. A hidrotermodinamikai egyenletekből sorozatos egyszerűsítések után két differenciálegyenletet kapunk p, T ismeretlennel, a közelítő megoldás sorbafejtés segítségével történik. A Kibel-módszer alapján történő számítás aránylag rövid idő alatt elvégezhető. Az »első közelítés« analitikus módszere egy grafikai eljárást is lehetővé tesz amellyel gyorsan megállapítható a szinoptikus térképen a légnyomás és a hőmérséklet eloszlása. Ma még a Kibel-féle számítás nem helyettesíti a rendes (minőségi) szinoptikus előrejelzést és csupán annak kiegészítésére szolgál, annál is inkább, mivel a többi elemek (a légnyomással összefüggő szélen kívül) ma még csupán tapasztalati módszerekkel jelezhetők előre. A Kibel-féle egyenletből folyó következtetéseket és azok gyakorlati felhasználását a 31. és 75. §-ban ismertetjük. Az időjárásnak a hidrodinamikai egyenletek alapján történő kiszámításával mások (pl. Giáo) is foglalkoztak, de ezek munkái nem komoly jellegűek.

III. FEJEZET

A BÁRIKUS MEZŐ ÉS A SZÉL

Azok a kérdések, amelyeket ebben a fejezetben adunk elő, javarészükben a dinamikus meteorológiába tartoznak. Könyvünkben azonban ezek a többi fejezettel kapcsolatban állanak, ezért azt ajánljuk az olvasónak, hogy a teljes fejezettel még abban az esetben is ismerkedjék meg, ha a dinamikus meteorológiai tanfolyam anyagát jól elsajátította.

22. §. A légnyomási mező alapfogalmai

1. Izobárfelületek, izobárok

A légnyomás térbeli eloszlását, mint tudjuk, a légkör bárikus vagy légnyomási mezejének nevezzük. Mint skalár mennyiségből származtatott bármely más mező, a bárikus mező is előállítható ekviskalár felületekkel, vagyis az adott mennyiség azonos értékeivel meghatározott felületekkel; ezek a bárikus mezőben az izobárfelületek lesznek, amelyekről már a II. fejezetben beszéltünk.

Tudjuk, hogy az izobárfelületeket a nívófelületek általában metszik. A dinamikus meteorológiából ismeretes, hogy az egyenesvonalú egyenletes, surlódás nélküli mozgásnál az izobárfelületeknek a horizon síkjával (a nívófelületekkel) bezárt hajlásszögének tangense,

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{2\,\omega \sin \varphi}{g} V = \frac{l}{g} V,$$

ahol ω a földforgás szögsebessége és V a szélsebesség. $\varphi = 45°$ és $V = 10$ m/sec értékek esetén az egyenlet alapján $\operatorname{tg} \beta = 10^{-4}$, $\beta = 0°0'21''$. Ezek a számok az izobárfelületek dőlésének nagyságrendjét adják meg; a hajlásszöget, mint látjuk, csak szögmásodpercekkel lehet mérni, a hajlásszög tangensét pedig az egység tizezredrészeivel. — Ezt a nagyságrendet úgy is könnyen meg lehet határozni, ha visszaemlékezünk arra, hogy a légkör alsó rétegeiben a légnyomás a magassággal közelítőleg 8 m-ként 1 mb-ral csökken, míg vízszintes irányban a légnyomás 1 mb-ral rendszerint néhányszor tíz kilométer távolságban csökken. A két távolság — a függőleges és a vízszintes — viszonya szintén a hajlásszög tangensének nagyságrendjét adja.

Az izobárfelületek csupán a teljes nyugalom esetén esnek össze a nívófelületekkel. A valóságban ez csak igen rövid időre és a légkör nem túlnagy részein lehetséges.

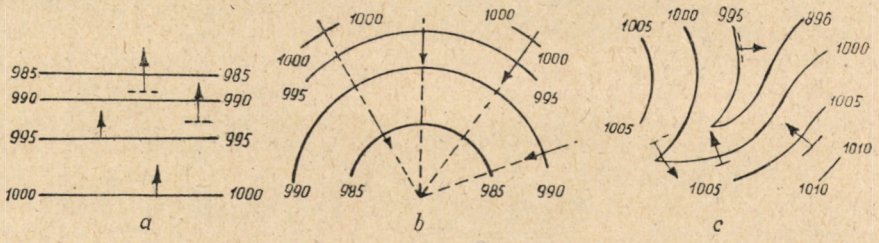
Az izobárfelületeknek a nívófelületekkel alkotott metszése adja az *izobárokat*, az illető nívófelületen az egyenlő légnyomás vonalait. A szinoptikus munkatérképen az izobárokat a *tengerszintben* rajzoljuk meg; erre a célra a síkségi állomások légnyomásadatait az időjárási táviratokban már a tengerszintre vonatkoztatva közlik. Az azonos szintre való átszámítás nélkül lehetetlen lenne a szomszédos, de különböző szintben fekvő állomások légnyomási adatának összehasonlítása. Az izobárok a térképen a magas és az alacsony légnyomás területeit határolják el. A szinoptikus térképen a tengerszintre vonatkozólag megrajzolt izobárok összességét *bárikus képnek* (reliefnek) is nevezzük.

A légnyomás eloszlását a *szabad légkörben*, mint ezt már a II. fejezetben láttuk, nem csupán a főszintre rajzolt izobártérképekkel lehet jellemezni, hanem az *izobárfelületek abszolút topográfiájának térképeivel* is, amelyeken a főizobárfelületeknek a tengerszint feletti dinamikus magasságát ábrázoljuk és az izobároknak megfelelő izohipszákat húzzuk meg (l. 18. §).

2. A bárikus gradiens

A légkör bárikus mezejének bármely pontjában megrajzolható a *bárikus gradiens* (légnyomási gradiens), vagyis az a vektor, amely a ponthoz közelfekvő térben a legerősebb légnyomásváltozás irányát és nagyságát mutatja meg. A bárikus gradiens a légnyomási felülethez húzott normális irányába mutat, a csökkenő légnyomás felé, mig az abszolút értékét a megadott irányban fekvő egységnyi hosszra eső légnyomáscsökkenés fejezi ki, azaz $-\frac{dp}{dn}$.

Ezt a vektort $-\nabla p$ jellel fogjuk jelölni. Az ugyanilyen nagyságú, de a gradienssel ellentétes irányú vektor, amely tehát a növekvő légnyomás irányába mutat, a *bárikus aszcendens* elnevezést viseli és jelölése ∇p. A ∇ szimbólum (nabla, a Hamilton-operátor), $-\text{grad} = \frac{d}{dn}$ ilyenformán *nem* a fent említett érték *gradiensére, hanem aszcendensére* vonatkozik.



16. ábra. Az izobárok és a vízszintes légnyomási gradiens
a — egyenes vonalú izobárok, b — köralakú izobárok, c — tetszőleges alakú izobárok

Megemlítjük, hogy a matematikában a gradiens irányául a skalármennyiség *növekvő* értékei felé mutató normális irányát veszik. Ilyen módon a matematikában (és a hidrodinamikában) gradiensen azt értik, amit a meteorológiában aszcendensnek neveznek. Mi szigorúan a meteorológiai szóhasználatot követjük, amelyben a nemzetközi meteorológiai szervezet ajánlatára 1876-ban egyeztek meg.

A bárikus gradiensnek a vízszintes síkba eső összetevője a *horizontális bárikus gradiens* (vízszintes légnyomási gradiens) elnevezést viseli. A horizontális bárikus gradiens az illető pontban az izobárhoz húzott normálissal párhuzamosan a kisebb nyomás felé mutat, számértéke $-\mathrm{grad}_2 p = -\nabla_2 p = -\frac{\partial p}{\partial n}$, ahol n nem az izobárfelülethez, hanem az izobárhoz húzott normális (l. 16. sz. ábra). A szinoptikai gyakorlatban a horizontális bárikus gradienst általában egyszerűen csak gradiensnek nevezik, míg abban az esetben, ha valamilyen más gradiensről van szó, azt megfelelően körül szokták írni.

A légnyomási gradiens függőleges összetevőjét (a vertikális bárikus gradienst) $-\frac{\partial p}{\partial z}$-vel jelöljük.

Amint tudjuk, az izobárfelület hajlásszögének β értékét tízezredegységekben mérhetjük. Ezért az egész bárikus gradiens a függőón irányához ugyanilyen nagyságrendűen hajlik. Ez azt jelenti, hogy a bárikus gradiens függőleges összetevője a vízszintesnél kb. tízezerszer nagyobb.

3. A gradiens meghatározása az izobártérképen

A vízszintes bárikus gradiens kifejezéséből, a $-\frac{\partial p}{\partial n}$-ből közvetlenül folyik, hogy a vízszintes bárikus gradiens nagysága fordítva arányos az izobárok közötti távolsággal; minél sűrűbben vannak az izobárok a térkép illető részén, annál nagyobb ott a gradiens értéke.

A szinoptikus térképen a bárikus gradiensnek a térkép valamely pontjában felvett közepes értékét úgy határozhatjuk meg, mint a $-\Delta p$ viszonyát a Δn-hez, tehát a véges távolságra eső légnyomáscsökkenés nagyságából. Ehhez az adott részen keresztülhaladó két szomszédos izobár közti legrövidebb távolságot mérjük le. Ez a legrövidebb távolság nyilvánvalóan közel áll mindkét izobár normálisához, teljes pontossággal azonban egyikkel sem egyezik meg. Az erre a távolságra eső izobárértékek különbségét képezve (ami általában 5 mb) a gradiens nagyságát nyerjük. Távolságegységül a gradiens meghatározásánál mindmáig az 1 egyenlítői vagy meridiánfokot (közelítőleg 111 km) használják, így a gradienst mb/egyenlítői fok egységekben mérjük. A gradiensnek ez a gyakorlati egysége $1{,}11 \cdot 10^4$-szer kisebb, mint az abszolút egység (1 dyn/cm³). A leggyakoribb a 2—3 mb/meridiánfok nagyságú gradiens, a 4—5 mb/fokú gradiens már igen nagy és viszonylag ritkán fordul elő (csak viharos szelek esetén). Újabban azt ajánlották, hogy a gradienst mb/100 km egységekben mérjék. Szinoptikai gyakorlatunkba ez az újítás még nem vonult be.

4. A bárikus gradiens meghatározása a bárikus topográfiák térképein

A bárikus topográfiák térképein a gradienst az izohipszák távolsága alapján határozzuk meg. Ha két izohipsza egymástól dn távolságra fekszik, míg a köztük levő és metrikus méterekben kifejezett magasságkülönbség dz, az izobárfelület dőlését a következő egyenlet határozza meg:

$$\mathrm{tg}\,\beta = \frac{dz}{dn} \qquad (1)$$

Ha metrikus méterekről dinamikus méterekre térünk át a (berekben kifejezett geopotenciálértékekre), a

$$10\,dH = g\,dz$$

egyenlet szerint, az izobár felület dőlését a következő egyenlet fejezi ki:

$$\operatorname{tg}\beta = \frac{10}{g}\,\frac{dH}{dn} \tag{2}$$

Ugyanekkor a sztatika alapegyenletének

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -g\varrho$$

segítségével az (1) egyenletből ezt nyerjük:

$$\operatorname{tg}\beta = -\frac{1}{g\varrho}\cdot\frac{\partial p}{\partial n} \tag{3}$$

A (2) és (3) jobb oldalainak összehasonlítása révén

$$-\frac{1}{\varrho}\,\frac{\partial p}{\partial n} = 10\,\frac{dH}{dn}. \tag{4}$$

Minthogy a $\triangle H$ a topográfiák térképein állandó mennyiség, (két izohipsza különbség), a vízszintes bárikus gradiens, a síkra terítve, az izohipszák közti távolsággal fordítva arányos.

Amint láttuk, az $\frac{1}{\varrho}$ szorzó az egységtömegre ható bárikus gradiens erő kifejezésében szerepel. Ez a körülmény az izobártérképekhez viszonyítva nagyon megkönnyíti a gradiens-szél meghatározását a bárikus topográfiák térképei alapján (l. 26. §).

A (3) egyenlet azt mutatja, hogy a bárikus gradiens arányos az izobárfelületek dőlésével és a levegő sűrűségével. A tapasztalat arról tanuskodik, hogy a *bárikus gradiensek közel egyenlő nagyságúak a troposzféra minden magasságában.* Minthogy a levegő sűrűsége a magassággal csökken, ez arra utal, hogy az izobárfelületek dőlése a magassággal ugyanolyan fokban emelkedik. Például 10 km-es magasságban, ahol a levegő sűrűsége $0{,}413.10^{-3}\ g\cdot cm^{-3}$, az izobárfelületek dőlése háromszorosa a földfelszíninek.

5. A bárikus gradiens ereje

Mint ismeretes, a levegő mozgásának oka a nyomás egyenetlen eloszlása, azaz éppen a bárikus gradiens. Az utóbbit tehát erőnek lehet tekinteni. A bárikus gradiens dimenziójából is nyilvánvaló, hogy térfogategységre vonatkozó erőről van szó;

$$[G] = \frac{[p]}{[n]} = \frac{[F]}{[L^2]\,[L]} = \frac{[F]}{[L^3]}$$

Hogy ezt a tömegegységre vonatkoztassuk, a sűrűséggel (ϱ) kell osztanunk (vagy a fajlagos térfogattal $\left(\frac{1}{\varrho}\right)$ szoroznunk). Ennek megtörténtével

a gradiens erő abszolút értékére a következő kifejezést nyerjük:

$$G = -\frac{1}{\varrho}\frac{dp}{dn}.$$

Ennek az erőnek függőleges összetevője, sztatikus egyensúly esetén, a nehézségi erőt egyensúlyozza ($-g$), a sztatika alapegyenlete

$$-\frac{1}{\varrho}\frac{dp}{dz} = g$$

az említett két erő egyensúlyát mondja ki.

A vízszintes összetevő, amelyet a továbbiakban egyszerűen csak gradiens-erőnek nevezünk és továbbra is a G betűvel jelölünk, tízezerszeresen kisebb a függőlegesnél, ami a fentebb mondottakból kitűnik. Határozzuk meg ennek az erőnek a nagyságrendjét. Az 1 mb/meridiánfok gradiens egyenlő 1000 din/cm²/1,11.10⁷ cm-rel. Az osztás elvégzése után a gradiens nagysága $1{,}11.10^{-4}$ din cm³. Ha még a száraz levegő 1000 mb-on és 0°-on észlelhető $\varrho = 1{,}276.10^{-3}$ g.cm^{-3} sűrűségével osztunk, a gradiens erő számértékére $G = 9.\ 10^{-2}$ cm.sec^{-2}, azaz közel 0,1 cm.sec^{-2} értéket kapunk.

Ez a mennyiség, összehasonlítva például a nehézségi gyorsulással, igen kicsi; a gradiens erő folytonos hatása következtében fellépő egyenletesen gyorsuló mozgás azonban igen gyorsan nagyon nagy sebességeket érne el. Így pl. két egymástól 25 mb-ral különböző izobár közti távolságot befutva, a levegő 60 m/sec feletti sebességre tenne szert. Ekkora sebességet a légkörben rendszerint nem észlelnek; ezenkívül a gradiens mentén történő légmozgás sem figyelhető meg.

Ennek oka abban rejlik, hogy a légkörben még más erők is működnek, amelyek a levegő vízszintes mozgását befolyásolják. Ezek az erők a levegő mozgásának irányát a gradiens irányától eltérítik és a sebesség abszolút értékét csökkentik. A részleteket l. alább.

23. §. A szélmező alapfogalmai

1. A szélmező ábrázolása

A légmozgás sebességének térbeli eloszlását *szélmezőnek* (a légkör kinematikus mezejének) nevezzük. Minthogy a szélsebesség vektor, V értékét a mező valamely pontjában három skaláris mennyiséggel lehet megadni, pl. a három tengelymenti összetevővel, következésképpen, V térbeli eloszlását három felületsereggel lehet előállítani, amelyek a három sebességösszetevő azonos értékeiből adódnak. A szélnek a vízszintes vagy a függőleges síkban való eloszlását ilyen esetben a sebességösszetevők egyenértékű vonalaival megrajzolt három térképpel lehet ábrázolni, míg a teljes térbeli szélmezőt a szélmezőn keresztül fektetett síkokban rajzolt hasonló térképekkel.

A szélmező síkmetszeteire az *izogonokat*, az adott síkban *azonos szélirányú pontokat összekötő vonalakat* is meg lehet szerkeszteni, úgyszintén a vízszintes vagy függőleges szélsebesség azonos értékeivel rajzolt vonalakat is.

Az említett ábrázolási módok nem szemléletesek. Sokkal szemléletesebb a szélirány ábrázolása az áramlási vonalakkal, amelyek a szélmező bármely pontjában egybeesnek irány szerint a szélsebesség vektorával. Így a szél-

sebesség a szélmező bármely pontjában az illető ponton áthaladó áramlási vonal érintőjével párhuzamos. Viszont az áramlási vonalak nem adják meg a szélsebesség abszolút értékét, erre a célra még meg kell rajzolni az egyenlő szélsebességek ekviskalár felületeit.

A *térképen* a vízszintes síkba eső széleloszlást (vagy valamely nívófelületen) a következő módokon lehet ábrázolni:

1. vízszintes áramlási vonalakkal, amelyek a szélsebesség vízszintes összetevőjét fogják jellemezni,

2. az egyenlőértékű vízszintes sebességösszetevő izovonalaival,

3. az egyenlőértékű függőleges sebességösszetevők izovonalaival.

Egy sereg ilyen, a különböző szintekre megrajzolt térkép teljes ábrázolást nyujt az egész térbeli szélmezőről. Azonban a gyakorlatban az áramlási vonalak térképeire szorítkozunk, magát a vízszintes síkba eső szélsebességet a térkép egyes pontjaiba (az állomásokhoz) felírt számokkal vagy jelekkel tüntetjük fel. Durva közelítésben a sebességeloszlást az áramlási vonalak sűrűségével is lehet jellemezni, igyekezve azokat közelebb húzni egymáshoz a nagyobb szélsebességet felmutató helyeken. A szélsebesség függőleges összetevőjét egyáltalán nem mérik, de néha különleges célokra kiszámítják (l.alább). A komplex térképen az analízis alkalmával nem rajzoljuk meg az áramlási vonalakat; a szinoptikus azokat elképzeli, maga előtt látva az eléggé sűrű állomáshálózat szélvektorait. A szabad légkör széltérképeire néha felrajzolják az áramlási vonalakat. Ezenkívül az izobárfelületek abszolút topográfiáinak térképein az izohipszákat jó közelítéssel azonosíthatjuk az áramlási vonalakkal (l. 18. §) és rájuk fontos, pl. a divergenciára és konvergenciára vonatkozó tételeket is alkalmazhatjuk, amiket valójában csak az áramlási vonalakra lehet. Természetesen az izohipszák nem egy síkban adják meg a szélirányt (nem egy nívófelületen), hanem az adott izobárfelületen, olyan pontokban, amelyek különböző dinamikus magasságban fekszenek.

2. *Az áramlási vonalak megrajzolása*

Az áramlási vonalak a

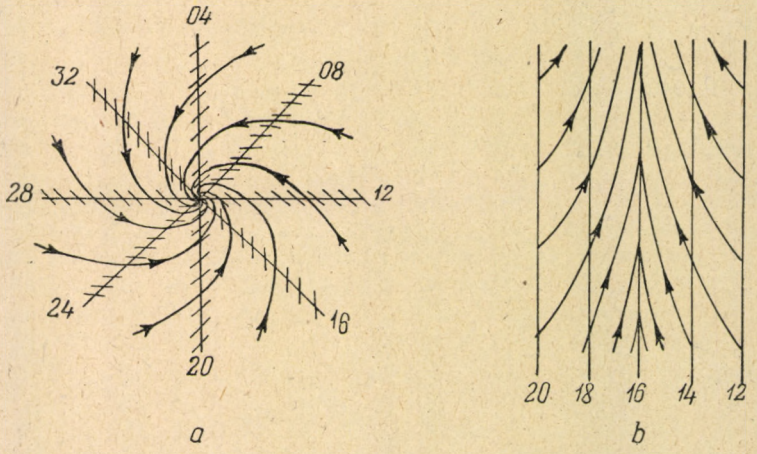
$$\frac{dy}{dx} = \frac{v}{u} = \frac{v(x, y)}{u(x, y)}$$

egyenlőséget tetszőleges (x, y) pontra kielégítik. Az áramlási vonalak alakját ennek az egyenletnek az integrálásával kaphatjuk meg, de általában csak a legegyszerűbb esetekben. A szinoptikus gyakorlatban a sebességösszetevőket matematikai alakban nem lehet megadni. A mindig bonyolult jellegű szélmező az egyes állomásokon végzett észlelésekből ismeretes ugyan, de az áramlási vonalak alakját csupán tapasztalati úton lehet meghatározni.

Az áramlási vonalakat a szinoptikus térképen a legegyszerűbb módon becslés útján, a szélnyilakból határozhatjuk meg. Az áramlási vonal megrajzolását bármely állomáson megkezdhetjük, úgyhogy a szélnyíl ezen az állomáson az áramlási vonal érintője legyen. Az áramlási vonalat símán vezessük, irányát szükség esetén csak lassan változtassuk meg, úgyhogy a soron következő állomásokon, amelyeken az áramvonal keresztül halad, a szélnyilak mindenütt érintők legyenek. Emlékeztetnünk kell még arra is, hogy az áramlási vonalak egymást csak olyan pontokban metszhetik, ahol

a sebesség értéke zérus, nem kezdődhetnek és nem végződhetnek csak az ú. n. különleges pontokban, amelyekről alább szólunk. A térképszegélyen az áramlási vonalak természetesen megszakadnak.

Az áramlási vonalak meghúzására nagyobb pontosságot szolgáltató módszert is lehet alkalmazni. Minden egyes szélirányt számmal jelölünk, pl. a régi szinoptikus kód 32-es skálája szerint. Ezeket a számokat a térképre írjuk és megrajzoljuk az egyenlő szélirányokat mutató pontokon keresztül az egyenlő szélirányok vonalait, az ú. n. izogonokat (egyenlő szögek vonalai).



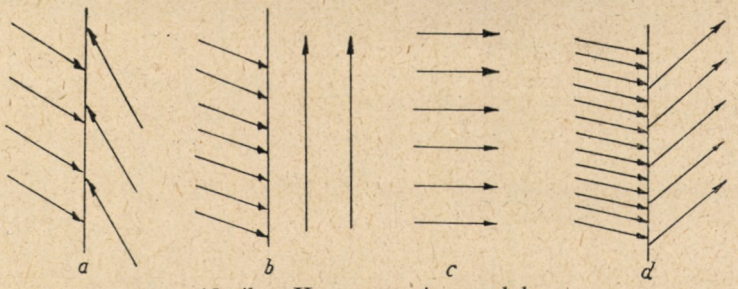
17. ábra. Konvergencia-pont (*a*) és konvergencia-vonal (*b*) az izogonok és áramlási vonalak mezejében

Ezeket a vonalakat az esetek többségében könnyebb meghúzni, mint általában az izovonalakat. Egyelőre kizárjuk azokat a pontokat, ahol a szélsebesség nulla és ahol több, néha valamennyi izogon metszi egymást. Ezek az ú. n. különleges pontok. A megrajzolt izogonok közé még be lehet iktatni a közbeeséseket. Ezután minden izogonra kis vonalkákat rajzolunk, abban az irányban, amelyet az izogonhoz tartozó számérték ad. Majd a térkép egész felületét sűrűn és egyenletesen befedjük ezekkel a kis vonalakkal, úgy mintha egy ideálisan sűrű állomáshálózattal volna dolgunk. A vonalkák ilyen módon elkészített rendszerében könnyebb és pontosabb az áramlási vonalak megrajzolása, mint a sokkal ritkább és nem egyenletes eloszlású állomáshálózat szélnyilai alapján.

3. A szélmező különleges pontjai és vonalai

Az áramlási vonalak meghúzásánál a legnagyobb figyelmet a szélmező különleges pontjai és vonalai igénylik. A 17. sz. ábrán két példát látunk. Az első példa az *összeáramlási (konvergencia) pont*, amelyet az izogonmezőben az óramutató forgásával egyező irányban növekvő számértékeket mutató valamennyi izogonvonal egybefutása jellemez. Az izogonok a 04, 08 stb. számokkal vannak végigszámozva, míg a hozzátartozó szélirányokat mutató vonalkákat csak néhány áramlási vonalra rajzoltuk meg. Az áramvonalak alakja az izogonok közös metszéspontjában összefutó spirális. A második példa az *összeáramlási (konvergencia) vonal* ábrázolására szolgál. Ez olyan

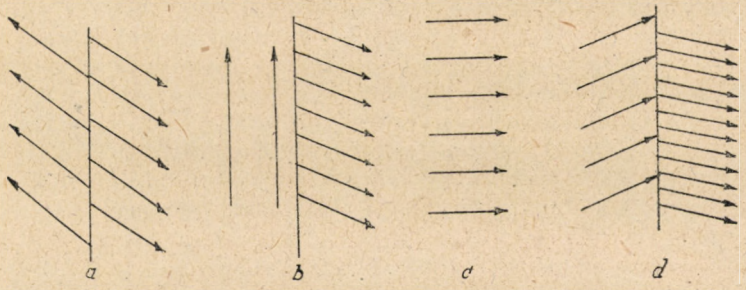
vonal, amelyben összefutnak vagy amelybe beletorkollnak, azaz konvergálnak az áramlási vonalak. Az adott példában az áramlási vonalak két oldalról futnak össze, ezért a vonalat a *kétoldali konvergencia* vonalának nevezzük. Ha az áramlási vonalak irányítása a rajzon ábrázolttal ellentétes, a *szétáramlási (divergencia) pontot* és a *szétáramlási* vagy *divergencia vonalat* nyerjük. Az ilyen ponttól vagy vonaltól az áramlási vonalak eltávolodnak. A konvergenciára és divergenciára a »divergencia« általános kifejezést lehet bevezetni, a konvergenciát negatív divergenciának tekintve. Legújabban azt javasolták,



18. ábra. Konvergencia-vonalak
a — kétoldali konvergencia, b — egyoldali konvergencia, c — elmozdulás, d — elmozduló mozgás ráhelyeződése az egyoldali konvergenciára.

hogy a divergencia helyett a »*vergencia*« kifejezést használják az általános jelölésre. A *következőkben ezt fogjuk mi is alkalmazni*, a »divergencia« kifejezést kizárólag a pozitív vergenciára alkalmazva, míg a negatív vergenciát *konvergenciának* fogjuk nevezni.

Érdekes még megjegyezni, hogy a különleges vonalak nem tükröződnek az izogonok eloszlásában. Látjuk, hogy a második példában, konvergenciavonal esetén, az izogonok egymással párhuzamos egyenközű egyenesek. Sokkal szembeötlőbb a különleges pontok és vonalak kapcsolata a légnyomási mezővel.



19. ábra. Divergencia-vonalak
a — kétoldali divergencia, b — egyoldali divergencia, c — elmozdulás, d — egyoldali divergencia és elmozdulás egymásrahelyeződése

Mint a következő fejezetben látjuk majd, az alacsony nyomású terület középpontja konvergenciapont a talajközeli szélmezőben, míg a magasnyomású terület középpontja divergenciapont. Az úgynevezett csatorna tengelye (középvonala) konvergenciavonal, míg a léghátság vagy gerinc, azaz a magasabb nyomású sáv tengelye divergenciavonal.

Elképzelhető olyan szélmező is, amelyben (l. 18. ábra) az áramlási vonal kétoldali konvergenciájára a konvergenciavonalra merőleges irányban egy

eléggé erős elmozdulás helyeződik rá. Így kapjuk az úgynevezett egyoldal konvergenciát, míg az áramlási vonal még nagyobb általános elmozdulásának esetében: az áramlási vonalak az egyik oldalon a konvergencia-vonaltól már elirányulnak. Viszont másfelől a konvergencia erősödik, az adott különleges vonalhoz több levegő folyik, mint amennyi eláramlik és így meg lehet tartani arra az esetre is a konvergenciavonal elnevezést.

A divergenciavonalak hasonló módosulatai is elképzelhetők (l. 19. ábra).

4. *Az áramlási vonalak konvergenciája és divergenciája*

Az áramlási vonalak divergenciája és konvergenciája, azaz közeledésük vagy széttartásuk a különleges pontok és vonalak jelenléte nélkül is létrejöhet. Az áramlási vonalak a térkép egyes részein egymáshoz közelednek, konvergálnak, míg másutt egymástól eltávolodnak, divergálnak. Az áramlási vonalak vergenciája lehet *szabad*, azaz olyan, amelyet a légkör bárikus és kinematikus mezejében fellépő háborgások önmaguktól hoztak létre. Ilyen pl. a mozgás állandósultságának megszűnésekor a ciklonok vagy anticiklonok szabad légkörében az áramlási vonalakon fellépő vergencia.

A légkör legalsó kilométereiben az áramlási vonalak vergenciáját jelentős mértékben a súrlódás jelensége határozza meg; ennek az erőnek a puszta jelenléte a földfelszínen nagyobb szélösszetevőt létesít a gradiens irányában és erőteljes áramvonalkonvergenciát hoz létre a ciklon középpontja felé és divergenciát az anticiklon középpontjától kifelé. A vergenciának ezt a faját, amely a földfelszín jellegével az ismert mértékű kapcsolatban áll, *súrlódási vergenciának* nevezzük. Nagysága a földfelszín jellegével együtt változik, pl. a tengerről a szárazföldre vagy ellenkező irányú átmenetnél, minthogy a tengeren a súrlódás kisebb és a gradiens irányától való szélelhajlás nagyobb, mint a szárazföldön. Ugyanekkor a kisebb súrlódás folytán a tengeren a szélsebesség nagyobb, mint a szárazföldön. Ezzel kapcsolatban a tengerről a szárazföldre tartó áramlásnál a part vonala mentén konvergenciavonal alakul ki, míg a szárazföld felől a tenger felé tartó áramlásnál divergenciavonal.

Az áramlási vonalak vergenciája lehet *kikényszerített*, azaz olyan, mit az illető hely függőleges tagoltságának befolyása hoz létre az áramlási keresztmetszeten. Az áramlási vonalak konvergenciája ott jön létre, ahol az áramlás keresztmetszete szűkül, mint pl. keskenyedő szakadékon való átáramláskor vagy amikor a légáramlás olyan akadállyal találkozik, amelyet meg kell kerülnie. Így pl. különösen erősen sűrűsödnek az áramlási vonalak a partvonal vagy hegylánc kiszögeléseinél, ha azokkal párhuzamosan fúj a szél (szöglethatás).

A szélmező azon részein, ahol az áramlási vonalak közelednek, a szélsebességnek stacionárius mozgás esetén növekednie kell; ott, ahol az áramlási vonalak széttartanak, csökkenie (l. alább). Így pl. a Tatár-tengerszorosban (az ázsiai kontinens és Szachalin között) az északi szelek közismerten erősek, az áramlási vonalak topográfiai konvergenciája miatt. Az északi szelek Vladivosztok körzetében is hirtelen megerősödnek, mivel a légáramlás a Vladivosztokhoz vezető kijáratban, a hegyláncok között, délfelé szűkülő völgyben halad. A partvonal kiszögelésénél az áramvonalak egymáshoz való közeledése is növeli a szél sebességét. Ilyen jelenségekre példákat a legkülönbözőbb vidékre nagy számban lehet felhozni.

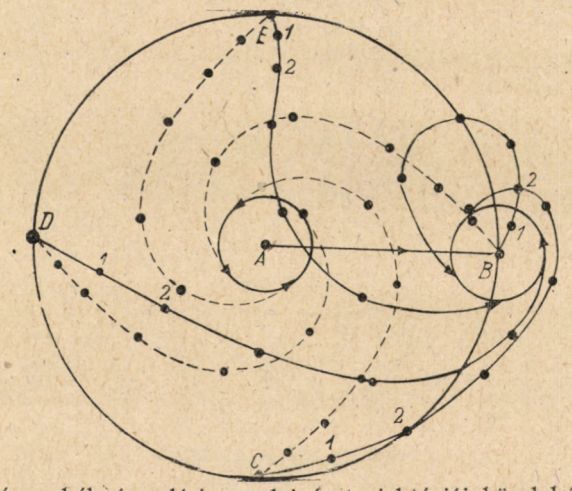
Természetesen az *áramvonalak vergenciája nem kizárólagosan a vízszintes szélsebességkomponens térbeli változását hozza létre*, hanem a *függőleges*

sebességösszetevő felléptéhez vagy térbeli megváltozásához is vezethet. Így a konvergenciát felszálló áramlás kíséri, amely különösen éles a konvergenciapont vagy vonal — közelében ; ezzel szemben a divergencia leszálló áramlása áll kapcsolatban. Végül, minthogy a levegő összenyomható folyadék, a vergencia a sűrűség helyi változását idézheti elő (miközben a mozgás már nem marad stacionárius). Mindkettőről alább részletesen beszélünk.

Az áramlási vonalak divergenciájának fogalmát nem szabad összezavarni a vektor vergenciájának (divergenciájának) fogalmával, amelyről később lesz szó. Amint majd látjuk, a sebesség vergenciáját nemcsupán az áramlási vonalak vergenciája határozza meg, hanem az áramlási vonal irányába eső szélsebességváltozás is.

5. *A levegő trajektóriái*

Az áramlási vonalak a sebesség térbeli eloszlását adják meg egy időpontban. Ha a mozgás nem stacionárius, azaz, ha a szélsebesség a mező egyes pontjaiban az idő folyamán változik, az áramlási vonalak alakja is más lesz az idők folyamán. Ezért nem szabad az áramlási vonalakat a légrészecskék pályájával, azaz a levegő trajektóriáival összetéveszteni. Csupán *stacionárius mozgás esetén marad meg minden légrészecske az idők folyamán ugyanazon az áramlási vonalon* és csak ekkor lesznek, következésképpen, a *trajektóriák* az áramlási vonalakkal azonosak.



20. ábra. A légrészecskék áramlási vonalai és trajektóriái köralakú izobárok mellett, mozgó ciklonban

A trajektóriák egyenlete :

$$u = u(x, y, t) \qquad v = v(x, y, t),$$

míg az áramlási vonalak egyenlete

$$u = u(x, y), \qquad v = v(x, y).$$

Az áramlási vonalak és a trajektóriák közötti különbségre a következő vázlatos ábrával lehet rámutatni. Képzeljünk el ciklont, köralakú izobárokkal (l. 20. ábra). A rajzon vékony folytonos vonallal két ilyen izobár van ábrá-

zolva. Az áramlási vonalak a földközelben az óramutató járásával ellenkezőleg futnak, az izobárokat az alacsonyabb légnyomás felé szög alatt metszik és így spirálisokban haladnak, amelyek a ciklon középpontja felé tartanak össze (l. a következő fejezetet). Az ábrán négy ilyen áramlási vonal van megrajzolva pontozott vonallal a külső és a belső izobár között. Ha a ciklonrendszer nem mozog, az egyes *B*, *C*, *D*, *E* részecskék útja is spirális lesz, amely az áramlási vonallal egybeesik. A részecskék egymásra következő helyzeteit a spirálisokon ebben a stacionárius helyzetben köröcskék jelzik.

Ha maga a ciklon is mozog valamilyen irányban, az egyes részecskék útja az áramlási vonalak spiráljain történő mozgásnak és maguknak a vonalaknak az izobárokkal együtt bekövetkező elmozdulásának egymásrahelyeződéséből adódik. Tegyük fel, hogy amig a légrészecskék a külső izobárról a belsőre mennek át, a ciklon középpontja az *A* pontból a *B*-be mozdul el. Ekkor a légrészecskék trajektóriáit a 20. ábrán a vastagon kihúzott vonalak ábrázolják, rajtuk a kis körök a részecskék egymásra következő helyzeteit ugyanazokra az időpontokra adják, mint a stacionárius eset spiráljain.

Látjuk, hogy a légrészecskék trajektóriái különböző alakúak lesznek, attól függően, hogyan fekszik a pont a ciklon középpontjához viszonyítva és milyen a mozgási iránya.

6. *A levegőtrajektóriák megszerkesztése*

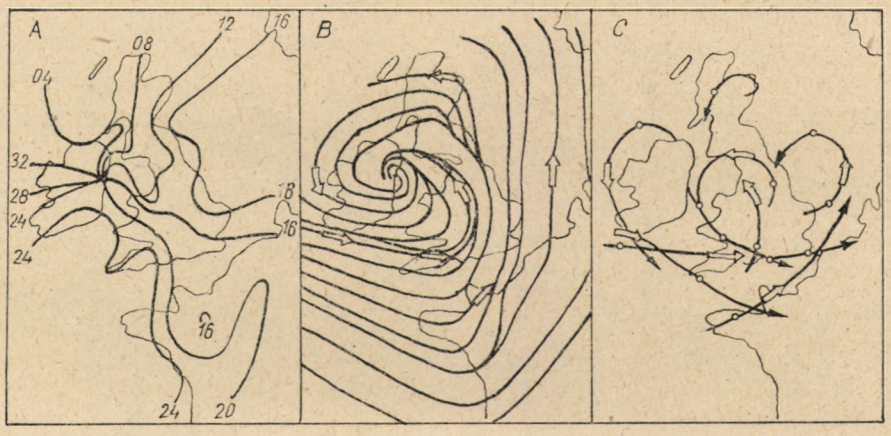
A levegőtrajektóriák megszerkesztéséhez sűrű észlelési hálózat és rövid időközökben megrajzolt térképek kellenek. Tegyük fel, hogy a szél az egyik állomáson SW irányból 25 km/h sebességgel fuj. Nagyobb hiba nélkül az is megengedhető, hogy a közeli órákban a szél irányát és sebességét az állomás közelében megtartja. Így a levegőrészecske 3 óra alatt az állomásról NE-re, 75 km távolságra fekvő pontba megy át. Rajzoljuk fel a térképre ezt a két pontot és huzzuk meg a köztük levő egyenes szakaszt. A következő térképen, 3 óra mulva, valamilyen más szélsebességet és szélirányt rajzoljunk fel, és ezekből az adatokból kiindulva szerkesztjük meg a részecske útját a következő 3 órára és i. t. Így végül is törtvonalat kapunk, amely a részecske tényleges trajektóriáját megközelíti. A trajektória egyes pontjaihoz fel lehet jegyezni azokat az időpontokat, amikor a részecske ezekben a pontokban tartózkodott, ily módon a részecske sebességéről szemléletes képet kapunk. Így szerkesztjük meg a részecske trajektóriáját, azt rövid időre az áramlási vonallal azonosítva, de számításba véve az áramlási vonalnak az egyik észlelési időponttól a másikig bekövetkezett változását.

Az áramlási vonalak és a trajektóriák közötti lényeges különbség abban is kifejezésre jut, hogy a trajektóriák a többi trajektóriákat metszhetik, velük hurkot alkothatnak és i.t.

A szinoptikus térképen csupán a részecskék vízszintes mozgását lehet követni. Viszont függőleges sebességösszetevő jelenléte esetén az egyik részecske felemelkedhetik a földfelszínről és helyét egy másik foglalja el. Így a részecskék azonosításához, amelyek pályáját követjük, egyik vagy másik konzervatív sajátság változását is követni kell a részecske útvonalán (pl. a fajlagos nedvességét). Ha a részecske végig ugyanaz marad, ennek az elemnek az értéke is az egész trajektórián közel ugyanaz és csak lassan változik.

A 21. ábrán az 1902. március 24—25-i ciklon esetében ábrázoltuk a 24-i 19 órai helyzet izogonjait és áramlási vonalait, valamint a III. 24. 08—

25. 07 óra időszakra néhány részecske trajektóriáját. A trajektóriákon az első köröcske 13 órára vonatkozik, a kettős nyíl a 24-én 18 h-tól 20 h-ig megtett utat adja. A következő köröcske a 25-i 01 órai helyzetet jelzi, míg a nyíl vége a 25-i 07 órait. Az áramlási vonalak és a trajektóriák alakja és görbültsége közötti éles különbség ebből a tényleges tapasztalatból vett példából is nyilvánvaló.



21. ábra. Izogónok és áramlási vonalak 1902. március 24-én 19 órakor és a levegőrészek trajektóriái március 24-én 0 órától 25-én 7 óráig

7. *A sebesség vergenciája*

A vergencia (divergencia) fogalmával gyakran találkozunk a légáramlások, valamint ezeknek a légnyomási mezőhöz való kapcsolatuk leírásánál. Ezért itt a dinamikus meteorológia néhány, erre a fogalomra vonatkozó megállapítására kell emlékeztetnünk.

A szélmező bármely pontjához hozzá lehet rendelni a *sebességi divergenciának* pozitív, negatív vagy nulla értékű, határozott értékét.

A teljes egyértelműség érdekében, amint azt már a 22.§-ban az áramlási vonalakra vonatkozólag tettük, a divergenciára, az *előjeltől függetlenül*, a vergencia kifejezést fogjuk használni, de megtartjuk az általánosan elfogadott »div« szimbólumot. A »divergencia« megjelölést a pozitív vergenciára, a vele ellenkező értelmű »konvergencia« megjelölést a negatív vergenciára tartjuk fenn.

A sebesség vergenciája skalár-mennyiség, amelyet a sebességhez a következő összefüggés kapcsol:

$$\operatorname{div} \mathbf{V} = \nabla \mathbf{V} = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z},$$

ahol u, v, w az x, y és z tengely irányába eső sebességösszetevők. Ez a kifejezés azt jelenti, hogy az adott pontban a sebesség vergenciájának a légrészecske egységhosszúságnyi útjára eső sebességváltozását nevezzük. Jóelőre azt is megmondhatjuk, hogy

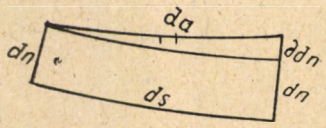
$$\operatorname{div} \mathbf{V} = -\frac{1}{\varrho} \frac{d\varrho}{dt},$$

ahol $\frac{d\varrho}{dt}$ a sűrűség individuális változása. Összenyomhatatlan folyadékban div $\mathbf{V}$ mindig zérus, mivel a sűrűség individuálisan nem változik. Hasonlóképpen a $\varrho\,\mathbf{V}$ (a fajlagos mozgásmennyiség) a vektormezőben

$$\operatorname{div} \varrho\mathbf{V} = -\frac{\partial \varrho}{\partial t},$$

ahol $\frac{\partial \varrho}{\partial t}$ a sűrűség időbeli lokális változása a mező adott pontjában.

Adjuk meg most a sebességi vergencia szemléletes kifejezését, amely a Descartes-féle koordinátarendszertől független lesz, egyszerűség kedvéért tisztán vízszintes mozgásra, ahol függőleges sebességi összetevő nincs. Azért, hogy a csak vízszintes mozgást tartalmazó kifejezéseket az általánostól megkülönböztessük, a 2 indexet fogjuk használni.



22. ábra. A vergencia fogalmához

A szélmezőben határoljunk körül egy egységnyi vastagságú és vízszintes irányban $d\mathbf{s} \times d\mathbf{n}$ nagyságú elemi térfogatot, ahol $d\mathbf{s}$ az áramlási vonal egy eleme, míg $d\mathbf{n}$ az áramlási vonal normálisa (l. 22. sz. ábra).

Az alsó és felső, valamint a két oldalsó határfelület a $\mathbf{V}_2$ sebességgel párhuzamos ; rajtuk keresztül levegő nem áramlik az elemi térfogatba vagy abból kifelé. Ennek következtében az elemi térfogat úgynevezett *áramlási cső*. A $d\mathbf{n}$ és $d\mathbf{n}'$ által alkotott felületek az áramlásra merőlegesek, ezért az elsőn keresztül a térfogategységbe a $\mathbf{V}_2 d\mathbf{n}$ nagyságú szélvektor (beáramlása) lép be, míg a másodikon keresztül ugyancsak az időegység alatt a $\mathbf{V}_2' d\mathbf{n}$ vektor lép ki (kiáramlás). Ezek a mennyiségek egyben azt a levegőmennyiséget is megadják, amely a jelzett felületeken keresztül egységnyi idő alatt átáramlik. Különbségük

$$A = \mathbf{V}_2' \cdot d\mathbf{n}' - \mathbf{V}_2 \cdot d\mathbf{n}$$

azt mutatja, hogy mennyivel nagyobb az első kiáramló térfogat a másik beáramló térfogatnál. Az A mennyiséget *teljes kiáramlásnak* nevezzük.

Ilyenformán A a teljes kiáramlást, a kiválasztott elemi térfogat időegység alatti megnagyobbodását jelenti. Minthogy

$$\mathbf{V}_2' = \mathbf{V}_2 + \frac{\partial \mathbf{V}_2}{\partial s} \cdot ds \quad \text{és} \quad d\mathbf{n}' = d\mathbf{n} + \frac{\partial d\mathbf{n}}{\partial s} ds,$$

így az elemi térfogatra vonatkozó kiáramlás

$$A = \frac{\partial V_2}{\partial s} ds\, dn + V_2 \frac{\partial dn}{\partial s} ds, \tag{1}$$

ha a magasabbrendű kicsiny mennyiségeket elhanyagoljuk. Ha most még $ds \cdot dn = 1$, azaz, ha térfogategységről van szó, a kiáramlás

$$\frac{\partial V_2}{\partial s} + \frac{V_2}{dn} \frac{\partial dn}{\partial s} = \operatorname{div}_2 \mathbf{V}. \tag{2}$$

Ez a kifejezés is a sebesség-divergencia elnevezést viseli, az általunk elfogadott terminológia szerint ez a sebességvergenciát jelenti, *tisztán vízszintes*

mozgásra. Ennek következtében a sebességvergenciát úgy értelmezhetjük, mint a *sebességvektor teljes kiáramlását a légkörben kiválasztott egységtérfogatból.*

A fentebb kifejtettek értelmében azt is lehet mondani, hogy a sebességvergencia a szélmező térfogategységnyi levègőjének változása az időegység alatt. Ha a vergencia pozitív, azaz a kiáramlás meghaladja a beáramlást, a térfogat csökkenése, míg a negatív vergenciánál a térfogat növekedése következik be.

A (2) alatti kifejezésben az első tag a sebesség abszolút értékének változását adja az áramlás irányában ; ez a *sebesség abszolút értékének vergenciája.* A kifejezés második tagja, a 22. sz. ábrának megfelelően $\frac{\partial dn}{\partial s} = d\alpha$; a kifejezés második tagja így is írható $V_2 \frac{d\alpha}{dn}$.

Innen a végső eredmény :

$$\mathrm{div}_2 \mathbf{V} = \frac{\partial V_2}{\partial s} + V_2 \frac{d\alpha}{dn}. \tag{3}$$

Ebben a kifejezésben a $\frac{d\alpha}{dn}$ az a kis szög, amellyel két $dn = 1$ távolságra fekvő áramvonal egymástól eltávolodik. Másképpen a div_2 **V** kifejezésében a második tag az áramlási vonalak széttartásának nagyságát adja meg, megszorozva a sebesség abszolút értékével ; *ezt irányvergenciának* nevezzük.

Ilyenformán arról győződtünk meg, hogy a sebesség vergenciája a mezőben a mozgás irányába eső sebességváltozásból és a sebességgel megszorzott irányvergenciából tevődik össze. Ha az áramlási vonalak párhuzamosak, de $\frac{\partial V_2}{\partial s} \neq 0$, a sebességi vergenciának nullától különböző értéke van. Ellenkezőleg, divergáló vagy konvergáló áramlási vonalak mellett is lehet a vergencia nulla értékű, ha az első tag a másodikat kompenzálja, azaz, ha

$$\frac{\partial V_2}{\partial s} = -V_2 \frac{d\alpha}{dn}. \tag{4}$$

Ez azt jelenti, hogy a sebességvergencia nélküli mezőben a mozgás irányába eső sebességnövekedés kompenzálja az áramlási vonalak konvergenciáját, míg a sebesség csökkenése az áramlási vonalak divergenciáját.

Ha pl. $V_2 = 10$ m/sec, $\frac{\partial V_2}{\partial s} = 1$ m/sec, úgy $\frac{d\alpha}{dn} = -0{,}1$ radián.

Abban az esetben, ha a **V**-nek függőleges összetevője is van, a sebesség teljes vergenciája (amit div **V**-vel jelölünk) a következő kifejezéssel egyenlő, ahol a div_2 **V** a tisztán vízszintes mozgás esetére fentebb meghatározott vergencia :

$$\mathrm{div}\, \mathbf{V} = \mathrm{div}_2 \mathbf{V} + \mathrm{V} \frac{d\beta}{dz}, \tag{5}$$

ahol $\frac{d\beta}{dz}$ a kiválasztott áramlási csőben a felső áramlási vonalaknak az alsókhoz való hajlásszöge.

Descartes-féle rendszerben a (2) és (3) kifejezés azonos a

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = \mathrm{div}_2 \mathbf{V} = \nabla_2 \mathbf{V}$$

kifejezéssel, míg az (5) egyenlet a

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = \mathrm{div}\mathbf{V} = \nabla \mathbf{V} \tag{6}$$

egyenlettel.

8. A vízszintes sebességvergencia meghatározása a szinoptikus térkép alapján

A $\mathrm{div}_2 \mathbf{V}$ közelítő kiszámolását a szinoptikus térkép adataiból is végrehajthatjuk, a vergencia koordinátás kifejezését használva fel. A szélvektor minden jelentőállomáson két összetevőre bontható : a szélsebességi és hosszúsági körökkel párhuzamos komponensre. A délkörmenti összetevő értékét rávezetjük a térképre, majd az összetevők izovonalait rajzoljuk meg. Hasonló térképet kell készítenünk a szélességi összetevőre is.

Az első térképből könnyen meghatározható a $\frac{\partial u}{\partial x}$ közelítő értéke, a másodikból a $\frac{\partial v}{\partial y}$,,természetesen nem a határértékek, hanem véges mennyiségek hányadosaként. A nyert mennyiségeket tetszőleges pontra összegezve a horizontális sebességi vergenciát kapjuk, mert

$$\mathrm{div}_2 \mathbf{V} = \frac{du}{dx} + \frac{dv}{dy}.$$

9. A mozgásmennyiségek vergenciája és a folytonossági egyenlet

Ha $\mathbf{V}$ helyett a $\varrho\mathbf{V}$ vektort tekintjük, ami a fajlagos mozgásmennyiség (azaz a térfogategységre eső $m\mathbf{V}$ mozgásmennyiség), erre a vergencia szintén meghatározható. $\mathrm{div}\,\varrho\mathbf{V}$ a $\varrho\mathbf{V}$ vektor teljes kiáramlását fogja adni az elemi térfogat felszínén keresztül, ha az elemi térfogat éppen egységnyi. Viszont a $\varrho\mathbf{V}$ vektor áramlása maga az az anyagmennyiség, amely térfogaton az időegység alatt átáramlik (megfelelőn annak, hogy a $\mathbf{V}$ vektor árama maga a térfogat). Nevezzük az időegység alatt valamely felületen átáramló anyagot anyagáramlásnak. Így a $\mathrm{div}\varrho\mathbf{V}$ az anyagbeáramlás és kiáramlás különbsége (a kiáramlási többlet a beáramlással szemben), azaz *a térfogategység teljes anyagkiáramlása az időegység alatt.* Pozitív $\varrho\mathbf{V}$ anyagkiáramlásra mutat, míg a negatív beáramlásra a térfogatba. Ezért a $\mathrm{div}\varrho\mathbf{V}$ tömegvergenciának is nevezhető.

Minthogy az anyag nem semmisül meg és nem keletkezik, valamint a rendelkezésre álló teret teljesen, hézag nélkül kitölti, a pozitív $\mathrm{div}\,\varrho\,\mathbf{V}$ mellett az elemi térfogatban levő levegőtömegnek megfelelően csökkennie kell, míg negatív $\mathrm{div}\,\varrho\,\mathbf{V}$-nél növekednie. De a térfogategységben foglalt anyagmennyiség abszolút-érték szerint a sűrűséggel egyenlő. Ezért a $\mathrm{div}\,\varrho\,\mathbf{V}$ az időegység alatti lokális sűrűségváltozással $\left(\frac{\partial \varrho}{\partial t}\right)$ a következő kapcsolatban áll

$$\mathrm{div}\ \varrho\mathbf{V} = -\frac{\partial \varrho}{\partial t}. \tag{7}$$

Ezt az összefüggést *folytonossági egyenletnek* nevezzük.

A (7) alatti kifejezés a következő módon alakítható át:

$$\operatorname{div} \varrho \mathbf{V} = \varrho \operatorname{div} \mathbf{V} + \mathbf{V} \nabla \varrho, \tag{8}$$

ahol $\nabla \varrho$ a sűrűség aszcendense. Viszont

$$\frac{d\varrho}{dt} = \frac{\partial \varrho}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla \varrho, \tag{9}$$

ahol $\frac{d\varrho}{dt}$ a levegőrészecske időegység alatti individuális sűrűségváltozása, míg a $\frac{\partial \varrho}{\partial t}$ ugyanennek a lokális változása — ugyancsak az időegység alatt — a mező adott pontjában, míg a $\mathbf{V} \cdot \nabla \varrho$ a sűrűségváltozás, amelyet a mező egyik pontjából a másikba $\mathbf{V}$ sebességgel lefolyó tömegátáramlás hozott létre.

A (8) és (9) egyenletek összehasonlításából a folytonossági egyenletet a következő alakban kapjuk

$$\frac{d\varrho}{dt} = -\varrho \operatorname{div} \mathbf{V} \tag{10}$$

vagy

$$\operatorname{div} \mathbf{V} = -\frac{1}{\varrho} \frac{d\varrho}{dt}. \tag{10'}$$

Az utóbbi egyenlőségből látható, hogy a levegőrészecske individuális sűrűségváltozása, a sűrűség teljes nagyságához viszonyítva, a sebességi vergenciával egyenlő, ellenkező előjellel véve.

10. A sebesség és a sűrűség kapcsolata a változó keresztmetszetű áramlásokban

Vonjunk le a fentiekből néhány következtetést.

Ha az áramlási vonalak divergálnak, vagyis az áramlási keresztmetszet növekszik, de a sebesség változatlan, a $\operatorname{div}_2 \mathbf{V}$ a (3) szerint pozitív. Következésképpen, a (10') szerint kell, hogy a levegő a mozgás folyamán individuális sűrűségcsökkenést szenvedjen.

Az áramlási vonalak konvergenciája esetén (az áramlási keresztmetszet szűkülésekor) a $\operatorname{div}_2 \mathbf{V} < 0$ és $\frac{d\varrho}{dt} > 0$, azaz a sűrűség a mozgás folyamán növekszik.

Ha az áramlási keresztmetszet változásakor a sűrűség változatlan, ez azt jelenti, hogy a $\operatorname{div}_2 \mathbf{V} = 0$. Minthogy azonban ilyenkor áramvonalvergencia van, ezt a sebesség (4) szerinti megfelelő változásának kell kompenzálnia. *Az áramlási vonalak divergenciája esetén változatlanul maradó sűrűség mellett a sebességnek csökkennie, konvergencia esetén pedig növekednie kell.*

A légáramlásokat a szinoptikus térkép segítségével tanulmányozva rendszerint azt észleljük, hogy az áramvonalkonvergenciát sebességnövekedés, míg a divergenciát sebességcsökkenés kíséri. Ugyanekkor az individuális sűrűségnövekedés a mozgó levegőben kicsiny. Ebből az következik, hogy a nagyméretarányú tényleges mozgás a légkörben a sebességvergencia nélküli mozgást közelíti meg, másszóval a légkör az ilyen mozgásoknál az össze nem nyomható folyadékot közelíti meg. Természetesen erről csak első közelítésben lehet beszélni.

11. A horizontális vergencia és a függőleges sebességösszetevő kapcsolata

Még ha feltételezzük is, hogy a teljes sebességi vergencia nullával egyenlő, a vízszintes vergencia még lehet nullától különböző; csupán az szükséges, hogy a függőleges sebesség vergenciája $\frac{\partial w}{\partial z}$ amazzal egyenlő abszolút értékű, de ellentétes előjelű legyen. Ez a megjegyzés módot ad arra, hogy div $\mathbf{V} = 0$ *feltétel mellett a földfelszíni vízszintes sebességösszetevőkből következtetést vonjunk le a függőleges összetevőkre*, sőt még ki is számítsuk azokat. Ha pl. a térkép egy részén vízszintes sebességdivergencia van, a függőleges mozgásban ugyanolyan nagyságú konvergenciának kell lennie. Magán a földfelszínen a függőleges mozgás nulla, következésképpen a magasban leszálló légáramlásnak kell lennie. Ellenkezőleg, a vízszintes irányban beállott konvergenciának felszálló mozgással kell kapcsolatban lennie. A későbbiekben látni fogjuk, hogy a folytonossági egyenletből nyert ezen következtetésünk a valóságban beigazolódik. Például az anticiklonban a vízszintes divergenciát leszálló légmozgás kíséri, míg a ciklonokban mutatkozó horizontális konvergenciát felszálló mozgás.

A sebesség függőleges összetevőjét az említett feltétel szerint a következő összefüggésből lehet meghatározni:

$$w = -\int_0^z \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}\right) dz. \tag{11}$$

Lehet általánosabb feltételeket is adni, amikor a div $\mathbf{V} \neq 0$, de div $\varrho \mathbf{V} = 0$, azaz a sűrűségeloszlás az idők folyamán nem változik [a (7) szerint]. Ekkor

$$w = \frac{1}{\varrho} \int_0^z \left(\frac{\partial \varrho u}{\partial x} + \frac{\partial \varrho v}{\partial v}\right) dz. \tag{11'}$$

V. Bjerknes grafikus módszert javasolt a w meghatározására a néhány szint $\varrho \mathbf{V}_2$ értékeloszlását tartalmazó térképből. Gyakorlatilag is értékes eredményekhez azonban az észleléseknek a mainál nagyobb pontossága szükséges. Az utóbbi időkben néhány új grafikus és analitikus módszert ajánlottak a meghatározására (például a nyomási és hőmérsékleti mező időbeli változása alapján).

12. A $\varrho \mathbf{V}$ vergenciája és a nyomás változása

A légköri mozgásmennyiség vergenciája általában 0-tól különböző. A (7) formában írt folytonossági egyenlet szerint div $\varrho \mathbf{V}$ a helyi sűrűségváltozással áll kapcsolatban. Ha az adott szint feletti légoszlopban a div $\varrho \mathbf{V}$ nullától különböző, tehát az oszlopban tömegbeáramlás vagy kiáramlás megy végbe, természetesen a sűrűség is változik.

A (7) egyenlőségbe a sűrűséget a sztatika alapegyenletéből behelyettesítve, $\varrho = -\frac{1}{g}\frac{\partial p}{\partial z}$, a differenciálás sorrendjét felcserélve, a (7) egyenlőséget ebben a formában kapjuk

$$\frac{\partial p}{\partial t} = g \text{ div } \varrho \mathbf{V}\, dz \tag{12}$$

A kifejezést $z = z_n$-től (ahol a légnyomás p_n) $z = \infty$ (ahol a légnyomás nulla) határok között integrálva

$$\frac{\partial p_n}{\partial t} = -\int_{z_n}^{\infty} g \operatorname{div} \varrho \mathbf{V}\, dz, \tag{13}$$

amiből az következik, hogy *a légnyomás helyi változása a felette fekvő légoszlopban levő egységnyi tömeg mozgásmennyiség-vergenciájának következménye.* Pozitív vergencia (divergencia) esetén a légnyomás csökken, míg negatív vergenciánál (konvergencia) növekszik. Az egyenlet jelentése világos: valamely szintben lefolyó légnyomásváltozás a felette levő légoszlopban foglalt levegő súlyváltozásának következménye (ezért van a g szorzó az integrál alatti kifejezésben).

A légnyomás eloszlása csak abban az esetben nem változik, ha a tömegmező stacionárius, azaz, ha $\frac{\partial \varrho}{\partial t} = 0$. Ekkor (7) szerint div $\varrho \mathbf{V} = 0$, következésképpen, $\frac{\partial p}{\partial t}$ is nullával egyenlő.

Ennek a fejezetnek az utolsó paragrafusában megmutatjuk, hogy a (13) jobboldalán levő integrál három különböző fizikai tartalmú részre bontható fel; az *egyik a horizontális sebességvergenciával áll kapcsolatban, a második a horizontális sűrűségadvekcióval és a harmadik a függőleges átvitellel.* Ha $z = 0$, azaz, ha a légnyomásváltozást a tengerszintben vizsgáljuk, ez a harmadik tag kiesik. Ugyanott a légnyomásváltozás hidrodinamikai feladatának teljesebb megoldását adjuk, amelyet I. A. Kibel készített és amely a légnyomás és hőmérsékletváltozás részletesebb tanulmányozását engedi meg a fenti elemeknek a kezdeti időpontban mért térbeli eloszlásából.

24. §. Bárikus rendszerek

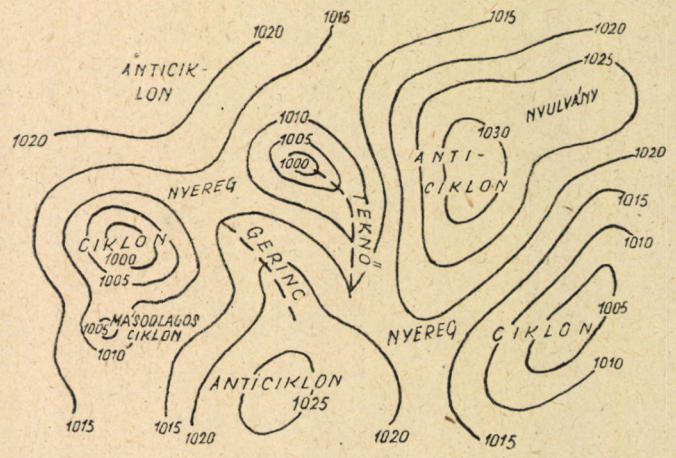
Az izobárok a szinoptikus térképen a nagy és a kis légnyomású területeket veszik körül. Ezeket *bárikus rendszereknek* nevezzük vagy a *bárikus kép alakjának.* A fő bárikus rendszerek zárt koncentrikus izobárokkal rendelkeznek. Az ilyen kisnyomású területek elnevezése *ciklon*, a nagynyomású területeké *anticiklon.* Ezeknek a területeknek átmérőjét száz és ezer kilométerekkel lehet mérni.

1. Ciklonok

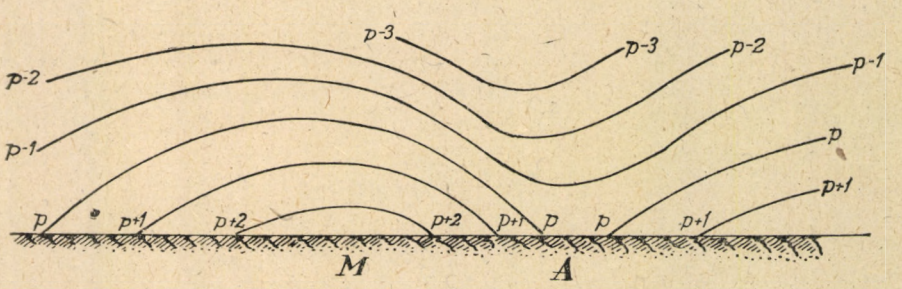
A ciklonokban a légnyomás legkisebb a terület középpontjában és a kerület felé növekszik (l. 23. ábra), következésképpen, a bárikus gradiensek a ciklonban a kerület felől a középpont felé irányulnak. A gradiensek nagysága a ciklonban nagyobb, mint más képződményekben. A ciklon középpontjában mért légnyomás (a ciklon mélysége) egyes esetekben 950 mb-nál is alacsonyabb lehet, míg az ú. n. trópusi ciklonokban, amelyek kisebb méreteikkel és nagyobb gradienseikkel tűnnek ki, még a 900 mb alá is süllyedhet. A nemtrópusi ciklonok jelentékeny hányada azonban nem mélyebb 1000 mb-nál.

Minthogy a ciklonban a légnyomás a kerülettől a központ felé, valamint a magassággal is csökken, az izobárfelületnek a ciklonban lefelé öblösödő tölcséralakjuk van (24. ábra, jobbról).

Ebből világos, hogy az abszolút topográfia térképein a ciklont olyan izohipszák ábrázolják, amelyek számértékei a középpontban alacsonyabbak, feltéve, hogy az izohipszák koncentrikusak. Eléggé magas rétegekben az izohipszák alakja görbült, csatornaszerű lesz, a közepén kisebb értékű izohipszákkal.



23. ábra. A bárikus rendszerek



24. ábra. Izobárfelületek a ciklonban és az anticiklonban függőleges metszetben

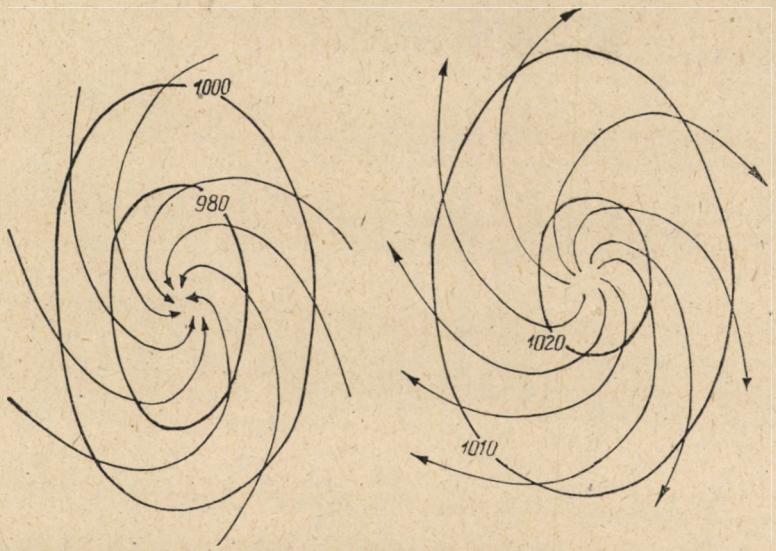
A meteorológiai terminológiában a ciklonokat *depressziónak* is nevezik, különösen, ha azt akarjuk kiemelni, hogy csupán a légnyomáseloszlásról van szó a szóbanforgó területen.

2. *Az áramlási vonalak a ciklonban*

A súrlódási erő fellépte miatt a szélnek a ciklon alsó rétegeiben mindig van a bárikus gradiens irányába eső komponense. Képzeljük el, hogy a mozgás egyenletes. Ekkor a gradiens erő és a súrlódási erő, amelyek nem egy egyenesbe esnek, a két inercia-erővel (az eltérítő és a központfutó erővel) egyensúlyt tartanak, amelyek viszont egy egyenesbe esnek (l. 27. §, 52. ábra) és merőlegesek a sebességre. Ebből az következik, hogy a gradienserő az eltérítő erővel 180 foknál kisebb szöget, míg a sebességgel a derékszögnél kisebb szöget fog bezárni (l. 52. sz. ábra). Ez az összefüggés gyorsuló mozgásnál is érvényben marad.

Az Északi-féltekén a szél a gradiens-iránytól jobbra térül el, a délin balra *(bárikus széltörvény)*. Középértékben a talajközeli rétegben a szél a gradienssel 60 fokos szöget zár be, a részleteket később a 27. §-ban adjuk meg.

A mondottakból következik, hogy az áramlási vonalak a ciklon alsó rétegeiben az izobárokat metszik, a gradienssel minden egyes pontban a derékszögnél kisebb szöget alkotva, miközben (az északi féltekén) az óramutatóval ellenkező irányban görbülnek. Így spirális alakúak, a ciklon középpontjába tartanak (25. sz. ábra), amely ilyenformán konvergenciapont. Ha a ciklon



25. ábra. Izobárok és áramlási vonalak a ciklon és anticiklon alsó rétegeiben

emellett még nyugatról kelet felé mozog, a mozgás irányát tekintve, elülső részében a déli szektorból származó szelek fújnak, míg a hátoldalon északiak.

A *szabad légkörben* a ciklon fölött a levegő mozgása stacionárius esetben az izobárok mentén történik (az Északi-félgömbön), minthogy itt gyakorlatilag nincs súrlódási erő. Ha azonban a ciklon mélyül, ez azt jelenti, hogy a szabad légkörben gyorsulás van, ami a mozgásmennyiség pozitív divergenciáját hozza létre, de létrejön az áramlási vonalak divergenciája is. Következésképpen, az áramlási vonalak a szabad légkörben a mélyülő ciklon felett divergálnak, jóllehet görbületük ciklonális marad. Az áramlási vonalak és a gradiens közötti szög minden pontban nagyobb 90 foknál, de nem sokkal (néhány fokkal).

Ha a ciklon kitöltődik (középpontjában a légnyomás növekszik), ez azt jelenti, hogy vagy

1. az áramlási vonalak hajlanak a szabad légkörben az izobárokhoz, vagy gyengén divergálnak; a kitöltődés az alsó súrlódási konvergencia számlájára megy végbe, amit a felső divergencia nem kompenzált, vagy

2. a szabad légkörben a szélnek, úgy, mint lent, a gradienssel megegyező irányú összetevője van. Az áramlási vonalak a szabad légkörben a ciklon középpontjához konvergálnak, amiért is az áramlási vonalak és az izobárok közötti szög kisebb, mint a talajon (de mindössze néhány fokkal). Ilyen

módon a ciklon kitöltődése nem csupán a lenti, hanem a légkör egész vastagságában végbemenő beáramlás számlájára irandó.

Az alsó rétegekben végbemenő és a középpont felé irányuló áramvonal-konvergencia, különösen ha a szabad légkörben divergencia van, a ciklon területén általános felszálló áramláshoz vezet.

3. Anticiklon

Az anticiklon légnyomáseloszlása a ciklonéval ellentétes; a légnyomás maximuma a központban van és az anticiklon szegélye felé csökken, úgyhogy a bárikus gradiensek a központból a szélek felé irányulnak (23. sz. ábra). Az anticiklon középpontjában a légnyomás meghaladhatja az 1050 mb-t, egyes esetekben még az 1080 mb-t is.

Az anticiklonban az izobárfelületeknek kupola alakjuk van, az anticiklon középpontja felett kidomborodnak és a szélek felé süllyednek (l. 24. sz. ábra). Ezért az abszolút topográfia térképein az anticiklont a középső részeken legnagyobb értéket mutató izohipszák jelzik.

Az áramlási vonalak az anticiklonban a *földfelszínen* a központtól széttartó spirálisok. Ilyenformán az anticiklon középpontja divergenciapont (l. 25. sz. ábra). Ez a divergencia a szélnek az izobártól való eltérésével kapcsolatos, ami a súrlódás következtében jön létre és hasonló a ciklonban a súrlódási konvergenciához. Eközben az áramlási vonalak az anticiklon középpontját (az Északi-félgömbön) az óramutató járásával megegyező irányban kerülik meg; ezért, ha az anticiklon nyugatról kelet felé mozog, elülső részében a szelek a horizont északi feléből fújnak, míg a hátoldalon a déli félből. A szél és a gradiens közti szög az anticiklonban általában ugyanaz, mint a ciklonban, a bárikus széltörvény érvényessége is fennáll.

A *szabad légkörben* az áramlási vonalak az izobárokhoz közel állanak. Ha azonban az anticiklon erősödik, már nem esnek össze az izobárokkal teljes pontossággal, hanem konvergálnak, a gradienssel a derékszögnél kisebb szöget zárva be és az anticiklonális forgást megőrizve. Ez a felső konvergencia túlszárnyalja az alsó súrlódási divergenciát, amely az anticiklonban a nyomást csökkenteni igyekszik. Az anticiklon gyengülése alkalmával az áramlási vonalak divergenciája mind lenn, mind pedig a szabad légkörben (ahol az izobárok és a szél közötti szög kicsi), megváltozik, mert különben a felső konvergencia nem tudja felülmúlni a súrlódási divergenciát.

4. Szegélyciklon. Nyulvány

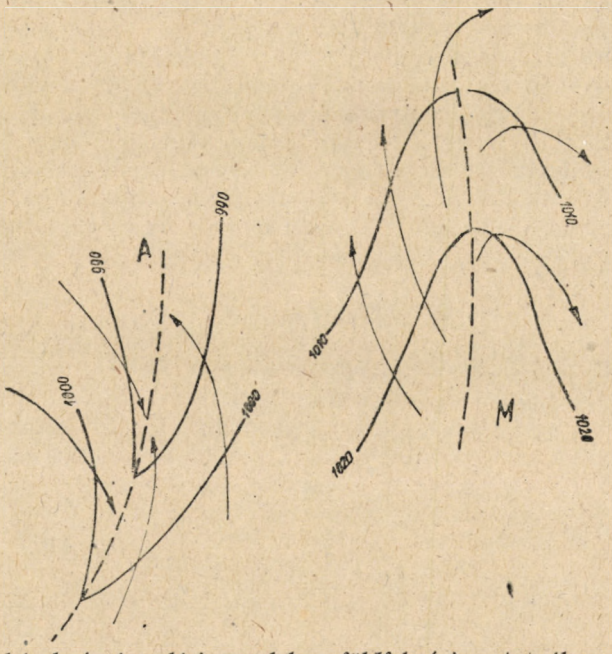
Előfordul, hogy a ciklont csak egy vagy több izobár kiöblösödése teszi felismerhetővé egy másik, mélyebb és szélesebb ciklon szegélyén. (l. 23. sz. ábra).

Néha ennek a kiöblösödésnek a belsejében egy-két zárt izobár van. Az ilyen ciklont rész-, szegély- vagy másodlagos ciklonnak nevezzük, arra a főciklonra vonatkozólag, amelynek kerületén (rendszerint a déli vagy nyugati részén) észleljük. A szegélyciklon általában gyorsan mozog a főciklon kerületén, azt a ciklonális légkörzés irányában az óramutató járásával ellenkező irányban kerülve meg. A szegélyciklon és az alapciklon gradienseinek összegeződése következményeképpen a szegélyciklonnak a központtal ellentétesen fekvő szegélyén rendkívül erős szeleket lehet észlelni. Az idők folyamán a másodlagos centrum kimélyülhet és önállósulhat.

A szegélyciklonhoz bizonyos mértékű hasonlóságot mutat a nyúlvány vagyis az anticiklon azon része, amely a központtól messzire kinyúlik és amely mintha elszakadna az anticiklon »testétől« (l. 23. sz. ábra). Néha a nyúlványban egy-két zárt izobár is van, amelyek egy másodlagos anticiklonmagot jelölnek ki. Előfordul, hogy ez a centrum az idők folyamán az alapciklonnál erősebbé válik. A nyúlvány nem ritkán más légtömegben jön létre, mint amelyben az anticiklon főrésze van.

5. *A csatorna*

Az alsó rétegekben zárt koncentrikus izobárformákat mutató ciklonokon és anticiklonokon kívül a bárikus képben megkülönböztetünk még zárt izobárokkal nem rendelkező másodlagos, de fontos formákat, nevezetesen a csatornát és a léghátságot (gerincet).



26. ábra. Izobárok és áramlási vonalak a földfelszíni csatornában és gerincen

Az *alacsony nyomás csatornájának* vagy egyszerűen *csatornának* az alacsony nyomás két nagynyomású terület közé beékelt sávját nevezzük. Az izobárok ebben a sávban vagy közel párhuzamosak, (természetesen, valamelyes görbültséggel) vagy nyelvszerű formájuk van, azaz V-alakúak. (l. 23. sz. ábra). Ezért az élesen kifejezésre jutó, nyelvalakú izobárokat mutató csatornát V-alakú depressziónak is szoktuk nevezni. A V-alakú izobárok a ciklon néhány szegélyizobárjának deformációjából jönnek létre.

A *csatorna tengelyének* első esetben a csatorna közepén húzódó legkisebb nyomású vonalat nevezik. A tengelytől mindkét oldal felé a légnyomás növekszik, a bárikus gradiensek ennélfogva mindkét oldalról a csatorna tengelye felé irányulnak. Ennek eredményeképpen áramlási vonalak az alsó rétegek-

ben mindkét oldalról a tengely felé konvergálnak, ami az áramvonal-mezőben konvergenciavonal formájában jut kifejezésre (l. 26. sz. rajzon balról). A V-alakú izobároknál a csatorna tengelyét mint azt a vonalat lehet meg határozni, ahol az izobároknak a legnagyobb görbületük van. Ha a gradiensek a tengely két oldalán nem is lesznek merőlegesek a tengelyre, de lesz olyan összetevőjük, amely a tengely normálisával egybeesik. Ennélfogva a csatorna tengelye ebben az esetben is konvergenciavonal lesz.

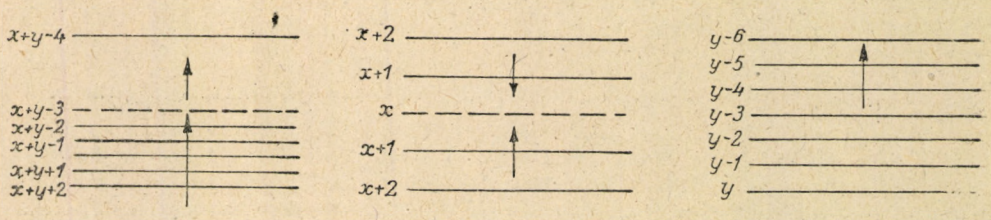
Természetesen elvárható, hogy a csatorna tengelyéhez felszálló áramlás kapcsolódik. A meleg levegő felszálló felsiklást mutató frontjai (az ú. n. felszálló mozgást mutató anafrontok) a csatorna tengelyében vonulnak. Ellenkező következtetést azonban nem szabad levonni: nem szükséges, hogy a csatornához front kapcsolódjék és a konvergencia ebben az esetben ugyanazon a légtömegen belül jön létre.

A csatornában nem szükséges kétoldali konvergenciának fennállania. Elképzelhetjük azt is, hogy a csatorna áramlási vonalai két mező egymásra helyeződésének eredményeként is létrejöhetnek: kétoldali konvergencia és tovahaladó mozgás eredményeként. Ekkor olyan áramlási vonalakat kapunk, amelyek a csatorna tengelye felé csak az egyik oldalon irányulnak, míg a másik oldalon a csatorna tengelyétől elfelé irányulnak, másképpen szólva: a csatorna tengelye egyoldali konvergencia vonal lesz.

A csatornában az izobárfelületek esőcsatorna alakúak, amelyek vízszintesen feküsznek, ha az izobárok párhuzamosak és dőltek, ha a csatornában V-alakú izobárok vannak. Mindkét esetben az esőcsatorna alja a csatorna tengelyével egybeesik (az adott szintben).

6. *Leplezett (álcázott) csatorna*

Vezessük be a bárikus kép egy másik alakjának a fogalmát, amit *álcázott csatornának* nevezünk. Így nevezzük a depresszió és az anticiklon közötti átmeneti sávot, amelyben a bárikus gradiens abszolút értéke ugrást mutat, de iránya nem. A csatorna tengelyének mindkét oldalán a szélirány ugyanaz, például, ha az alacsony nyomás észak felé van és a magasabb délfelé, nyugati lesz. A szélsebesség azonban a tengely egyik oldalán nagyobb lesz, mint a másikon. Az izobárfelületek az álcázott csatornánál is, mint a közönségesnél,



27. ábra. Az álcázott csatorna alakja
Balról az álcázott csatorna, középen és jobbról a két mező, amelyből összetevődik

esőcsatornaszerűek. De ezek az esőcsatornák oldalra dőlnek, úgyhogy az egyes esőcsatornák feneke nem a legalacsonyabb helyzetet foglalja el (l. 27. sz. ábra).

Az álcázott csatorna bárikus mezejét két mezőre lehet szétbontani egy közönséges csatornáéra és egy olyan mezőre, amelynek bárikus gradiense a mező minden pontjában ugyanaz és a csatorna gradiensének értékét meg-

haladja. A csatorna tengelyétől egyik irányban a két összetevő mező gradiensei azonos irányúak, a másik oldal felé pedig ellentétes irányúak, amikor is az egyenletes mező gradiense a túlnyomó. Eredményképpen az álcázott csatornában a gradiensek a tengely mindkét oldalán azonos irányúak, de különböző nagyságúak lesznek.

A 27. sz. ábrán az (egyszerűség kedvéért egyenesvonalú izobárokkal bíró) álcázott csatorna és a két összetevő mező van ábrázolva, amelyekre az szétbontható. Az izobárokon kívül a gradiensek is fel vannak tüntetve.

Az álcázott csatorna a valóságban gyakran fordul elő és tengelye mentén rendszerint stacionárius front vonul. Így az Atlanti-óceán feletti poláris front általában álcázott csatornában vonul az (azori) szubtrópusi anticiklon és a tőle északra fekvő (izlandi) depresszió között. Az áramlás a front mindkét oldalán nyugati, de az áramlás sebessége délen (a trópusi levegőben) nagyobb, mint északon, a 27. sz. rajzon megadott viszonyoknak megfelelően.

7. *Léghátság (gerinc)*

A nem zárt izobárokkal határolt nagynyomású sávot a *magas légnyomás gerincének* nevezzük vagy egyszerűen *gerincnek*. A gerinc izobárjai hasonlítanak a csatorna izobárjaihoz; vagy közelítőleg párhuzamosak, vagy nyelvszerűek, U-formájúak. A csatornától abban különböznek, hogy a gerincnél a bárikus gradiensek a tengelytől kifelé, a szegély felé irányulnak. Következésképpen a gerincben az áramlási vonalak az alsó rétegekben divergálnak, maga a gerinc tengelye divergenciavonal (l. 26. sz. rajzon, jobbról). Ez a súrlódási divergencia a gerincben a levegő leszálló áramlásával áll kapcsolatban, ezért a gerinc túlnyomóan derült időjárásával tűnik ki. A bárikus gradiensek, tehát a szélsebességek is, a gerincnél kicsinyek.

A gerinc tengelye mentén frontok nem vonulnak. Viszont nemritkán előfordul, hogy az U-alakú izobárokkal bíró gerincet az alap-anticiklontól front választja el, azaz a gerinc egy másik légtömegben fejlődik ki. Így pl. a szubtrópus (azori) anticiklon északi szegélyén a gerincek poláris levegőben képződnek a poláris fronttól északra, míg maga az anticiklon a fronttól délre trópusi levegőben fekszik.

Az izobárfelületeknek a gerincben fenekével felfelé fordított esőcsatorna formájuk van.

8. *A nyereg*

Nyeregnek (bárikus nyeregnek) egymáshoz keresztirányban elhelyezkedő két anticiklon és két ciklon vagy csatorna közötti terület bárikus képét nevezzük (l. 23. sz. ábra). Az izobárfelületek a nyeregben a két ciklon középpontja felé süllyednek, az anticiklonok középpontja felé pedig emelkednek, azaz nyeregalakúak. A nyeregben a bárikus gradiensek általában kicsik, a szelek gyengék, nem ritka a köd. Nyáron a nyereg területén (a szárazföld felett) különösen gyakoriak a helyi zivatarok, amelyet a talaj felmelegedésétől az inverziók hiányában kifejlődő konvekciók okoznak.

A nyereghez olyan szélmező kapcsolódik, amelyet közelítőleg mint az ú. n. *deformációs mezőt* képzelhetünk el (l. 40. §). A nyeregben az áramlási vonalak két egyenlőszárú hiperbolaseregre emlékeztetnek. A szelek deformációs mezeje nagyjelentőségű a szinoptikus folyamatokban, minthogy a frontok képződése és feloszlása bennük folyik le. Ezzel a 40. §-ban még részletesen foglalkozunk.

9. A bárikus mező változása a magassággal

A vízszintes irányú légnyomáseloszlás a magassággal mindenekelőtt azzal kapcsolatban változik, hogy *a légnyomás abszolút értéke* a magassággal csökken.

A bárikus gradiensek iránya, így tehát az izobárok alakzata szintén változik a magassággal. Ennek a változásnak az az oka, hogy a hőmérséklet a vízszintes irányban nem egyenletesen oszlik meg.

A sztatika alapegyenletének megfelelően a légnyomási lépcső a hőmérséklettől függ; a melegebb levegőben a légnyomás a magassággal lassabban csökken, mint a hidegebben. Ennek az a következménye, hogy ha az alsóbb rétegekben az izobárfelületek a melegebb levegőben lejjebb feküsznek, mint a hidegben, elég magas szintben a meleg levegőben már magasabban fognak feküdni, mint a hidegben (32. sz. ábra). Ez azt jelenti, hogy elegendően nagy magasságban a bárikus gradiens a légkör meleg részeiből irányul a hideg felé.

Ezt a tételt bizonyítsuk be szigorúbban.

Vegyük a 3. §-ból ismert sztatikai alapegyenletet a következő formában

$$\frac{p_1}{p_0} = e^{-\frac{g(z_1-z_0)}{RT_m}} \tag{1}$$

logaritmáljuk és differenciáljuk x és y szerint. Az x szerinti differenciálásnál

$$\frac{1}{p_1}\frac{\partial p_1}{\partial x} - \frac{1}{p_0}\frac{\partial p_0}{\partial x} = \frac{g(z_1-z_0)}{RT_m^2}\frac{\partial T_m}{\partial x} \tag{2}$$

vagy

$$\frac{\partial p_1}{\partial x} = \frac{p_1}{p_0}\frac{\partial p_0}{\partial x} + \frac{g\,p_1(z_1-z_0)}{RT_m^2}\frac{\partial T_m}{\partial x} \tag{3}$$

egyenletet kapjuk. A jobboldal második tagjában a p_1-*et* a gázok állapotegyenletéből adódó $p_1 = \varrho_1 R T_1$ értékkel helyettesítve és a $\frac{T_1}{T_m}$ törtet közelítésben egynek véve, valamint $\varrho_1 = \varrho_m$ feltétel mellett azt kapjuk, hogy

$$\frac{\partial p_1}{\partial x} = \frac{p_1}{p_0}\frac{\partial p_0}{\partial x} + \frac{g\,\varrho_m(z_1-z_0)}{T_m}\frac{\partial T_m}{\partial x} \tag{4}$$

Hasonló módon

$$\frac{\partial p_1}{\partial y} = \frac{p_1}{p_0}\frac{\partial p_0}{\partial y} + \frac{g\,\varrho_m(z_1-z_0)}{T_m}\frac{\partial T_m}{\partial y} \tag{5}$$

Ebből az következik, hogy a z_1 felső szintben a *bárikus gradiens két tényező összegeként* fogható fel; 1. az alsó szint bárikus gradiense $\frac{p_1}{p_0}$-lal szorozva; 2. a kiegészítő bárikus gradiens, amely arányos a z_0-tól z_1-ig terjedő réteg vastagságával és a vízszintes hőmérsékleti gradienssel az előbbivel párhuzamos irány mentén.

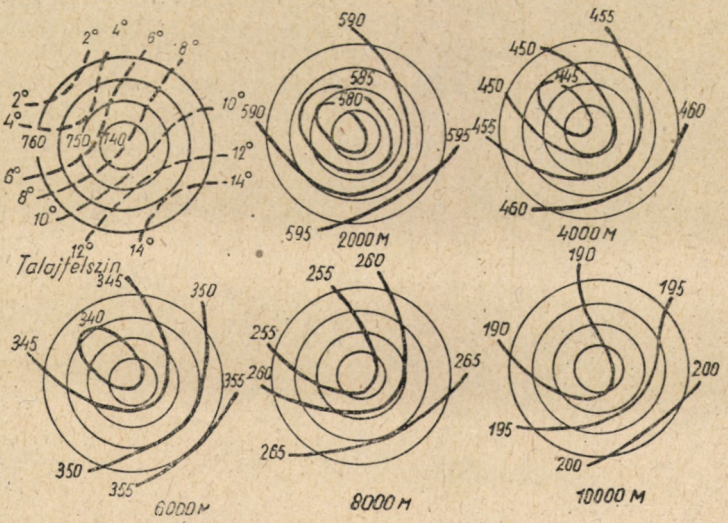
A magasság növekedésével ϱ_m és T_m csökkennek, míg $z_1 - z_0$ növekszik; így végeredményben a kiegészítő gradiens a magassággal növekszik. Ellenkezőleg a (4) és (5) egyenletek jobboldalának első tagja a magassággal csökken,

$\frac{p_1}{p_0}$ csökkenése folytán. Ilyen módon a kiegészítő gradiens jelentősége a magasság növekedésével növekszik. Végeredményben a *bárikus gradiens a magasság növekedésével a közepes hőmérsékleti gradiens irányához közeledik, míg az izobárok a közepes izotermához.*

Így eléggé nagy magasságban a nagynyomású területeknek elég jól össze kell esniök a meleg területekkel és a kisnyomású területeknek a hideg területekkel.

10. A ciklon izobárjainak deformációja a magassággal

A bárikus rendszerben a hőmérsékleteloszlás a középponthoz viszonyítva rendszerint aszimmetrikus. Ennek eredményeképpen a ciklon és az anticiklon nem tartják meg a magassággal izobárkonfigurációjukat. Az izobárok deformálódnak, az izotermák irányát közelítik meg, amint azt az előbbi pontban láttuk.



28. ábra. A nyomási mező változása a magassággal termikusan szimmetrikus ciklonban

A ciklonális izobároknak a magasban létrejövő deformációját, mint a nem egyenletes hőmérsékleteloszlás következményét, a 28. sz. ábra mutatja. A barometrikus formula segítségével kiszámolták a légnyomáseloszlást, a 2, 4, 6, 8 és 10 km-es szintekre, a tengerszinti mm-ben mért légnyomásból és hőmérsékletből indulva ki, úgy, mint azt a 28. ábra első rajza mutatja (köralakú izobárok és délkelet felől északnyugat felé csökkenő hőmérséklet; a rajzon észak felfelé fekszik).

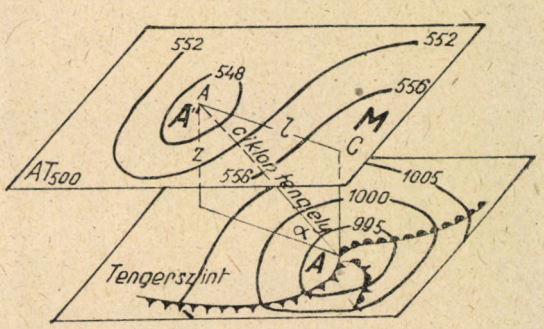
A függőleges hőmérsékleti gradienst 0,6°/100 m-nek vették a ciklon egész területére. A valóságban a poláris levegőben ez nagyobb, de ennek a ténynek a számításbavétele a ciklonális izobároknak a magassággal való deformációját az ábrázoltnál csak élesebbé tenné.

A rajzokból, amelyeken az összehasonlítás kedvéért az adott szint izobárjain kívül a tengerszinti izobárok is fel vannak tüntetve, azt láthatjuk,

hogy az izobárok a magasban »elmosódnak«; a ciklon területén levő zárt koncentrikus izobárok helyett az izobárok csatornaszerű déli irányú kiöblösödését kapjuk, általában a szélességek irányában haladóan, a sarkvidéket mint centrummal bíró kisnyomású területet határolva el (l. alább). Eközben az izobárok iránya közel jut az izotermák irányához, amelyet a sorozat első rajzán ábrázoltunk.

11. A ciklon tengelyének dőlése

A ciklon tengelyének a különböző szintekben fekvő alacsonynyomású centrumok geometriai helyét nevezzük, azt a vonalat, amely a ciklon területén a különböző szintekben a legkisebb légnyomást mutató helyeket egymással összeköti. A mondottakból világos, hogy a ciklon tengelye csak két esetben lehetne függőleges: a vízszintes irányú termikus egyneműség mellett (azaz, ha a vízszintes hőmérsékleti gradiens hiányzik) és a ciklon középpontjára vonatkozóan szimmetrikus hőmérsékleteloszlás mellett (azaz, ha az izotermák az izobárokkal egybeesnének). A valóságos viszonyoknál, amikor a ciklon területén hőmérsékleti aszimmetria van, a ciklon tengelye nem függőleges, hanem a hőmérsékleti gradiens irányába dől, azaz a hidegebb levegő felé. A 28. ábrából látható, hogy a ciklon középpontja a felsőbb szintekben északnyugat felé tolódott el a tengerszinti ciklon középpontjához viszonyítva, mégpedig annál jobban, minél nagyobb a magasság.



29. ábra. A ciklon tengelyének dőlése

Ez érthető: a középponttól északnyugatra lent a vízszintes nyomási gradiens és a vízszintes hőmérsékleti gradiens ellentétes irányúak. Ezért a bárikus gradiens a magassággal csökken és iránya az ellenkezőre változik. Következésképpen a nyomásminimum a magassággal északnyugat felé tolódik el; ebből jön létre a ciklontengely dőlése.

A ciklontengely dőlésszögének tangense, $tg\,\alpha$ a $tg\,\alpha = \frac{z}{l}$ összefüggésből határozható meg, ahol z a szintkülönbség, l az alsó szintben levő ciklon középpontja és a felső szintből az alsó szintre vetített központ közötti távolság (l. 29. ábra).

A ciklon tengelyének dőlésszöge igen kicsiny; a fok törtrészeivel lehet csak mérni és gyakran kisebb 30'-nél. Okklúzió után, amikor a ciklonban a hőmérsékleteloszlás szimmetrikusabb lett, a ciklon tengelye valamelyest felegyenesedik, de még most sem lesz függőleges (ahogy néha mondjuk),

hanem nagyon is lejtős marad, mert a ciklon függőleges kiterjedése igen kicsi a vízszintes méretekhez viszonyítva és a hőmérsékleteloszlás teljes szimmetriája nem lehetséges.

Az 1 foknál nagyobb dőlésszöget már mint igen nagy szöget kell tekinteni, amely a kielégítően szimmetrikus és lassan mozgó ciklonra jellemző.

Hasonló felépítésű a nem egyenletes hőmérsékleteloszlású anticiklon is. Ennek tengelye a magasabb hőmérsékletű oldal felé dől, leggyakrabban délnyugat felé, mivel az anticiklon délnyugati negyedében meleg levegőt hozó déli szelek fújnak. Amikor a délről előremozgó levegő tovább halad észak felé, az anticiklon északnyugati negyedében valamennyire lehűl és hőmérséklete itt alacsonyabb lesz, mint a délnyugati kvadránsban.

12. A bárikus rendszerek magassága

A bárikus rendszereket függőleges kiterjedésük (magasságuk) szerint magas és alacsony rendszerekre szokás felosztani. *Magas bárikus rendszernek* azt az örvénylést nevezzük a bárikus és kinematikai mezőben, amely nemcsak az alsó, hanem a felső troposzférában is eléggé jelentékeny. Ellenkezőleg, *alacsony bárikus rendszernek* azt az örvénylést mondjuk, amely csupán a troposzféra alsó egynéhány kilométerében jelentős.

Ez a felosztás egész sor ok miatt feltételes. Először is nem lehet természetes határt felállítani az egyik vagy másik kategóriába tartozó rendszerek magassága között. Másodszor az örvénylés gyakran követhető nagy magasságokig, viszont az örvénylés jelei a magasban gyengülnek vagy éppen megváltoznak, pl. a zárt izobárok csatorna formájúakra alakulnak át; nehéz annak a magasságnak a meghatározása is, amelyben az örvénylést végérvényesen elsimultnak lehet tekinteni. Harmadszor szinte naponként lehet észlelni, hogy az alacsony bárikus rendszerek magasakká formálódnak át.

Ezt a feltételes felosztást a szükség hozta létre. Valamennyire pontosabbá tehető, ha egy harmadik kategóriát vezetünk be: a *közepes bárikus rendszereket.*

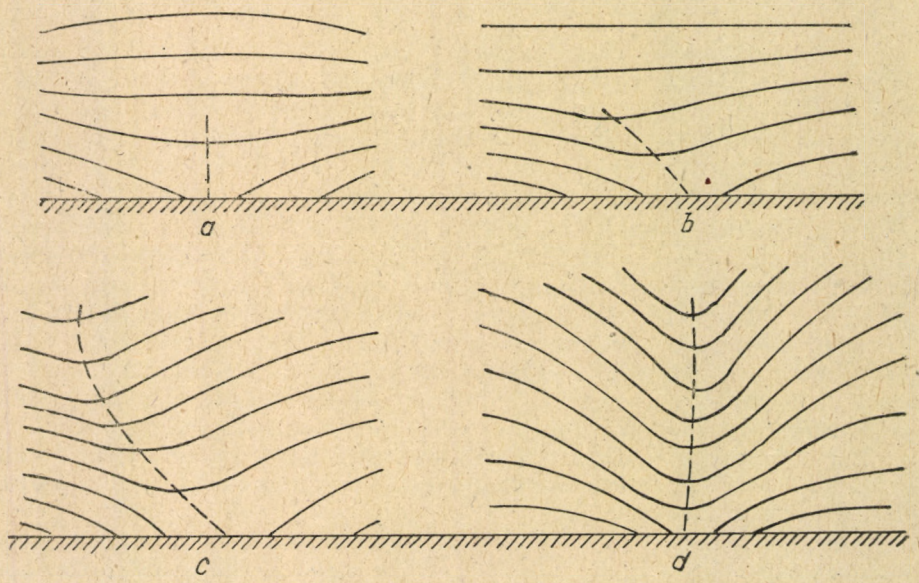
Alacsony ciklonoknak és anticiklonoknak azokat az örvényléseket nevezzük, amelyek az 5 km körüli szintben teljesen elsimulnak, azaz sem az izobáralakzaton, sem az 500 mb-os felület izohipszáin nem fedezhetők fel. Következésképpen az 5 km-es szint izobártérképén vagy az 500 mb felület izohipszáin az alacsony rendszerek felett vagy háborgás nélküli gyengén görbülő izobárokat, illetőleg izohipszákat, vagy ellenkező előjelű örvényt észlelünk, azaz megnövekedett légnyomást a ciklon felett és csökkent légnyomást az anticiklon felett.

A leginkább gyakori első esetben a tengerszintben nem mély bárikus rendszer van párhuzamos egyenesekhez hasonlító izotermákkal és olyan hőmérsékleti gradienssel, amely általában az alacsony szélességekről a magasak felé mutat. A légnyomási mező a magassággal úgy változik, hogy az izobárok az izotermákkal már kis magasságban összeesnek. Ilyenek a frontális ciklonok fejlődésük első, ú. n. hullámfázisában vagy a köztük fekvő gyenge nagynyomású ékek.

A második esetben a nem mély ciklon hőmérséklete az egész területen magas vagy pedig alacsony hőmérsékletű anticiklon vagy léghátság fekszik az egész területen, de nemcsak a földfelszínen, hanem a magasabban fekvő rétegekben is. A meleg ciklonban a bárikus lépcső a környezethez képest nagy,

ezért a magassággal az izobárfelületek lefelé való görbülete csökken, egy bizonyos magasságban az izobárfelület már vízszintes lesz, efelett pedig az izobárfelületek görbülete már felfelé irányul, azaz ezekben a rétegekben már a környezethez képest nagyobb légnyomás lesz. Hasonló módon változik bizonyos magasságban a hideg anticiklon feletti izobárfelületek görbülete és alakul át fenn a magasban kisnyomású területté.

A meleg ciklonok az erősen átmelegedett földfelszín felett fejlődhetnek ki, pl. Közép-Ázsiában. A hideg anticiklonok hasonlóképpen az erősen lehűlt földfelszínen képződnek, pl. a téli időszakban az Északi-sarkvidék felett. Az ilyen légnyomási rendszerek, mint fent igazoltuk, az alacsony rendszerek közé tartoznak, már az 5 km-es szintben vagy még lejjebb az ellenkező rendszerbe mennek át.



30. ábra. Izobárfelületek függőleges metszetben
a — alacsony meleg ciklon, b — alacsony aszimmetrikus ciklon, c — közepes aszimmetrikus ciklon, d — magas hideg ciklon. A szaggatott vonal a ciklon tengelye

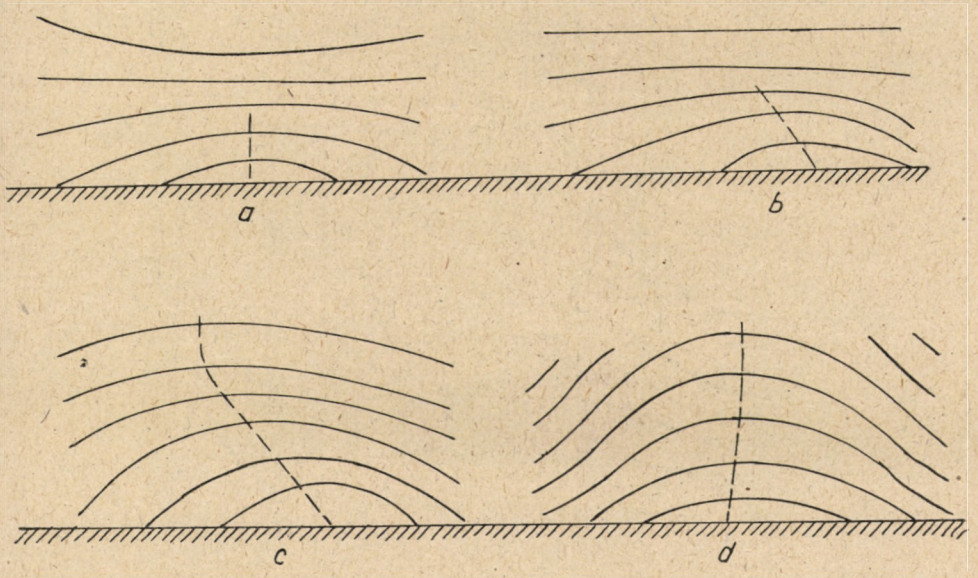
Magas ciklonoknak és anticiklonoknak azokat az örvényeket nevezzük, amelyek *zárt izobárjaikat az 5 km-es szintben, illetőleg zárt izohipszáikat az 500 mb izobárfelületen is megőrzik.* Könnyen megérthető, hogy ezek rendszerint igen intenzív, de egyenletes hőmérsékleteloszlású örvénylések lesznek: a ciklonok alacsony hőmérsékletű, azaz hideg, az anticiklonok pedig meleg képződmények. Az izobárfelületek görbültsége a ciklonban lefelé, az anticiklonban felfelé irányul és nagy magasságokig ugyanaz marad. Előfordulhat, hogy a rendszer felfelé kevésbbé mély vagy kevésbbé vastag lesz, mint a talajközeli rétegekben, ahol már megkezdődött a kimúlása. Az ilyen légnyomási rendszerek tengelye csak kevéssé dől meg. Ebbe a csoportba tartoznak a stacionárius (gyengén mozgó) anticiklonok és az ugyancsak lassan mozgó okkludálódott ciklonok. Példákat a fejezethez tartozó térképeken találhatunk.

A megvizsgált két csoporton kívül szükségesnek tartottuk egy harmadik csoport elkülönítését. Ebbe tartoznak a közepes bárikus rendszerek.

Közepes ciklonoknak és anticiklonoknak azokat az örvényléseket mondjuk, amelyeknek az 5 km-es szinten még görbült csatorna- vagy ékszerű izobárjaik vannak, illetőleg az 500 mb felületen hasonló izohipszáik.

A rendszerek legnagyobb része ilyen. Ide tartoznak a termikus hőmérsékleti aszimmetriát mutató, frontális eredetű ciklonok és anticiklonok. Tengelyük erősen megdőlt, általában erőteljesebbek, mint az alacsony rendszerek és bennük az izotermák nem egyenes vonalak, hanem nyelvformájúak. Ilyen pl. a fiatal ciklon, amelynek előrészében meleg levegőék, a hátoldalán pedig hideg levegőnyelv van. Az izobárok a magasban széjjelnyílnak, csatorna alakúak lesznek, miközben ez a felső csatorna általában összeesik a hideg levegőből álló nyelvvel.

Ilyenek a mozgó anticiklonok is, amelyek az alsó troposzférában hőmérsékleti aszimmetriát, előrészükben hideg, hátoldalukon pedig meleg éket



31. ábra. Izobárfelületek függőleges metszetben
a — alacsony hideg anticiklon, b — alacsony aszimmetrikus anticiklon, c — közepes aszimmetrikus anticiklon, d — magas meleg anticiklon. A szaggatott vonal az anticiklon tengelye

mutatnak fel. A magasban léghátsággá alakulnak át, amely a meleg nyelvvel esik össze. Példákat ennek a paragrafusnak térképein láthatunk.

A közepes ciklonok és anticiklonok rendszerint az alacsonyakból fejlődnek ki és fejlődésük későbbi fokain nem ritkán magasakká alakulnak át.

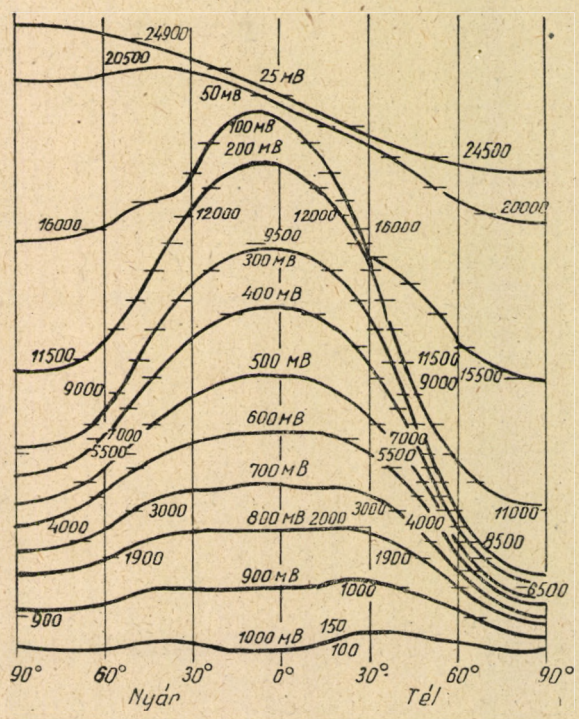
A 30. és 31. ábrán a fent leírt bárikus rendszerek típusaiban az izobárfelületek helyzetét függőleges metszetben vázlatosan ábrázoltuk.

13. A ciklonok és anticiklonok a bárikus topográfia térképein

A bárikus és termikus mező közötti fentebb leírt kapcsolat rendkívül szemléletesen nyilvánul meg a bárikus topográfia térképein, amelyeket a szovjet időjelző szolgálatban a főszintekre szerkesztett izobár és izoterma térképek helyett készítenek.

Hogyan húzódnak általában az izobárfelületek a légkörben?

Az alsó izobárfelületek (1000, 900 mb) dinamikus magasságai középértékben megfelelnek a tengerszinti légnyomáseloszlásnak: az Egyenlítő felől a szubtrópusok felé emelkednek, azután a 70—80°-ig süllyednek és a sarkvidéken ismét emelkednek. A magasabb izobárfelületek dőlésén azonban már döntő módon nyilvánul meg a troposzféra hőmérsékleti gradiensének főiránya: az Egyenlítőtől a sarkok felé, aminek következtében az izobárfelületek is az Egyenlítőtől a sarkok felé dőlnek a meridián teljes hosszán át.



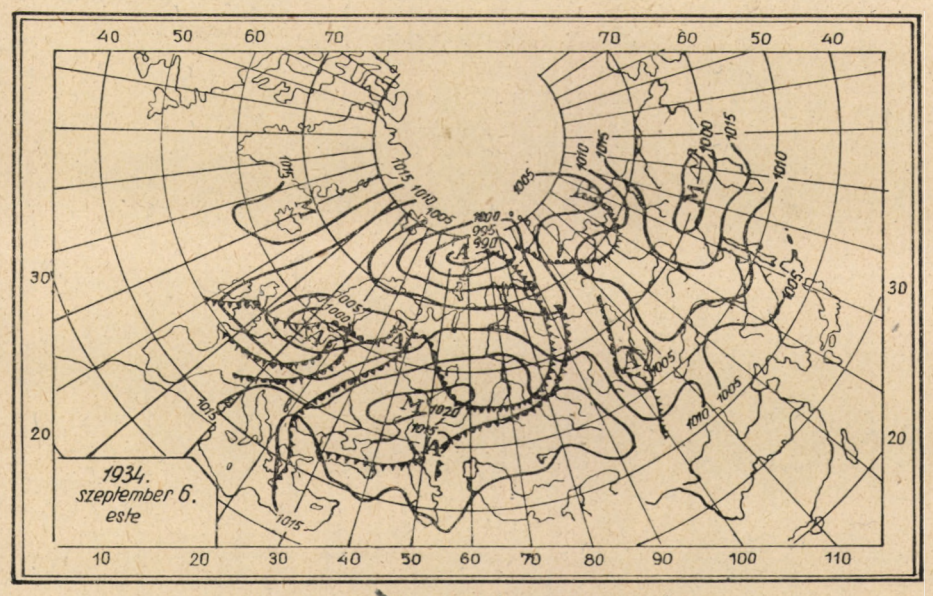
32. ábra. A fő izobárfelületek geopotenciáljai az Egyenlítőtől a sarkig terjedő függőleges metszetben télen (jobbról) és nyáron (balról)

A sztratoszférában az ellenkező hőmérsékleteloszlás csökkenti az izobárfelületnek ezt a dőlését, sőt az ellenkezőre változtatja át.

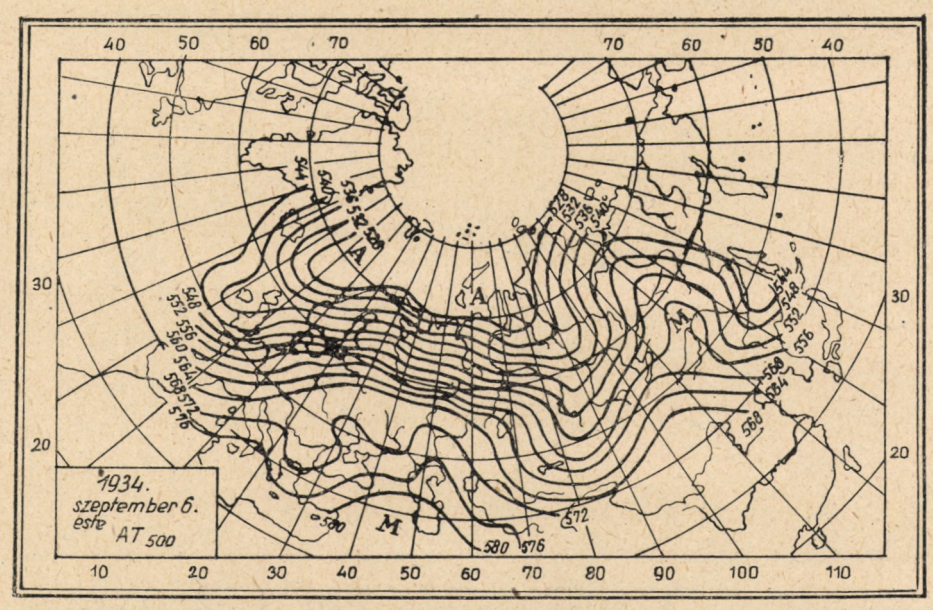
A viszonyokat a 32. ábra tünteti fel. Ezen a főizobárfelületek geopotenciáljai vannak ábrázolva, délkörmenti metszetben balfelől a pólustól az Egyenlítőig nyárra és jobbfelől az Egyenlítőtől a pólusig a téli időszakra. A rajzon nincs általános lépték a geopotenciálokra, e helyett minden egyes izobárfelületen fel yan tüntetve a geopotenciálok számértéke.

Ebből az ábrából is látható az ismert közepes magassági légnyomáseloszlás, amely a sarkvidéken fekvő centrummal egy olyan széles ciklont hoz létre, ami az egész félgömböt felöleli. Ennek intenzitása a magassággal növekszik, ami megfelel az izobárfelületek növekedő dőlési szögének. Ez a ciklon határozza meg túlnyomóan a troposzférában és az alsó sztratoszférában a nyugat-kelet irányú áramlást.

A magasan fekvő izobárfelületek minden abszolút topográfiai térképe ettől a közepes helyzettől való kisebb vagy nagyobb eltérést mutat. Azonban minden térképen tisztán látszik az a tendencia, hogy az izobárfelületek az északi szélességek felé süllyednek éspedig annál élesebben, minél magasabban fekszik a szóbanforgó felület.

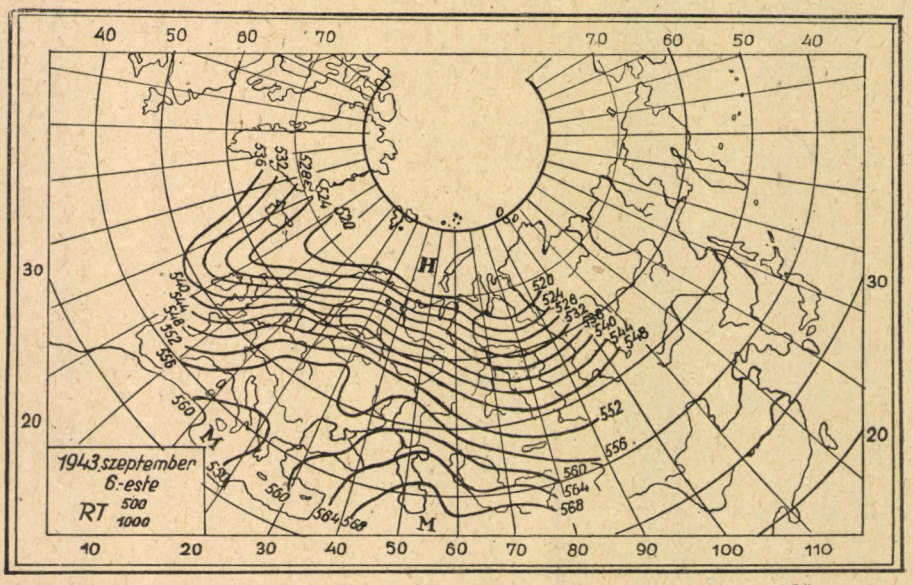


33. ábra. Bárikus relief a tengerszintben

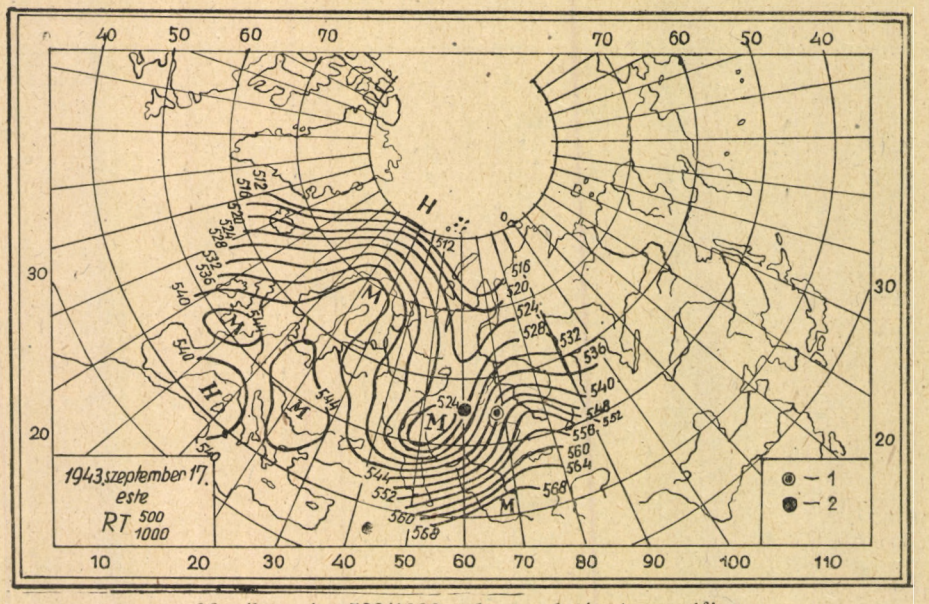


34. ábra. Az 500 mb-os felület abszolút topográfiája ugyanerre az időpontra

Amint az előbbi fejezetből kiderült, a mozgó, termikusan aszimmetrikus ciklonokban és anticiklonokban, azaz — szóhasználatunk szerint — a közepesekben a zárt izobárok csupán az alacsony szintekben maradnak meg. Ez azt jelenti, hogy a zárt izohipszák csupán az alsó izobárfelületek abszolút topográfiai térképein maradnak meg (900 és 700, ritkán az 500 mb).



35. ábra. Az 500/1000 mb-os relatív topográfiai térkép ugyanerre az időpontra

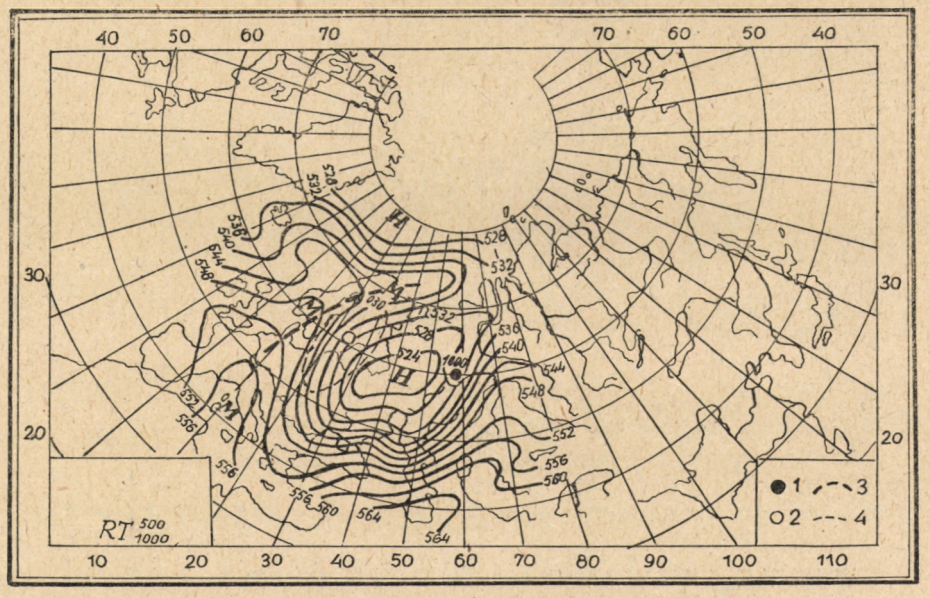


36. ábra. Az 500/1000 mb-os relatív topográfia

1 — a ciklon középpontjának helyzete a tengerszintben, 2 — a ciklon középpontjának helyzete az 500 mb-os felületen

Az egyes különálló háborgásokkal kapcsolatos és a központhoz vagy a központtól kifelé irányuló légnyomási gradiensek gyorsan csökkennek a magassággal és az Egyenlítőtől a sarkok felé észlelhető általános légnyomáscsökkenés ezekre ráhelyeződik. Ennek következtében *a ciklonok kisebb vagy nagyobb magasságban a sark körüli depresszió csatornáivá torzulnak, míg az anticiklonok az egyenlítőmenti magasnyomású öv ékjeivé vagy magasnyomású nyúlványaivá fajulnak el* (l. 33. és 34. sz. ábra).

Az általában zónális futású izohipszáknak hullámszerű jellegük van. Ilyen hullámjellegük van az RT^{500}_{1000} relatív topográfiák térképein az izohipszáknak is (35. sz. ábra); itt dél felé irányuló hideg és észak felé mutató meleg nyelveket találunk.



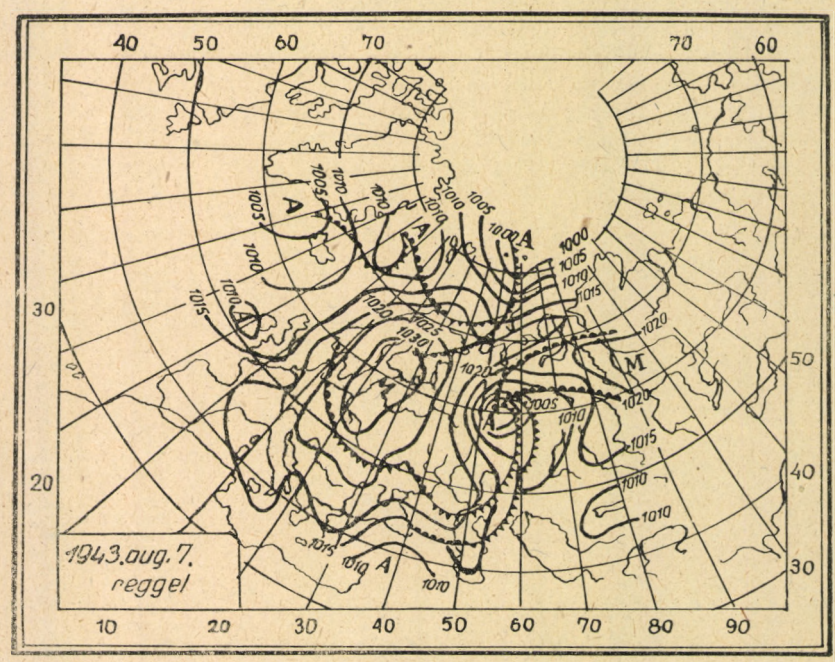
37. ábra. Az 500/1000 mb-os relatív topográfiai térkép

1 — a ciklon középpontjának helyzete a tengerszintben, 2 — az anticiklon középpontjának helyzete a tengerszintben, 3 — az 500 mb-os felület léghátsága tengelyének helyzete, 4 — az 1030 mb értékű izobár a tengerszintben

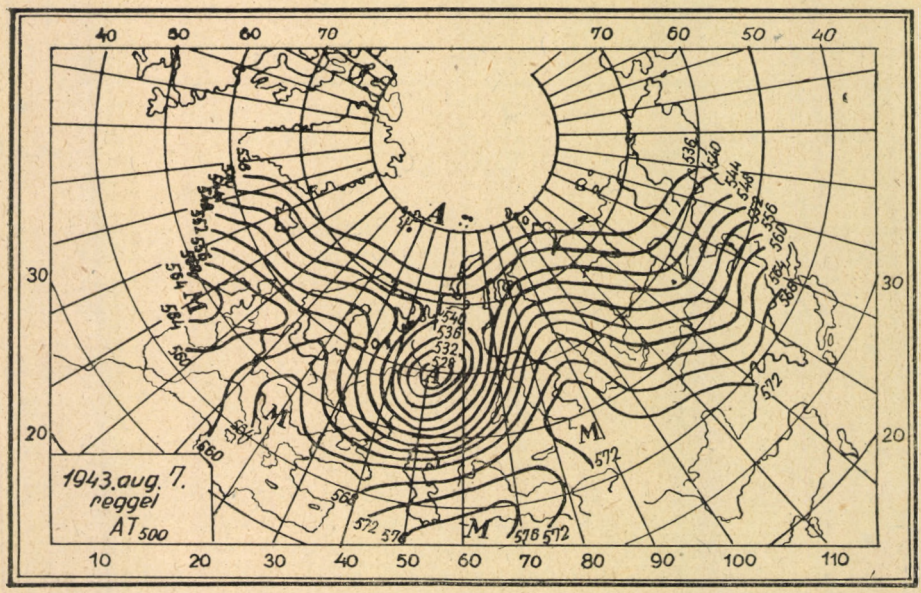
Ilyenkor a mozgó ciklon földközeli középpontja a hideg- és meleg ék közötti átmeneti zónában fekszik a relatív topográfia térképén (36. ábra). A felső csatorna a földközeli centrumhoz viszonyítva hátrább fekszik és helyzetét illetően közelítőleg egybe esik a hideg ékkel. Mozgó anticiklonban a talajközeli centrum szintén az átmeneti zónában fekszik — az elülső hideg és a hátoldali meleg ék között — a relatív topográfia térképén. A magasban mutatkozó gerinc szintén hátrafelé tolódik el és közelítőleg a meleg ékkel esik egybe (37. ábra).

A fent mondottak a mozgó, hőmérsékleti aszimmetriát mutató légnyomási rendszerekre vonatkoznak, amelyeket függőleges kiterjedésük alapján közepeseknek neveztünk. A magas rendszerek, azaz a hőmérsékletileg egynemű és lassan mozgó hideg ciklonok és meleg anticiklonok zárt izobárjaikat az 500 mb felület, sőt a magasabb felületek térképein is megőrzik. Ezeknek a rendszereknek intenzitása, amin a bárikus gradiens nagyságát értjük,

a magassággal még növekedhetik is. Megtörténik az is, hogy izohipszáik csupán a sztratoszférában simulnak ki, ahol a hőmérsékleti viszonyok a troposzférikussal ellenkezőre változnak.



38. ábra. A bárikus relief a tengerszintben



39. ábra. Az 500 mb-os felület abszolút topográfiája ugyanarra az időpontra

Ezeknél a ciklon vagy anticiklon középpontja a tengerszintben közelítőleg egybeesik a koordinátákat tekintve az 500 mb-os felület megfelelő középpontjával (38., 39. ábra). Mind az alsó, mind a felső cikloncentrum az 500/1000 mb relatív topográfia térképén a hideg, (l. 40. sz. ábra) míg az anticiklon megfelelő két központja a meleg ék területére esik.

Az abszolút topográfiák izohipszái ilyenformán a magassággal egyszerűbb alakot öltenek. Az izohipszák ugyanis kisebb vagy nagyobb hullámszerű görbületeket mutató zónális jelleget vesznek fel, ami megfelel a hideg és meleg ékeket mutató általános troposzférikus hőmérsékletelosztásnak. Az 500 mb-os felület térképén a zárt izohipszák általában kisebb számmal fordulnak elő, mint a tengerszinti izobártérképen és csupán a *legintenzívebb és legállandóbb bárikus rendszereket, az úgynevezett »hatáscentrumokat«* zárják körül (39. ábra).

Télen nagyobbak a vízszintes hőmérsékleti gradiensek, mint nyáron és ezért télen a bárikus mező a magassággal gyorsabban változik, mint nyáron. Ennélfogva a talajközeli izobárok és a magassági izohipszák közötti különbség télen kifejezettebb, mint nyáron.

14. Frontális zónák a bárikus topográfia térképein.

Nyilvánvaló, hogy a troposzférában a legnagyobb hőmérsékleti gradienst felmutató öv az elegendő magas rétegekben a maximális légnyomási gradiens zónája is lesz és következésképpen a legnagyobb szélsebességek itt adódnak. Az ilyen természetű zóna ezen rétegeiben mind a relatív topográfia, mind pedig az abszolút topográfia izohipszái elég magas izobárfelületek esetén közel esnek egymáshoz. Ilyen jellege van pl. a hideg és meleg anticiklon közti átmeneti övnek a középső és a magas troposzférában.

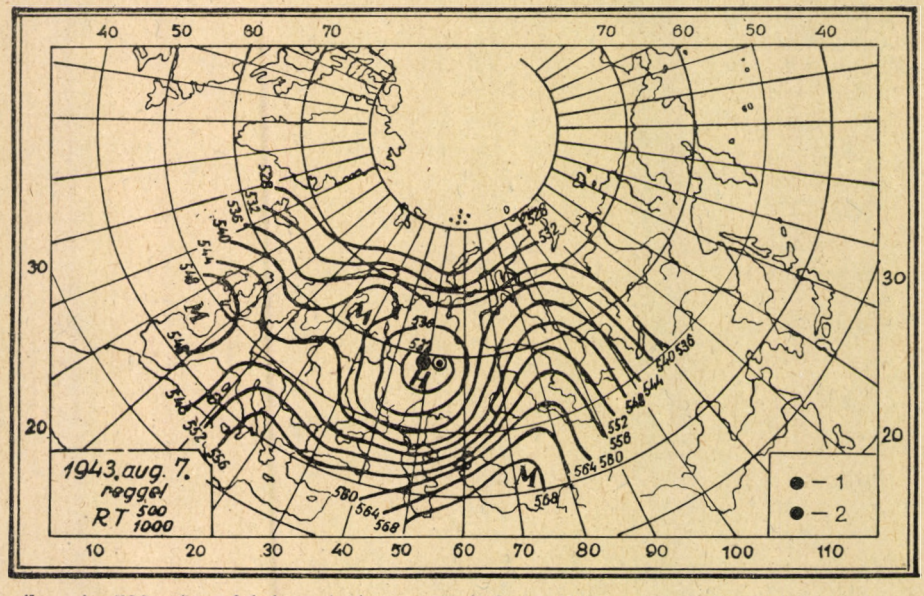
Az ilyen zónákat *frontális zónáknak* nevezzük. Szélességük 1000—2000 km nagyságrendű. A szinoptikus térképen ebben a zónában nemcsak főfront, hanem egy, esetleg két másodlagos front is feküdhet. A frontális zónák fősajátsága a nagy vízszintes hőmérsékleti gradiens és ennek következtében a nagy fajlagos szolenoid-szám, amely nagy cirkulációs gyorsulást, azaz nagy kinetikus energiát hoz létre (l. 30. §).

A frontális zónának a mozgásirányát tekintve, a hátoldali részében az izohipszák és ennek következtében a légáramlás is konvergálnak; ezt a szakaszt a frontális zóna *tölcsérének* nevezzük. A frontális zóna elülső részében az izohipszák és az áramlási vonalak divergálnak; ezt a részt a frontális zóna *deltájának* mondjuk (41. sz. ábra).

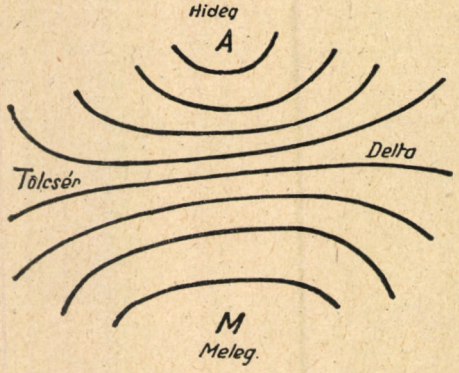
Két frontális zóna egyesüléséből jön létre az *összetett* vagy komplex frontális zóna (Pogoszjan és Taborovszkij elnevezése), amelyben az izohipszák a hátoldalon széttartanak, az elülső részben egymáshoz közelednek.

A frontális zóna intenzitását a *hőmérsékleti ellentét* határozza meg. Ez utóbbit — Pogoszjan és Taborovszkij szerint — az 1000 és 500 mb-os izobárfelületek közötti réteg közepes hőmérsékletének az izohipszák normálisa irányában mért, 1000 km távolságon mutatkozó különbségével fejezzük ki. Ebben az 1000 km széles és mintegy 5 km magas metszetben nyilvánvalóan az egész majdnem az egész frontális zóna benne fekszik, ha a létrehozó frontok dőlése 1/200. Ezt a hőmérsékleti ellentétet fejezi ki a Φ_{1000}^{500} relatív geo-

pontenciál az RT^{500}_{1000} térképen. A közepes hőmérséklet minden egyes fokának a Φ^{500}_{1000} 19,9 azaz kereken 20 *b* változás felel meg. Így pl. a 12°-os változásnak a Φ^{500}_{1000} relatív geopotenciálok 24 dekaberk változása felel meg. Ezt a változást a térképről meghatározni nem nehéz.



40. ábra. Az 500 mb-os felület relatív topográfiája az 1000 mb-os felület felett ugyanarra az időpontra
1 — a ciklon középpontja a tengerszintben, 2 — a ciklon középpontja az 500 mb-os felületen



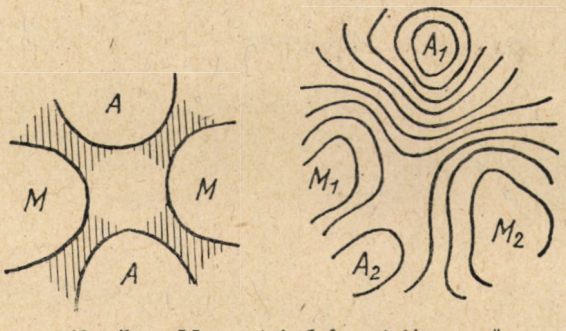
41. ábra. Frontálzóna a magasban

A frontális zóna akkor lesz a legintenzívebb, ha a magassági ciklon északra, míg az anticiklon délre fekszik, ami a hőmérséklet délkörmenti csökkenésének felel meg és ami az Egyenlítőtől a sarkvidék felé irányuló általános izobárfelület-dőléssel áll összefüggésben.

Azt a bárikus mezőt, amely a középső és a magas troposzférában két hideg ciklon és két meleg anticiklon sakktáblaszerű elhelyezkedése folytán jön létre, Pogoszjan és Taborovszkij *magassági deformációs mezőnek* nevezi (42. sz. ábra *a)* része). A magassági deformációs mező négy frontális zónát foglal magában. Ezeket a rajzon vonalkázás tünteti fel.

A magassági deformációs mező rendszerint aszimmetrikus szokott lenni. Ez az aszimmetria abban az esetben a legnagyobb, amikor egy vagy kettő

a bárikus rendszerek közül a többiekkel összehasonlítva gyengén feljett (42/*b* ábra). A legerősebb aszimmetria esetén a magassági deformációs mező komplex frontális zónává fajul.



42. ábra. Magassági deformációs mező
a — szimmetrikus, b — aszimmetrikus.

A frontális zónához és a magassági deformációs mezőhöz a VI. fejezet 59. §-ában térünk vissza a ciklonok képződésének és fejlődésének kérdésével kapcsolatban.

25. §. A gradiens-szél

1. A légrészecske individuális gyorsulásának szétbontása

A tér-elméletben szerepel az Euler-operátor, amely az idő szerint képezett egyéni és helyi differenciálhányadost kapcsolja össze. Ezt az operátort a szélmezőre, azaz a **V** sebességi mezőre alkalmazva a

$$\frac{d\mathbf{V}}{dt} = \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla \mathbf{V} \tag{1}$$

egyenlőséget nyerjük. A kifejezésben $\frac{d\mathbf{V}}{dt}$ a mezőben mozgó individuális részecske teljes gyorsulása, vagyis az *individuális gyorsulás*, $\frac{\partial V}{\partial t}$ *a helyi gyorsulás*, vagyis a mező adott pontjában az időben lefolyó sebességváltozás, $\mathbf{V} \cdot \nabla \mathbf{V}$ pedig az *advektiv gyorsulás*, a részecskének a szélmezőben végbemenő mozgásából az időegység alatt adódó sebességváltozás. Itt a $\nabla \mathbf{V}$ szimbolummal a sebességi vektor vergenciáját jelöljük, azaz a légrészecske útjába eső egységnyi távolságon bekövetkezett sebességváltozást. A pont a vektorok skalár-szorzatának jele.

Az advektív gyorsulás, $\mathbf{V} \cdot \nabla \mathbf{V}$ sík mező esetében két összetevőre bontható szét: a mozgás trajektoriájára merőleges $\frac{V^2}{r}$ komponensre, ahol r a trajektoria görbületi sugara (centrifugális gyorsulás) és a pályaérintő irányába eső $\mathbf{V}\frac{\partial V}{\partial s} = \frac{\partial}{\partial s}\left(\frac{1}{2}\mathbf{V}^2\right)$ komponensre *(tangenciális gyorsulás)*. Az első nem változtatja meg a sebesség abszolút értékét; a második a kine-

tikus energiának a tömegegységre vonatkoztatott változása a mozgás irányába eső egységhosszúságú úton. A szétbontás részleteit a mechanika vagy a dinamikus meteorológia tankönyveiben meg lehet találni.

2. A gradiens szél

A következőkben az elméletileg lehetséges legegyszerűbb fajtájú légmozgást vizsgáljuk a forgó Földön — a *gradiens szelet.* A levegő tényleges mozgása sokkal bonyolultabb, mint a gradiens-szél ; azonban a gradiens-szél a szabad atmoszférában ténylegesen megfigyelt mozgásnak jó megközelítése. Ezért egy egész sor összefüggést, amelyet a gradiens-szél viszonyainak elemzéséből nyerünk, kielégítő pontossággal lehet a tényleges szélre is alkalmazni.

Gradiens-szélnek az egyenletes vízszintes légmozgást nevezzük, ha súrlódási erő nincs. Az *egyenesvonalú* gradiens-szélre külön kifejezés használatos : *geosztrofikus szél,* amellyel a továbbiakban foglalkozni fogunk. A körpályán történő gradiens-mozgást *geociklosztrofikus* szélnek nevezzük. A geosztrofikus szél különösen gyakorlati szempontból fontos és a továbbiakban ennek különleges figyelmet fogunk szentelni.

Geosztrofikus szél esetén az individuális gyorsulás teljesen hiányzik. Geociklosztrofikus szél esetében az individuális gyorsulás a centripetális erőre $\left(\frac{V^2}{r}\right)$ korlátozódik, amely a sebességre merőleges és annak nagyságát nem változtatja meg.

A továbbiakban azt mutatjuk meg, hogy a gradiens-szél nemcsak egyenletes, hanem stacionárius mozgás is, azaz a lokális gyorsulás benne nullával egyenlő. Eközben természetesen feltételezzük, hogy a gradiens-szelet nem egyetlen pontban, hanem egy bizonyos térfogatban észleljük és ezért a kérdést a gradiens-szelet létrehozó kinematikus és légnyomási mező jellegére vonatkozólag kell feltenni.

3. A geosztrofikus szél

A derékszögű jobbsodrású koordinátarendszerben, amelynek x tengelye kelet felé, y tengelye észak felé és z tengelye felfelé, a függőlegesbe mutat, a súrlódásnélküli légmozgás alapegyenletei (bizonyos egyszerűsítések mellett a következők :

$$\frac{du}{dt} = -\frac{1}{\varrho}\frac{\partial p}{\partial x} + v \cdot 2\omega \sin \varphi \tag{2}$$

$$\frac{dv}{dt} = -\frac{1}{\varrho}\frac{\partial p}{\partial y} - u \cdot 2\omega \sin \varphi \tag{3}$$

$$\frac{dw}{dt} = -\frac{1}{\varrho}\frac{\partial p}{\partial z} - g \tag{4}$$

ahol p a légnyomás, ϱ a sűrűség, u, v, w a tengelymenti sebességösszetevők, g a földnehézségi erő gyorsulása, φ a szélesség, ω a földforgás szög-

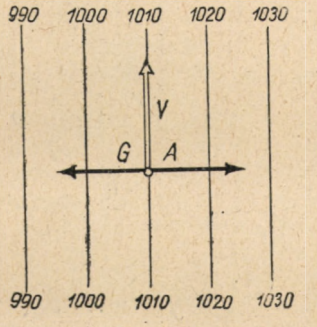
sebessége. Az egyenlőség értelme az, hogy súrlódási erők hiányában a légmozgást a bárikus gradiens-erő, a földforgás eltérítő ereje (Coriolis-erő) és a nehézségi erő határozzák meg. A (2) és (4) kifejezések levezetésébe nem mehetünk bele, az olvasót ezzel a dinamikus meteorológiai tankönyvekhez utasítjuk.

Geosztrofikus szél esetén, azaz ha a mozgás súrlódás-nélküli, egyenletes és egyenesvonalú, $\frac{du}{dt} = \frac{dv}{dt} = \frac{dw}{dt} = 0$ és a (2)—(4) egyenletrendszer a következő módon egyszerűsödik :

$$0 = -\frac{1}{\varrho}\frac{\partial p}{\partial x} + 2\omega \sin \varphi \cdot v \qquad (5)$$

$$0 = -\frac{1}{\varrho}\frac{\partial p}{\partial y} - 2\omega \sin \varphi \cdot u \qquad (6)$$

$$0 = -\frac{p}{\varrho}\frac{\partial 1}{\partial z} - g \qquad (7)$$



43. ábra. A geosztrofikus szél (az Északi féltekén)

Az (5) és (6) egyenletek a geosztrofikus szelet határozzák meg, a (7) az előbbieket a sztatika alapegyenletével egészíti ki.

Az (5) és (6) egyenleteket egyetlen vektor-egyenlet formájában a következőképpen lehet előállítani :

$$-\frac{1}{\varrho}\nabla p = -2\omega \times \mathbf{V}_G \qquad (8)$$

ahol ∇p a nyomás vízszintes aszcendense, ω a földforgás szögsebessége, $\times$ a vektoriális szorzat jele, $\mathbf{V}_G$ a geosztrofikus szél vektora.

Az (5) és (6), valamint a (8) egyenletek értelme az, hogy geosztrofikus szél esetén két erő van egyensúlyban, amelyek a mozgó részecskére a vízszintes síkban hatnak : a vízszintes bárikus gradiens erő $\mathbf{G} = -\frac{1}{\varrho}\nabla p$ értékben és a földforgás $\mathbf{A} = 2\omega.\mathbf{V}_G$ értékű eltérítő erejének vízszintes összetevője. A részecske a tehetetlenség folytán egyenesvonalú pályán egyenletesen mozog.

Az erők egyensúlya azt jelenti, hogy a két erő egymással pontosan ellentétes irányú, azaz egymással 180 fokos szöget zárnak be, míg abszolút értékeik egyenlők. Az eltérítő erőnek a sebességhez viszonyított iránya ismert : a sebesség értékét nem változtatja meg, csupán irányát, tehát a sebességre merőleges (az Északi-félgömbön jobbra, a Délin balra). Ebből viszont az következik, hogy a gradiens erőnek is derékszög alatt kell feküdnie a sebességi vektorhoz viszonyítva, az Északi félgömbön balra, a Délin jobbra. Így *geosztrofikus szélnél a sebesség a gradiensre merőlegesen*, vagyis az izobár irányában *fekszik* (l. 43. sz. ábra).

Ebből viszont arra következtethetünk, hogy geosztrofikus szél esetén az izobároknak egyenesvonalúaknak kell lenniök, minthogy összeesnek a mozgás egyenesvonalú pályáival. Továbbá, az izobároknak párhuzamosaknak

kell lenniök. Az (5), (6) és (8)-ból az is látható, hogy a geosztrofikus szél sebessége a gradienssel arányos, mert

$$V_G = \frac{1}{2\varrho\omega \sin\varphi} \cdot \frac{\partial p}{\partial n}, \tag{9}$$

ahol n az izobár normálisa a vízszintes síkban. Ha tehát az izobárok széttartók vagy összetartók lennének és a gradiens az izobárok mentén változnék, (9) szerint a részecske sebessége is változnék. Vagyis a szél nem lenne geosztrofikus. Tehát az izobároknak párhuzamos egyeneseknek kell lenniök.

Ilyen feltétel mellett azonban az izobár minden pontjában ugyanaz a gradiens, következésképpen a sebesség is egyenletes; de a feltétel szerint mind az advektív gyorsulás ($\mathbf{V}.\nabla\mathbf{V}$), mind pedig az individuális egyenlő nullával. Ebből viszont az (1) szerint az következik, hogy a lokális gyorsulás $\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t}$ is nulla, azaz a mozgás állandósult (stacionárius). Tehát a *geosztrofikus szél* nemcsak egyenletes, hanem *stacionárius mozgás is.* Így tehát az *izobárok a geosztrofikus szél esetében nem csupán trajektóriák, hanem áramlási vonalak is.*

4. A geosztrofikus szél függése a földrajzi szélességtől

A (9)-ből látható, hogy adott szélességen, ha a sűrűségeloszlásban mutatkozó vízszintes különbségeket elhanyagoljuk, a geosztrofikus szél sebessége a gradienssel arányos. A számértékeket behelyettesítve ($\omega = 7{,}29.10^{-5}$ sec^{-1}, $\varrho = 1{,}276.10^{-3}$ $g.cm^{-3}$ száraz levegőre, 1000 mb nyomás és 0° C hőmérséklet mellett); $\frac{\partial p}{\partial n}$-t pedig millibár/meridiánfok értékben fejezve ki (vagyis a din/cm^3 abszolút egységnél $1{,}11.10^4$-szer kisebb egységekben), V_G-re m/sec egységeket használva, végeredményül a geosztrofikus szél kiszámítására szolgáló képletnek ezt az alakját nyerjük:

$$V_g = \frac{1}{\sin\varphi} \cdot \frac{1}{14{,}58 \cdot 10^{-5}} \cdot \frac{1}{1{,}276 \cdot 10^{-3}} \cdot \frac{1}{1{,}11 \cdot 10^4} \cdot \frac{1}{10^2} \cdot \frac{\Delta p}{\Delta n},$$

azaz

$$V_G = \frac{4{,}84}{\sin\varphi} \frac{\Delta p}{\Delta n}. \tag{10}$$

A (10) képletből látható, hogy a geosztrofikus szél sebessége az Egyenlítőre vonatkozó végtelen nagy értéktől (ami arra utal, hogy az Egyenlítőn geosztrofikus szél nem lehetséges) a sarkokon mutatkozó minimális értékig csökken. A sarkokon $V_G = 4{,}84 \frac{\Delta p}{\Delta n}$. A $V_G : \frac{\Delta p}{\Delta n}$ aránynak a különböző földrajzi szélességeken a következő értéke van

φ fok	10	20	30	40	50	60	70	80	90
$V_G : \frac{\Delta p}{\Delta n}$	27,4	14,0	9,5	7,4	6,2	5,6	5,1	4,9	4,8

ha V_G m/sec-ban, $\frac{\Delta p}{\Delta n}$ pedig mb/meridiánfok egységekben van kifejezve.

Számítsuk ki a megfelelő arányszámokat $\varrho = 1{,}15.10^{-3}$ g.cm^{-3} sűrűségre is, ami megfelel a 900 mb nyomásnak és a 0° hőmérsékletnek, azaz kb. az 1 km-es szintben megközelítőleg észlelhető értékeknek (vagyis az úgynevezett súrlódási szint értékeinek) :

φ fok	10	20	30	40	50	60	70	80	90
$V_G : \frac{\Delta p}{\Delta n}$	30,4	15,5	10,5	8,2	6,9	6,2	5,7	5,4	5,3

Láthatjuk, hogy ugyanazon gradiens mellett a trópusokon a V_G szélsebesség 3—6-szor nagyobb, mint a sarkokon. Ebből viszont az következik, hogy ugyanolyan szélsebesség mellett a gradiens az alacsony szélességeken kisebb, mint a sarkokhoz közelebb. Így pl. a 10,7 m/sec szélsebesség, azaz 6 Beaufort-fok esetén az 5 mb-onkint megrajzolt izobárok távolsága a 40°-nál 386 km, míg a 60° szélességen 286 km.

Az 55° szélességre (ami közelítőleg Moszkva szélessége) a mb/meridián-fok egységekben kifejezett különböző gradiens-értékeknek az alábbi m/sec-ban és km/6 óra egységekben kifejezett geosztrofikus szélsebességek, illetőleg szélutak felelnek meg :

$\frac{\Delta p}{\Delta n}$ mb/grad	0,5	1,0	1,5	2,0	2,5	3,0	3,5	4,0	4,5	5,0	6,0
V_G m/sec	2,9	5,8	8,4	11,6	14,2	17,4	20,0	23,2	25,8	29,0	35,9
V_G km/6 óra	63	125	181	251	307	376	432	501	557	626	754

5. A geosztrofikus szél és az izohipszák

Fordítsuk most figyelmünket arra, hogy a geosztrofikus szél sebessége nemcsak a $\frac{\Delta p}{\Delta n}$-től függ, hanem ϱ-tól is. Így ugyanazon gradiens esetén különböző magasságokban V_G más és más lesz. Így pl. a 7 km-es magasságban a levegő sűrűsége közelítőleg fele a talajközelben észlelt értéknek, ennélfogva — ugyanazon izobártávolság mellett — a magasban a geosztrofikus szél sebessége kétszer akkora lesz. Már e tekintetben is jobbak a bárikus topográfiák térképei összehasonlítási célokra, mint az izobártérképek. Ha a geosztrofikus szél egyenletében a légnyomást geopotenciállal cseréljük fel, a már ismert

$$-\frac{1}{\varrho}\,\frac{\partial p}{\partial n} = 10\,\frac{dH}{dn}$$ képlet alapján,

akkor a

$$V_G = \frac{10}{2\,\omega \sin \varphi} \cdot \frac{dH}{dn} \qquad (11)$$

képlethez jutunk.

Minthogy az izohipszákat a bárikus topográfia térképein mindig azonos berk-számok szerint húzzuk meg, a ΔH dinamikus magasságkülönbség a térképen bármely két szomszédos izohipsza között állandó ; így V_G fordítottan arányos az izohipszák közötti Δn távolsággal, függetlenül attól, hogy melyik izobárfelületre készült a térkép. Ez lehetővé teszi számunkra, hogy két különböző izobárfelület topográfiáján ugyanazzal a gradiens-vonalzóval határozzuk meg a gradiens-szél nagyságát. (l. 26. §.)

6. A geosztrofikus és a tényleges szél

A geosztrofikus szél jelentősége a szinoptikus gyakorlat számára a következőkben áll:

Először is, mindazok a következtetések, amelyeket a geosztrofikus szélre nyertünk, *meghatározott korlátok között alkalmazhatók a földfelszini tényleges szélre*, jóllehet az utóbbinak rendszerint van gyorsulása, függőleges összetevője, nem egyenesvonalú és más erőkön kívül még a surlódás miatt is kényszerjellegű mozgás. A dolog azonban úgy áll, hogy 1. a tényleges szél gyorsulása aránylag kicsi, a légrészecskék 1000 km-ekre mozdulhatnak el és nem szenvednek jelentékenyebb gyorsulást; 2. a szél függőleges összetevője a vízszinteshez képest kicsi, ha nem vesszük tekintetbe a helyileg jól elhatárolt különleges körülményeket (erős konvekció, a hideg levegőben leszálló mozgás hegy lejtőjén vagy a hideg frontnál); 3. a levegőtrajektóriák görbülete általában kicsi; 4. a surlódás a légmozgásra csupán a legalsó rétegekben, kb. 1000 m-ig gyakorol befolyást. Így megvan a lehetősége, hogy a levegő tényleges mozgására kielégítő pontossággal azokat az elméleti következtetéseket alkalmazzuk, amelyeket geosztrofikus szélre nyertünk.

Így a tényleges talajmenti szél sebessége közelítőleg arányos a gradienssel és középértékben azzal az egyenlőséggel lehet kifejezni, amely a (10) egyenlőséggel analóg, de a számlálóban az arányossági tényező kisebb (l. a későbbiekben). A különböző szélességek alatti tényleges szélsebességek ugyanazon nagyságrendje esetén a szinoptikus térképen az izobárok közötti távolság magasabb szélességekben kisebb, mint a trópusokon és a tényleges szél a geosztrofikussal ebben a viszonylatban is megegyezik.

A tényleges szél a gradienshez nem 90°-os szög alatt fekszik, mint a geosztrofikus szél, hanem középértékben 60° alatt; viszont a tényleges szél a gradienstől (az Északi-félgömbön) jobbfelé térül el és ugyanígy a geosztrofikus szél is.

Másodszor, a *tényleges szél a szabad légkörben még jobban megközelíti a geosztrofikus szelet*, az ú. n. surlódási szint, azaz kb. 1000 m felett. A légáramlások görbültsége a szabadlégkörben általában nem nagy, a gyorsulás szintén nem nagy, a surlódási erő meg éppenséggel kicsi. Ha feltételezzük, hogy mindezek a mennyiségek a nulla felé tartanak, a tényleges szél teljesen pontosan egyenlő lesz az adott gradiensből a (10) képlet alapján számított geosztrofikus széllel.

A valóságban a szél a szabad légkörben különbözik ettől a geosztrofikus széltől, viszont nagyon közel áll hozzá mind nagyságát, mind irányát tekintve. A gyakorlatban az egyiket a másikkal helyettesíthetjük; ezt részletesen a 29. §.-ban alapozzuk meg. Ezért ha a (10) formulát a geosztrofikus szélnek a szabad légköri gradiensből történő kiszámítására alkalmazzuk, ezzel elegendő pontossággal meghatározzuk az adott szintre a tényleges szelet.

7. A geociklosztrofikus szél

Meghatározásunk szerint geociklosztrofikus szélnek az egyenletes, vízszintes, súrlódás nélküli, körpályán végbemenő légmozgást nevezzük. A geociklosztrofikus szél egyenletét mint a **G** gradiens erő, a földforgás **A** eltérítő ereje és a központfutó erő **C** közötti egyensúly egyenletét nyerjük. A központfutó erő inercia erő, amely a körmozgásnál jelentkezik. Amint ismeretes, ez az erő a körsugár irányába esik, a trajektória befelé görbült oldalán.

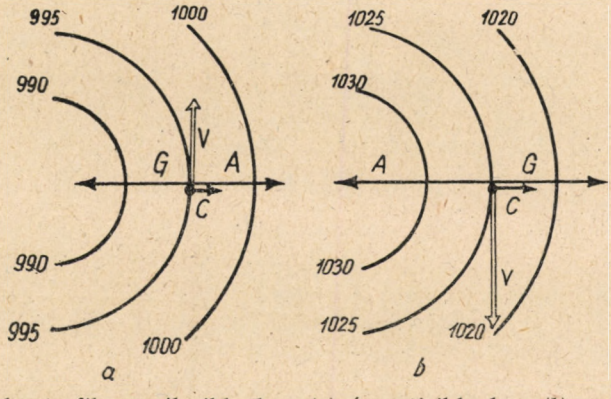
Ha az x tengelyt a trajektória sugarának irányába vesszük fel, az **A** és **C** teljes egészükben ezen tengely mentén feküsznek ; tehát az erők egyensúlya esetén a **G** erő is ezen a tengelyen fekszik. Ebből az következik, hogy a geosztrofikus szél x és y menti két egyenlete egyre korlátozódik, nevezetesen

$$-\frac{1}{\varrho}\frac{\partial p}{\partial r}+2\omega \sin \varphi V+\frac{V^2}{r}=0\,. \tag{12}$$

Könnyen belátható, hogy mint a geosztrofikus szél esetében is, a szélsebesség merőleges a gradiensre és így érintőleges az izobárhoz. Így a geociklosztrofikus szélnél a mozgás az izobár mentén történik ; az utóbbiak körök, melyek a trajektóriákkal egybeesnek (44. ábra). Az izobároknak koncentrikusaknak kell lenniök, azaz két szomszédos izobár közötti távolságnak az izobárok egész hosszán át állandónak kell maradnia. Ez azt jelenti, hogy a részecske izobármenti mozgása folyamán a gradiens minden pontban ugyanaz és vele együtt ugyanaz a sebesség abszolút értéke is. Geociklosztrofikus szélnél a mező minden pontjában az individuális és az advektív gyorsulás a centrifugális erőre korlátozódik, amint azt a (12) egyenletben kimutattuk. Ha a koncentrikusság követelménye nem teljesülne, a központfutó gyorsuláson kívül még a tangenciális $V\frac{\partial V}{\partial s}$ gyorsulás is fellépne, azaz a mozgás nem volna egyenletes.

Az individuális és advektív gyorsulás (1) szerinti egyenletéből következik, hogy a lokális gyorsulás a geociklosztrofikus szélmezőben nullával egyenlő, azaz a mozgás stacionárius. Következésképpen geociklosztrofikus szélnél az izobárok, úgy mint a geosztrofikus szélnél is, nem csupán trajektóriák, de áramlási vonalak is.

A (12) egyenletben a + jel a ciklonális forgásra vonatkozik, arra az esetre, amikor a gradiens az izobár görbületi középpontja felé mutat és a légnyomás legalacsonyabb értékét a középpontban éri el. A — előjel az anticiklonális forgásra vonatkozik, amikor a gradiens a központtól kifelé irányul és a légnyomás a központban a legnagyobb.



44. ábra. Geociklosztrofikus szél ciklonban (*a*) és anticiklonban (*b*) az Északi-féltekén

A geociklosztrofikus szél sebességét ennek a másodfokú egyenletnek a megoldásából kapjuk, a baloldalon + vagy — előjellel véve az utolsó tagot. A megoldás elemzését nem részletezzük. De megjegyezzük, hogy a ciklonban

a szélirány a központhoz viszonyítva az óramutató forgásával ellenkező, míg az anticiklonban az óramutató forgásával egyező irányú lesz, amint ez a 44. ábrából látható.

A Déli-félgömbön, ahol az eltérítő erő a sebességtől balkéz felé irányul, a forgásirány az ellenkezője lesz. Mindkét félgömbre érvényes szabályt akkor kapunk, ha azt mondjuk, hogy a szél a ciklonban a Nappal ellenkezőleg, míg az anticiklonban a Nappal együtt fordul.

Mind a (12) egyenletből, mind pedig a 44. ábrából látható, hogy *ugyanazon gradiens mellett a geociklosztrofikus szél sebessége ciklonban kisebb, mint anticiklonban;* ciklon esetén a gradiens erőt a központfutó és az eltérítő erő összege egyensúlyozza, míg az anticiklon esetén ezek különbsége. Következésképpen a ciklon esetében az adott gradiensnek kisebb eltérítő erő felel meg és így kisebb sebesség is, mint anticiklonban. Ellenkezőleg, ugyanazon szélsebesség mellett ciklonban a gradiensnek nagyobbnak kell lennie és így az izobároknak sűrűbbeknek, mint anticiklonban. A geosztrofikus szél esetén a gradiens nagysága ugyanazon sebesség mellett a cikloné és az anticikloné között van.

Így például az izobár 2000 km-es görbületi sugara mellett és 10,7 m/sec, azaz 6 Beaufort szélsebességnél az 5 mb-onként rajzolt két-két izobár távolsága 50° szélességen ciklonban 309 km, egyenes vonalú izobároknál 323 km és anticiklonban 359 km. Ez a különbség az izobárok görbültségével és erősebb szélben növekszik; például $\varphi = 50°$ szélességen $r = 500$ km, $V = 18$ m/sec (azaz kb. 9 Beaufort fok) esetén az izobárok közti távolság így alakul: ciklonban 146 km, egyenesvonalú izobárok esetén 192 km és anticiklonban 284 km. Ezt a következtetést minőségileg a tényleges szélnél is igazolva látjuk, nemcsak a szabad légkörben, hanem a talajközelben is. Anticiklonokban az izobárok távolabb feküsznek egymástól, ciklonokban sűrűbben, ugyanazon szélsebesség mellett.

A gyakorlatban előforduló izobárgörbületek esetén a C központfutó erő általában kisebb, mint az eltérítő erő A nagysága. Az összehasonlítást a következő táblázat adja:

V	fokokban					r, km.			
	10	20	40	60	80	100	500	1000	2000
	Az eltérítő erő A gyorsulása cm/sec² egységekben					A központfutó erő C gyorsulása cm/sec² egységekben			
5	0,013	0,025	0,047	0,063	0,071	0,025	0,005	0,003	0,001
10	0,025	0,050	0,093	0,126	0,143	0,100	0,020	0,010	0,005
20	0,051	0,100	0,187	0,252	0,286	0,400	0,080	0,040	0,020

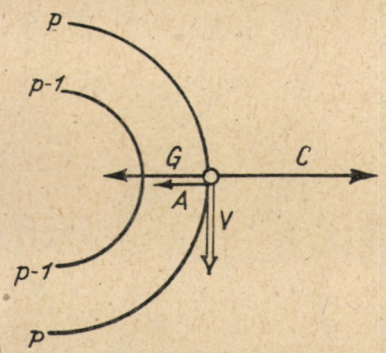
A táblázatból látható, hogy a centrifugális erő csak kis görbületi sugarak (r) mellett és alacsony szélességeken haladja meg az eltérítő erőt, főleg nagy szélsebességeknél. Ezek a körülmények a *trópusi ciklonoknál* találhatók meg; ezért a központfutó erő lényeges befolyással van a trópusi ciklon képződési mechanizmusára, a gradiens-szél pedig a trópusi ciklonban mindig lényegesen különbözik a geosztrofikus széltől.

Ugyanezen okból nem lehetnek az Egyenlítőhöz közel anticiklonok. Anticiklon esetén ugyanis a központfutó erő és a gradiens a központtól kifelé irányulnak, míg az eltérítő erő a központ felé; de a kis eltérítő erő nem tudja

ellensúlyozni a gradiens és a központfutó erő összegét. Ezért anticiklonális izobárgörbület mellett az Egyenlítő közelében stacionárius mozgás nem lehetséges; ha létre is jönne anticiklon, a gradiens és a központfutó erők túlsúlya miatt az anticiklon középső részeiből levegőkiáramlás jönne létre és a nyomáskülönbség gyorsan kiegyenlítődnék.

A mérsékelt övi ciklonokban és anticiklonokban nagy r értékek és közepes V mellett a centrifugális erő néhányszor kisebb az eltérítő erőnél és így nagysága elhanyagolható.

A 44. ábrán a központfutó erőt kicsinek ábrázoltuk az eltérítő erőhöz képest, ami megszokott a mérsékelt szélességeken. Az eltérítő erőt ilyenkor lényegében a gradiens eső egyensúlyozza ki mind a ciklonban, mind az anticiklonban. Ennek következtében a geociklosztrofikus szél sebessége a gradienstől *jobbfelé* esik (az Északi-félgömbön), ugyanúgy, mint a geosztrofikus szél sebessége. Ezt a ciklonok és anticiklonok tényleges szelén észleljük is. Azonban a ciklonban elméletileg más szélirány is lehetséges. Ha a ciklonban a központfutó erő nagyobb a gradiens erőnél, geociklosztrofikus szélnél az eltérítő erőnek a gradiens erővel egyirányúnak kell lennie, a görbületi központ felé. Ennek folytán (az Északi-félgömbön) a geociklosztrofikus szélnek ilyen körülmények között a ciklonban az óramutató forgásával egyezőleg kell forognia (l. 45. ábra) és *a gradiens irányától balra kell feküdnie.* A valóságban ilyen szélfordulás a mérsékeltövi ciklonban, de még a trópusi ciklonban sem figyelhető meg; kis szélörvényekben azonban, a tornádókban és a trombákban, ahol a központfutó erő rendkívül nagy, előfordulhat.



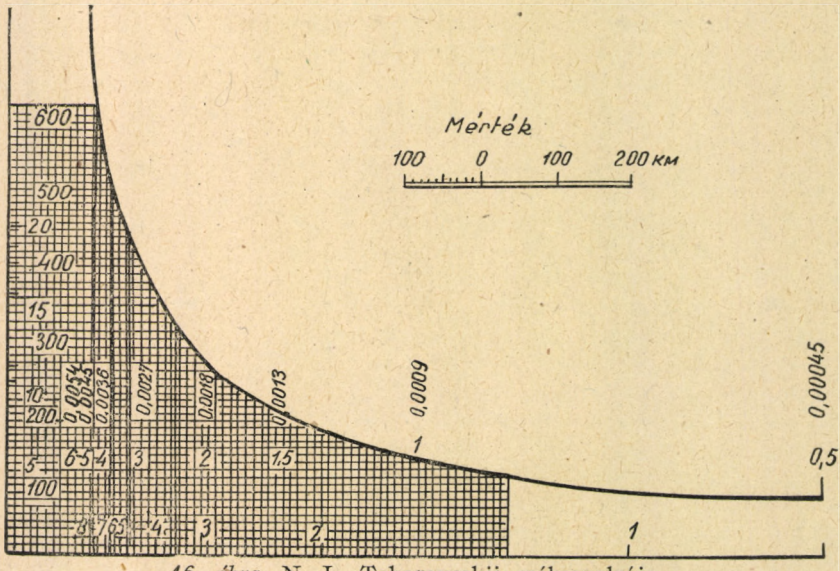
45. ábra. Geociklosztrofikus szél $C > G$ feltétel mellett. A mozgás (az Északi-féltekén) az óramutató járásával egyező

A szinoptikus gyakorlatban kerülik a geociklosztrofikus szél kiszámítását, mert a számítás a geosztrofikus szélhez viszonyítva igen nehéz, viszont annak lehetősége, hogy segítségével a tényleges viszonyokat jobban megközelítsük, nagyon is kétséges. A valóságban az izobárok nem szigorúan koncentrikus körök, ennek következtében a részecskék sebessége az izobárok hosszában még stacionárius mozgás mellett is változni fog a szabad légkörben. Még kevésbbé esik össze a trajektória az izobárral nem-stacionárius mozgás esetén; következésképpen a trajektóriák görbülete a tényleges viszonyok között is különbözni fog az izobárok görbültségétől. Gold empirikus kutatásai szerint a ciklonban a görbületi sugár a trajektórián a mozgás irányában nézve a ciklon jobboldalán nagyobb az izobárok görbületi sugaránál, míg a baloldalon kisebb; az anticiklonnál a helyzet fordított. Ugyanerre az eredményre jutunk elméleti megfontolásokkal is.

Ennélfogva az a »pontosabbá tétel«, amelynek elérésére törekedtünk, amikor az izobárok görbültségét is figyelembe vettük, csak fiktívnek mutatkozik, sőt még ront is az eredményen. Ezért a szinoptikus gyakorlatban úgy tekintik, hogy a súrlódási szint határán, azaz az 1000—1500 m-es szintben a geosztrofikus szél a tényleges szél legjobb közelítése. A geosztrofikus szelet erre a szintre rendszerint a talajmenti adatokból számítják ki.

26. §. A gradiens-vonalzók

Gradiens-vonalzónak azt a nomogrammot nevezzük, amellyel az izobárok vagy izohipszák közti távolságból, meghatározott méretarányú térképen, a gradiens-szelet meghatározzuk. A nomogrammot átlátszó anyagra (celluloid) nyomják és közvetlenül a térképre fektetjük a bennünket érdeklő helyen. Több vonalzót fogunk leírni, amelyek az időjelző szolgálatban használatosak. A gradiens-vonalzó segítségével a gradiens-szél meghatározása nagyon gyorsan végrehajtható.



46. ábra. N. L. Taborovszkij szélvonalzója

1. N. L. Taborovszkij szélvonalzója

Ez a vonalzó (46. ábra) a geosztrofikus szél formuláján épül fel

$$V_G = \frac{1}{2\varrho\omega \sin\varphi} \cdot \frac{\partial p}{\partial n} \qquad (1)$$

Ha $\varphi = 55°$ (ez közelítőleg Moszkva szélessége), $\varrho = 1{,}29$ kg.m^3 (azaz $t = 0°$ és $b = 760$ mm esetén) kg.m.sec. rendszerben

$$\frac{1}{2\omega\varrho \sin\varphi} = 6460 \text{ kg}^{-1} \cdot m^3 \cdot \text{sec.}$$

A V_G m/sec-ban kifejezett szélsebességet úgy kapjuk meg, hogy a fenti értéket a kg.m^{-2}.sec^{-2} egységekben kifejezett bárikus gradienssel megszorozzuk.

Az utóbbit az alábbi táblázatból vehetjük

mb egyenlítői fokonként	kg m^{-2} sec^{-2}
0,5	0,00045
1,0	0,00090
1,5	0,0013
2,0	0,0018
2,5	0,0022

Ha a kapott sebességet 21,6-del megszorozzuk, a részecske által 6 óra (két szinoptikus térkép időköze) alatt megtett útat kapjuk meg kilométerekben.

A Taborovszkij-féle szélvonalzó az 1 : 10 000 000 méretarányú térképre készült. Az ordinátatengelyen a légrészecske által 6 óra alatt megtett út van felrajzolva. Az út skálája 100 km-ként van megjelölve, magán a vonalzón ezt a kissé vastagabb vízszintes vonalak jelölik ; a választott térképméretnek megfelelően ezeknek a vonalaknak a távolsága 1 cm. Az ordinátatengely másik skálája, kis vonalkákkal jelölve, a geosztrofikus szél sebességét adja m/sec-ban.

Az abszcissza-tengelyre, szintén a 100 km : 1 cm méretarányban, az izobárok közti távolság kerül. Az izobárok értékköze 5 mb. A vonalzón a függőleges egyenesek (szintén kissé vastagabb nyomással) a kerek 100 km-es elmozdulásokhoz tartozó izobártávolságokat jelölik.

Az abszcisszák és az ordináták közti kapcsolat hiperbolát szolgáltat, amely a vonalzót felülről határolja. A hiperbolát a vízszintes és a nekik megfelelő függőleges egyenesek metszéspontjai szolgáltatják.

Az abszcissza-tengely mentén haladó középső skála a meridiánfokra eső mb-gradienseket adja, amelyek az izobárok távolságának felelnek meg, a koordinátatengely kezdőpontjától számítva. Az abszcissza-tengely felett legfelül ugyanezek a gradiensek vannak még egyszer berajzolva elméleti számításokra alkalmasabb $kg.m^{-2}.sec^{-2}$ egységekben. Az abszcissza-tengely legalsó skálája az úgynevezett »normál-szél« sebességértékeit adja. Ez a szél az alábbi képlettel meghatározott kapcsolatban áll a gradienssel :

$$V_n = 1{,}5 \frac{\Delta p}{\Delta n}$$

ahol a szélsebességek Beaufort-fokokban és $\frac{\Delta p}{\Delta n}$ a bárikus gradiens mb/meridiánfok egységekben. A normál-szélnek ez az értelmezése a Guilbert-féle tapasztalati szabállyal áll kapcsolatban, melyet a szinoptikus prognózisoknál alkalmaznak és amelyet később magyarázunk meg.

A geosztrofikus szél sebességének és a gradiens nagyságának meghatározásánál a következő módon járunk el. Miután a térképen megrajzoltuk az izobárokat, a térkép bennünket érdeklő részén egyenes vonalat húzunk, amely közelítőleg merőleges két szomszédos izobárra és így a közepes gradiens irányát adja. A vonalzót ráhelyezzük a térképre, úgyhogy abszcissza-tengelye egybeessék ezzel az egyenessel, míg az ordináta tengely az egyik izobárt érintse. A következő izobár, amely az ordináta tengelytől jobbra esik, az abszcissza-tengelyt egy *a* pontban metszi, ennek a pontnak az abszcisszája adja az illető térképszakaszon a közepes bárikus gradiens nagyságát. Az abszcissza-tengelyre merőlegesen az *a* pontból kiinduló egyenes a hiperbolát egy pontban metszi (*b*). Ennek a merőlegesnek a hossza, azaz a *b* pont ordinátája a geosztrofikus szél sebességét adja. Ezt az értéket az ordináta-tengelyen olvashatjuk le.

Ezenkívül a koordináta-rendszer kezdőpontjától a *b* pont ordinátájáig terjedő távolság azt a távolságot adja a térképen, amellyel a légrészecske hat óra alatt elmozdul, ha a mozgása az izobár mentén geosztrofikusan megy végbe. Így egyszerű módon tudjuk meghatározni: 1. hol van most az a légrész, amelynek a bennünket érdeklő térképszakaszra hat óra mulva be kell érkeznie ; 2. hol volt hat órával ezelőtt az a légrész, amely a most adott pontban van.

Az első feladatnak prognosztikus jelentősége van, míg a második a légrészecske geosztrofikus trajektóriájának megszerkesztésénél nyer alkalmazást.

A gradiens-szélvonalzó segítségével nemcsak a geosztrofikus szél egész sebességét lehet meghatározni, hanem annak egyik vagy másik tengellyel párhuzamos összetevőjét is. Például meghatározható a geosztrofikus szélnek a frontvonalra merőleges összetevője, ami lehetővé teszi a front határás elmozdulásának a gradiens-vonalzóval történő meghatározását. Erről különben a 42. §.-ban lesz szó.

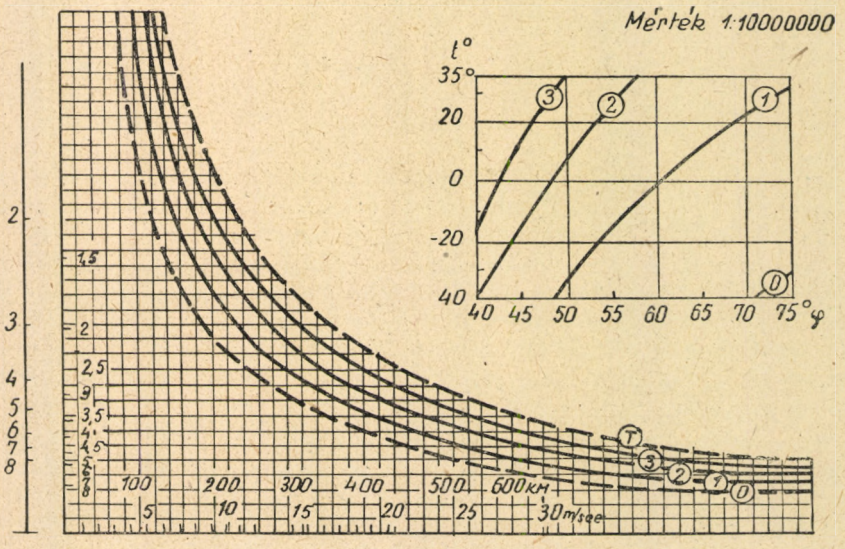
Az 55°-tól különböző szélességekre a vonalzón helyesbítések vannak, amelyek nagyságát akkor kell figyelembe venni, ha pontosabb eredmények elérése kívánatos.

2. A Szovjet Felsőbb Katonai Hidrometeorológiai Intézet gradiens-vonalzója

1943-ban a Szovjet Felsőbb Katonai Hidrometeorológiai Intézetben (F. K. HM. I.) a gradiens-vonalzó egy tökéletesített változatát dogozták ki (47. ábra). A F. K. HM. I. vonalzója, Taborovszkijétól eltérően, lehetővé teszi a hely földrajzi szélességének és a főként a hőmérséklettől függő légsűrűségnek a figyelembevételét.

A vonalzó a geosztrofikus szél egyenletén alapszik:

$$V_G = \frac{1}{2\omega\varrho \sin \varphi} \cdot \frac{\partial p}{\partial n}$$



47. ábra. Az F. K. H. M. I. szélvonalzója

Az ordináta-tengelyen az $y = dn$, az 5 mb-onként rajzolt izobárok közti távolság van felrajzolva, az abszcissza-tengelyen pedig a légrészecske által 6 óra (21 600 mp) alatt megtett út, ezenkívül a V szélsebesség m/sec-ban, ahol $V = 1 : 21\,600\ x$. Az x és az y közti összefüggés

$$xy = \frac{21\,600}{2\,\omega\,\varrho \sin \varphi} \cdot 5 \cdot 10^3 = c,$$ azaz hiperbolikus.

Az 1 : 10 000 000 méretarányú térképre szerkesztett vonalzón a hiperbola c paraméterének számértéke 10^{14}-szer kisebb.

A vonalzón 5 hiperbola van, jelölésük 0, 1, 2, 3, T. Az ezeknek megfelelő állandó értékek $c = 5{,}2$; 6,6 ; 7,6 ; 8,6 és 10,0.

A c konstans fenti értékei a szélesség és hőmérséklet bizonyos kombinációjának felelnek meg.

Azt a kérdést, hogy a számításnál melyik hiperbolát vegyük figyelembe, a φ és t koordinátákat tartalmazó segéd-diagrammal lehet megoldani. Ezen a görbéket a c állandó értékei mellett a következő összefüggések alapján szerkesztették :

$$\varrho = \frac{54 \cdot 10^{-8}}{2\,\omega \sin \varphi \cdot c} \quad \text{és} \quad t + 273 = \frac{p_0}{\varrho R},$$

ahol $p_0 = 1015$ mb.

A kisegítő diagrammon az adott φ és a szóbanforgó terület közepes hőmérsékletének megfelelő t értékkel kikeressük a φ és t metszéséhez legközelebb eső görbe számát. A vonalzón ezt a számú hiperbolát alkalmazzuk a továbbiakban.

A geosztrofikus szél sebességének meghatározása ugyanúgy történik, mint a Taborovszkij-vonalzóval ; csupán azt kell figyelembe vennünk, hogy ezen a vonalzón a gradiensek az ordináta-tengelyen vannak, míg a sebességek az abszcissza mentén, azaz fordítva, mint a Taborovszkij-vonalzón. A bennünket érdeklő térképrészen két szomszédos izobár közti legrövidebb távolságot megrajzoljuk, amivel a közepes normális irányát tűztük ki. A vonalzó ordináta-tengelyét erre a vonalra helyezzük, úgyhogy a két izobár közül a rendszer kezdőpontjába az essék, amelynek számértéke nagyobb. Meghatározzuk azt a pontot, amelyben a másik izobár metszi az ordinátát. Ebben a pontban leolvashatjuk a gradiens nagyságát mb/meridiánfok egységekben. Ettől a ponttól az abszcissza-tengellyel párhuzamosan haladunk a kiválasztott hiperbolával való metszéspontig. A metszéspont abszcisszája a levegőrész által 6 óra alatt megtett úttal lesz egyenlő. A hiperbolán levő metszéspontból függőlegesen az abszcissza tengelyig haladva megállapítható, mekkora ennek az elmozdulásnak értéke km-ben, valamint a hozzátartozó szélsebesség is m/sec-ban.

A vonalzót a másik oldalra fordítva, meghatározható az elmult 6 óra folyamán bekövetkezett elmozdulás.

A vonalzó baloldalán van a Guilbert-féle »normál-szél« skálája, Beaufort-fokokban, az izobárok távolságának megfelelően.

3. A. H. Hrgian és H. P. Pogoszjan vonalzója

Az alábbiakban leírt szélvonalzó a geosztrofikus szél sebességének a meghatározására szolgál az izobárfelületek abszolút topográfiája térképén az izohipszák távolságából. A beosztás kiszámítása a következőképpen történik. A differenciálokat véges változásokkal helyettesítve a (**25**,11) a következő formára hozható :

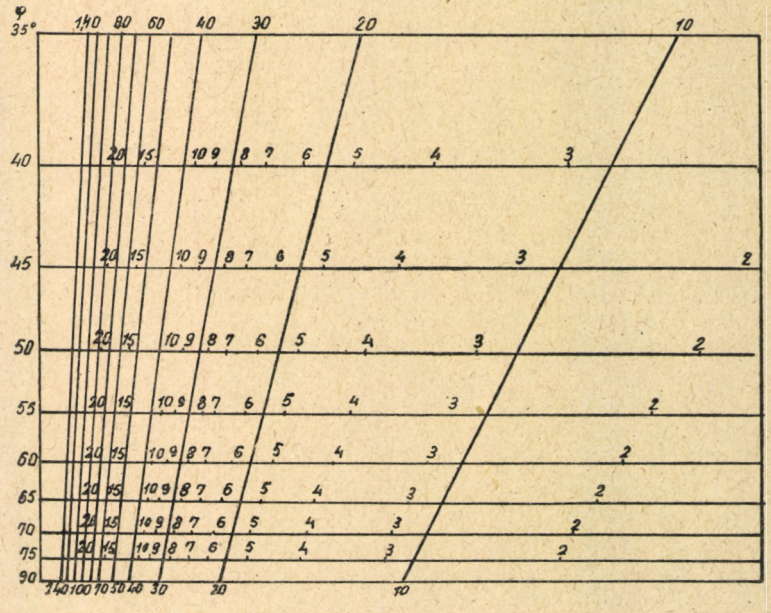
$$\frac{10\,\Delta H}{\Delta n} = 2\,\omega \sin \varphi\, V_G \qquad (2)$$

Ezt már könnyű nomogrammá átalakítani.

A geopotenciáloknak a térképen két szomszédos izohipsza között lemért ΔH különbsége a topográfiák térképein 40 berkkel egyenlő, $\omega = 7{,}29.10^{-5}$ sec^{-1}. A fenti adatokkal az izohipszák közötti Δn távolság, a φ szélesség és a geosztrofikus szél V_g sebessége között a (2) átalakításából nyert összefüggés

$$\frac{1}{\sin \varphi} = \frac{2\,\omega}{400} V_G \Delta n$$

Az ordináta-tengelyre az $y = \frac{1}{\sin \varphi}$ értéket mérjük fel, míg az



48. ábra. H. Hrgian szélvonalzója

abszcisszára az $x = \Delta n$ távolságokat. Ekkor a koordinátasíkon a $V_G = \text{const}$ vonalakra az $y = kx$ egyeneseket kapjuk, ahol a k konstans értéke $\frac{2\,\omega\,V_G}{400}$

Az egyenesek a koordinátarendszer kezdőpontján mennek keresztül.

A $V_G = \text{konst.}$ vonalsereg meghatározása céljából elegendő az ordináta-tengelytől mért metszési távolságokat az $y = \text{konst.}$ egyenesek valamelyikére megállapítani.

Ez az A. H. Hrgian féle vonalzó elvi felépítése (l. 48. ábra).

Az ordináta-tengely mentén a méretarányt tetszőlegesen lehet kiválasztani. Jó érték pl. $y = 1$-re 10 cm-t választani.

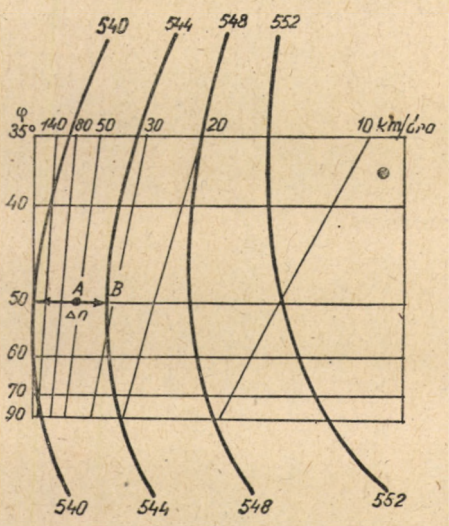
Az abszcisszamenti méretarányt a használt térkép méretarányának megfelelően kell választani.

A Hrgian-féle vonalzót az 1 : 20 000 000 méretarányú térképre szerkesztették, azaz a térképen mért 200 km távolságnak a vonalzón a $\Delta n = 1$ cm felel meg. Kiválasztva az $y = y_0$ értéket és V_G-t m/sec-ban vagy km/h-ban adva meg minden egyes V_G-re kiszámíthatók a $x = \Delta n$ értékek. A km/h

egységekben kifejezett sebességértékeket a vonalzón a folytonos vonalak adják; a m/sec-ban mért sebességértékeket a az $y = \text{konst.}$ vonalakon kis vonalkák jelölik.

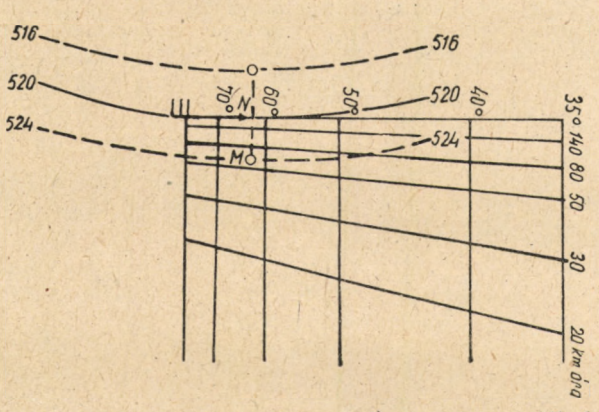
H. P. Pogoszjan gradiens-vonalzója ugyancsak a (2) alapján épül fel, de benne az ordináta-tengely skálája lineáris, ennek következtében a sebességi izovonalak görbe vonalak, ami a vonalzóval való munkánál kevésbbé jó. Pogoszjan a vonalzóját az 1 : 10 000 000 méretarányú térképhez készítette.

A 49. ábrán a folytonos vonalakkal az abszolút topográfia vonalai vannak megadva. Tegyük fel, hogy a szélsebességet az A pontban kell meghatározni, amelynek földrajzi szélessége $\varphi = 50°$. A vonalzót úgy helyezzük a térképre, hogy jobb szegélye az egyik izohipszát mint érintő érintse. Az A pont az izohipszák között fekszik, míg az $\varphi = 50$ foknak megfelelő vonal az izohipszára merőlegesen feküdjön és az A ponton haladjon keresztül. Ekkor az izohipszák közötti Δn normális távolság automatikusan a $\varphi = 50°$-nak megfelelő vonalra esik és nem nehéz a neki megfelelő szélsebességet a B pontban leolvasni, a sebesség izovonalainak interpolálásával. A példában $V = 32$ km/h. A szél irányát a Buys-Ballot-féle szabály alapján határozzuk meg.



49. ábra. A Hrgian-féle szélvonalzó alkalmazása a gradiens-szél sebességének meghatározására

Ha a Hrgian-féle vonalzót az 1 : 10 milliós méretarányú térképen akarjuk a szélsebesség kiszámítására használni, a kapott értékeket meg kell



50. ábra. Az izohipszák közötti távolság meghatározása a szélsebesség alapján

duplázni. A Pogoszjan-féle vonalzót az 1 : 20 000 000 méretarányú térképre alkalmazva a kapott értékeket meg kell felezni. Ezért Pogoszjan azt ajánlja, hogy ilyen esetekben a Δn távolságot ne két szomszédos izohipsza között

vegyük, hanem egy izohipszán keresztül lépve. Így lehetséges a sebesség közvetlen leolvasása és másfelől a szomszédos izohipszák kihúzásánál esetleg elkövetett pontatlanságok is kisímulnak.

A gradiens-vonalzókat a fordított feladat megoldására is fel lehet használni, amikor a tényleges szélsebességet az izohipszák közti távolság meghatározására alkalmazzuk. A bárikus topográfiák térképeinek analízisénél ezt az eljárást ellenőrzési célra is fel lehet használni.

Legyen a $\varphi = 63°$ szélességű pontban a szélirány és a szélsebesség ismert (adott) és pedig $V = 60$ km/h. Helyezzük a vonalzó bal szélét az N pontra, úgyhogy párhuzamosan feküdjön a szél irányával, míg a gondolatban elképzelt 63° egyenes az N ponton menjen keresztül. Az NM távolság, amely a 60 km/h szélsebességnek felel meg, az N pont területén keresztülhaladó izohipszák távolságát adja meg. Ha az izohipszák közül valamelyik az N ponton halad keresztül, akkor ezzel párhuzamosan még két másikat lehet szerkeszteni az N pont két oldalán (az ábrán ezeket az izohipszákat szaggatott, erős vonalak jelzik).

27. §. A súrlódás hatása a szélre a földfelszínen

1. A súrlódási erő

A 25. §-ban már röviden utaltunk a gradiens-szél és a tényleges szél között mutatkozó eltérésre és különbségre a talaj mentén, illetőleg a szabad légkörben. Most részletesen megállapítjuk a tényleges szélnek a gradiens-széltől a talaj mentén mutatkozó mindazon eltéréseit, amelyeket a surlódás hoz létre.

A súrlódás természetére vonatkozó kérdés kívül esik a jelen fejtegetések keretein. Csupán arra emlékeztetünk, hogy a levegőben a talajközeli rétegek mozgásának lelassulása, amit a földfelszínnel való közvetlen súrlódás hoz létre, a felette fekvő rétegeknek turbulens átkeveredés révén adódik át, azaz a mozgásmennyiség turbulens átvitele által. Ilyen módon a légköri súrlódás főleg turbulens természetű és nagyságát illetőleg tízezerszeresen vagy százezerszeresen haladja meg a molekuláris súrlódást. Ennek következtében minden a turbulenciát erősítő vagy gyengítő ok kihatással van a súrlódási erő nagyságára a légkörben, valamint ennek az erőnek a függőleges eloszlására is.

Hesselberg és Sverdrup kimutatták, hogy a surlódási erő **R** vektora a légkör alsó rétegeiben nem pontosan ellentétes irányú a szélsebesség vektorával, hanem a szélsebességgel ellentétes iránnyal β szöget zár be. Ez a β szög kisebb 90 foknál és a surlódási vektor a széllel ellentétes iránytól balra térül el. A surlódási erő abszolút értéke azonban arányos a szélsebességgel, azaz kV-vel egyenlő. (L. 51. sz. ábrát.)

Így a súrlódásos stacionárius mozgásra a derékszögű koordinátarendszerben kifejezett alábbi két egyenletet adhatjuk meg (a centrifugális erőt elhanyagolva és az x tengelyt a sebesség irányába forgatva)

$$\left.\begin{aligned} \left(\frac{1}{\varrho}\frac{\partial p}{\partial n}\right)\cos\alpha &= kV\cos\beta \\ \left(\frac{1}{\varrho}\frac{\partial p}{\partial n}\right)\sin\alpha &= lV + kV\sin\beta \end{aligned}\right\} \qquad (1)$$

ahol α a szél elhajlása a gradienstől, $l = 2\omega\sin\varphi$

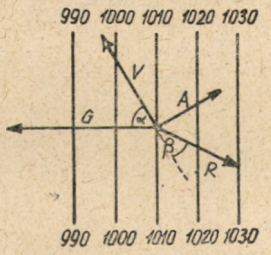
innen

$$\operatorname{tg}\beta = \operatorname{tg}\alpha - \frac{lV}{\frac{1}{\varrho}\frac{\partial p}{\partial n}\cos\alpha}. \qquad (2)$$

Az észlelésekből ismerve ezt az α hajlás-szöget, az egyenlet alapján a β szög meghatározható; ezt az első egyenletbe visszahelyettesítve, a surlódási erő másik konstansát (k) is meg tudjuk határozni.

Az északamerikai állomáshálózatban végzett megfigyelésekből a következő közepes értékeket kapták: $k = 1{,}16 \cdot 10^{-4}\ \text{sec}^{-1}$, $\beta = 22°$.

Európára a megfelelő értékek: $k = 1{,}82 \cdot 10^{-4}\ \text{sec}^{-1}$, $\beta = 33°$. A tenger felett $k = 0{,}65 \cdot 10^{-4}\ \text{sec}^{-1}$ és $\beta = 50°$, míg a szárazon $k = 1{,}9 \cdot 10^{-4}\ \text{sec}^{-1}$, $\beta = 29°$.



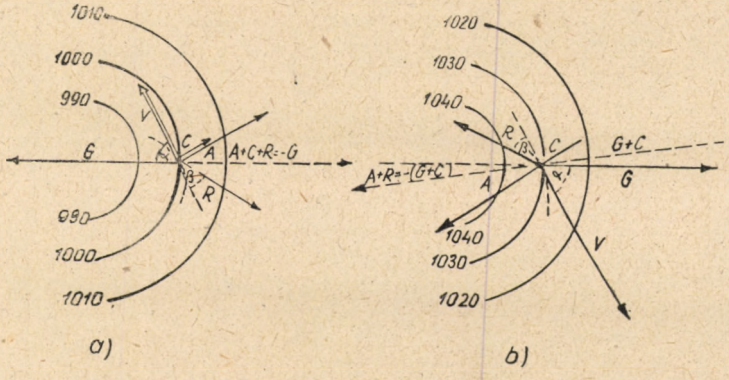
51. ábra. Egyenesvonalú egyenletes mozgás súrlódási erő nélkül

Amint látható, a szárazföld felett a súrlódási erő háromszorosa a tenger felettinek, míg ha azt az összetevőt számítjuk, amely pontosan ellentétes a sebességgel, és az utóbbi nagyságát megváltoztatja, a súrlódásra négyszeres értéket kapunk.

Minthogy k nagyságrendje $10^{-4}\ \text{sec}^{-1}$ és V nagyságrendje 10^2—10^3 cm/sec a súrlódási erő $R = kV$ nagyságrendje 10^{-2} — 10^{-1} lesz. Az a negatív gyorsulás, amely a gradiens erőből származóval ellentétes, a $\text{cm} \cdot \text{sec}^{-2}$ érték tizes és századrészeivel egyenlő, azaz kb. ugyanolyan nagyságrendű, mint a gradiens-erő és eltérítő erő gyorsulása. A magassággal gyorsan csökken, amiről a következő fejezetben lesz részletesen szó.

2. A szél közepes eltérítési szöge a gradienstől

Az (1) egyenletből látható, hogy súrlódási erő jelenléte esetén a gradienstől való eltérítési szög (α) a 90 foktól különbözik. Ez különösen jól látható



52. ábra. Egyenletes körmozgás súrlódási erő nélkül
a — ciklonban, b — anticiklonban.

a grafikus ábrázolásból (52. sz. ábra). Láthatjuk, hogy a **G**, **A** és **R** vektorok nem ugyanazon az egyenesen feküsznek. Így stacionárius mozgás esetén a gra-

diens erő az **A** és **R** hatását ellensúlyozza ki, amelyeknek az eredő vektora a sebességgel 90 foknál nagyobb szöget zár be. Így a sebesség és a gradiens közti α szög kisebb lesz 90 foknál, azaz a szél az izobárokkal nem párhuzamos, hanem metszi az izobárokat, vagyis a szélnek a gradienssel párhuzamos összetevője is van. A szélsebesség ekkor a geosztrofikus szélre megállapított értéknél kisebb.

A centrifugális erő bevezetése, valamint az a feltételezés, hogy a mozgás nem stacionárius, a végkövetkeztetést nem változtatja meg minőségileg.

Korábban már utaltunk arra, hogy a szélnek a gradienstől mért közepes eltérítési szöge 60 fokkal egyenlő. A szög nagysága a földfelszín minőségétől és a légrétegeződéstől függően változik, de függ a földrajzi szélességtől is. Az Atlanti-óceán középső részén az α középértékben 80°, míg Nyugat- és Észak-Európára 70 fok körül van, Közép-Európára pedig 45°. A β-nak Európára nyert értékeiből számítva, a (2) képlet alapján α az Egyenlítőtől a sarkokig a következő értékeket x mutatja stacionárius mozgás esetén:

φ, fokokban	0	20	40	60	90
Szárazföldön	29	40	48	53	55
Tengeren	40	67	74	77	78

A α értékeinek az Egyenlítőtől a sarkok felé való növekedésével együtt a fenti táblázatból az is látható, hogy a mérsékelt szélességek alatt az α értéke a szárazföldön 50° és a tengeren 75° körül van, azaz olyan értékek körül, amelyek a fentebb levezetettekhez igen közel állanak. A trópusokon az α szög jelentékenyen kisebb, mint a mérsékelt övben.

A ciklon különböző szektoraiban az eltérítési szög különböző. Az Atlanti-óceánon és Nyugat-Európában legnagyobb értékét a ciklon *SW*, *W*, *NW* szektoraiban éri el (a tengeren 90 fokig is lehet), a legkisebbet pedig a *NE* és *E* szektoraiban; Közép-Európában a legnagyobb érték az *S*, a legkisebb az *N* és *NW* szektorokban adódik.

Hesselberg ezeket az eltéréseket azzal magyarázza, hogy a mozgó ciklonban nem-stacionárius mozgás esetén a gyorsulások különbözők. Egy másik ok a légtömegek különböző rétegződése lehet, erről most mindjárt szó lesz.

A dolog valóban úgy áll, hogy instabil rétegződés esetén az alsó és felső rétegek között intenzívebb a turbulens kicserélődés. A kicserélődés következtében a levegő tulajdonságai a függőlegesben kiegyenlítődnek; a sajátságok között van az $m\mathbf{V}$ mozgásmennyiségi vektor is. Így minél instabilabb a légrétegződés, a szél az alsóbb rétegekben annál inkább megközelíti iránya (és nagysága) szerint a szabad légkörben a súrlódási szint felett mutatkozó szelet. A szabadlégköri szél mindig nagyon közel áll a gradiens irányához, azaz majdnem az izobárok mentén fuj. Így tehát a turbulencia növekedtével a szél a talaj mentén az izobárok irányához közel kerül, vagyis az α szög növekszik. De a turbulencia erősebb a nagyobb szélsebesség esetén, mint kisebbnél, úgyszintén nagyobb az instabil tömegekben, mint a stabilakban, ezenfelül a szárazföldön nyáron nagyobb, mint télen.

Ebből következik, hogy az *α eltérítési szög nagy szélsebességeknél nagyobb, mint kisebbeknél, úgyszintén instabil tömegben és nyáron a szárazföld felett szintén nagyobb, mint stabil tömegben és télen.*

3. Az α közepes értékektől vett eltérésének okai

Az α-ra fentebb megadott valamennyi érték középérték; az egyes esetekben az α értéke ezen értékek körül ingadozik, a körülményektől függően, miközben az ingadozás szárazföldön nagyobb, mint tengeren.

Az eltérítési szög ingadozására a következő tényezők vannak befolyással:

1. a térkép izobárjai a tengerszintre vonatkoznak, míg a szélre vonatkozó értékeket a talajmenti észlelések alapján rajzolják rá a térképre, tehát a szél és az izobárok más szintben vannak;

2. a talajmenti szelet számos helyi hatás befolyásolja (az észlelőhely felszíni viszonyai, a szélzászló felállításának különlegességei és i. t.);

3. az állomáshálózat jelenlegi sűrűsége mellett az izobárok általános, kiegyenlített légnyomáseloszlást mutatnak és nem adják vissza a bárikus mező zavarait, például a zivatarok körüli szélörvények vagy tengeri szél vagy a felszínhatás által keltett zavarokat. Viszont az így keltett zavarok közvetlen kihatással vannak az egyes állomásokon a széliránra és a szélsebességre.

Ezért világos, hogy különösen a szárazföldön az egyes esetekben a térképen mutatkozó α szög jelentékeny mértékben eltérhet a fent megadott közepes értékektől.

4. A szélsebesség a földfelszínen

A súrlódás következtében a szélsebesség a földfelszínen jelentékenyen kisebb a gradiens-szél sebességénél. A mérések szerint a gradienssel szintén arányos, de az arányossági tényező kisebb, mint a geosztrofikus szélnél. A 35. és 65. szélességi fok közé eső sávra a következő tapasztalati formula érvényes

$$V = \frac{3{,}3}{\sin \varphi} \cdot \frac{\Delta p}{\Delta n}$$

ahol V m/sec-ban, $\frac{\Delta p}{\Delta n}$ mb/egyenlítői fok egységekben van mérve. A geosztrofikus szél sebességére megadott képletben a 3,3-es együttható helyett 4,84 érték áll (l. 25. §.). Így tehát a súrlódás a talajközelben a szélsebességet a geosztrofikus szél sebességének kereken egyharmadával csökkenti.

Az (1) és (2) képletből látható, hogy a k és β értékek állandósult viszonyok között a φ földrajzi szélességtől függenek. A súrlódási »állandók« fent megadott értékeinek segítségével kiszámítható a talajközeli V szélsebességi értéknek és a V_G geosztrofikus szélsebességnek az aránya, stacionárius esetre, különböző szélességekre, az Egyenlítőtől a sarkig;

φ fokokban	10	20	40	60	90
Szárazföldön	0,09	0,23	0,38	0,46	0,50
Tengeren	0,29	0,46	0,63	0,70	0,73

A számadatokból kitűnik, hogy a mérsékelt szélességeken a tényleges szél a szárazföldön a geosztrofikus szél sebességének 40—45%-át éri csak el. A tengeren ez az arány 65—70%-ra javul. A trópusi szélességeken a talajmenti szélnek a gyengülése a geosztrofikushoz képest nagyon nagy.

28. §. A szabadlégköri szél és a gradiens-szél kapcsolata

1. Elméleti megállapítások

A súrlódás csökkenésének mértékében a szélsebesség a magassággal növekszik és megközelíti a gradiens-szél sebességét; a szélirány szintén a gradiens-szél, azaz az izobárok irányához tart. Ennek a jelenségnek elméleti elemzését a dinamikus meteorológiában találhatjuk meg. Feltételezve, hogy a mozgás egyenes vonalú, vízszintes és állandósult jellegű és a belső súrlódás együtthatóját μ -vel, a sűrűséget ϱ-val, a gradiens-erőt G-vel jelölve, a szélsebesség és a magasság közti következő összefüggést nyerjük:

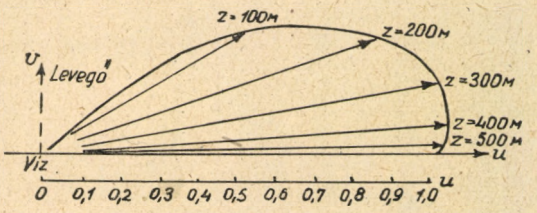
$$V = V_G \sqrt{1 - 2e^{-\lambda z} \cos \lambda z + e^{-2\lambda z}} \qquad (1)$$

Ha a szél és az izobárok közti szöget ψ-vel jelöljük, ami nyilván a szél és a gradiens közti szögnek a kiegészítő szöge, a $\operatorname{tg} \psi$ a következő egyenlettel fejezhető ki:

$$\operatorname{tg} \psi = \frac{e^{-\lambda z} \sin \lambda z}{1 - e^{-\lambda z} \cdot \cos \lambda z} \qquad (2)$$

ahol $\lambda = \sqrt{\frac{\varrho \cdot \omega \sin \varphi}{\mu}}$, V a szélsebesség, V_G a geosztrofikus szél sebessége, z pedig a magasság.

Az (1) és(2) együtt logaritmikus spirált adnak, az úgynevezett Ekman-féle spirált (53. sz. ábra). Ez azt jelenti, hogy a magassággal a szélsebesség



53. ábra. A szélsebesség vektorának változása a magassággal elméleti számítások szerint (Ekman-spirál)

kezdetben gyorsan, később lassabban növekszik. Bizonyos magasságban a szélsebesség, majd később a szélirány is eléri a gradiens-szél értékét. A magasság további növekedésével a szélirány és szélsebesség csökkenő ingadozással tart a gradiens-szél értéke felé, az utóbbit végérvényesen csak végtelen nagy magasságban érve el. Ha azonban a szélirány a gradiens-szél irányát egyszer már elérte, az ingadozás ezután már az egy fokon belül marad.

2. Tapasztalati eredmények

A tapasztalati eredmények elég jó közelítéssel megegyeznek az elmélettel. Az 54. sz. ábrán a szélsebesség és szélirány közepes változását látjuk a magassággal, a nyugateurópai nagymennyiségű aerológiai észlelési anyag alapján. Az abszcissza-tengelyen a gradiens irányába eső szélsebességösszetevő van feltüntetve a különböző magasságokra, míg az ordináta-tengelyen a

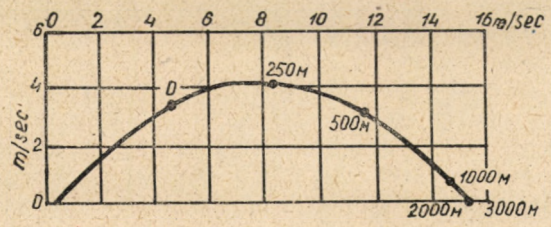
gradiensszélre merőleges sebességösszetevő. Más szavakkal a koordinátarendszer kezdőpontjából kiinduló rádiuszvektor az illető magasságban irány és nagyság szerint a szélsebességet adja. Az izobárok irányát az abszcisszatengely jelöli.

A rajzból kitűnik, hogy a magasság növekedésével az izobárok irányától való eltérés a nullához tart, míg a sebesség a maximális értékhez. Minthogy azonban a μ, ϱ és a gradiens-erő a magassággal változnak, a tapasztalati görbe valamelyest eltér az elméleti úton kiszámított görbétől. A legnagyobb befolyása a magassággal növekvő gradiens-erőnek van, aminek következtében a szélsebesség még azután is növekszik, amikor a szélirány először elérte a gradiens-szél irányát.

3. Szélfordulás a magassággal. A súrlódási szint

A tényleges szél tehát a magassággal irányát és sebességét illetően a gradiens-szél irányához és sebességéhez közeledik, *a magassággal erősödik és jobbkéz felé fordul.* Kell, hogy ez az erősödés és jobbkéz felé fordulás addig a szintig bekövetkezzék, amely felett a gradiens és a tényleges szél közti különbség gyakorlatilag elhanyagolható: a *súrlódási szintig.* Az említett erősödés és fordulás a troposzféra alsó kilométereiben közönségesen észlelhető jelenség. Az a jelenség, hogy néhány esetben elmarad, azzal magyarázható, hogy a bárikus gradiens iránya és nagysága a magassággal hirtelen megváltozik (l. 29. §.); ez a változás olyan is lehet, hogy a szél balkéz felé fordulását és a sebesség csökkenését hozza létre és ezzel elfedi a szélsebességnek az alsó rétegekben normálisnak mondható növekedését és jobbkéz felé fordulását.

A súrlódási szint felett fekvő rétegekben, azaz a szabad légkörben a tényleges szelet nagy pontossággal a légnyomáseloszlással lehet megadni, vagyis a tényleges szél a gradiens széllel megegyezik (rendszerint a geosztrofikus-



54. ábra. A szél közepes sebesség- és irányváltozása a talajtól a súrlódási szintig, tapasztalati adatok alapján

sal). Az izobárok iránya valamely felső szintben vagy az izohipszák iránya valamely izobárfelületen ezen szintek szélirányát adja meg, míg az izobárok vagy izohipszák távolságából (a gradiens szélvonalzó segítségével, a 26. § szerint) meghatározott szélsebesség a tényleges szélnek az illető magasságban észlelt sebessége.

A gradiens és a tényleges szélnek ez a felcserélhetősége a szabad légkörben igen fontos tény a szinoptikus gyakorlatban; *a felső rétegek bárikus mezeje alapján kielégítő pontossággal tájékozódhatunk a tényleges szél felől.*

Az elméleti számítások szerint $\mu = 6{,}3$ érték mellett, ami közel áll a közepes értékhez, valamint $V = 20$ m/sec szélsebességnél a tényleges szél

majdnem azonos a gradiens-széllel 400 m magasság felett. A tapasztalati adatok nagyobb (600—1000 m-es) magasságot eredményeznek. Az igen nagy európai anyag legújabb feldolgozása a súrlódási szintre az 1500 m közepes értéket szolgáltatta (illetőleg valamivel kisebb értéket, minthogy a feldolgozás 500 m-es lépcsőnként történt). 1500 m magasságban a szél és az illető szint izobárjainak iránya közti eltérés középértékben 0-val egyenlő, ugyanakkor azonban az 1000 m-es szintben még 3°. Természetesen ez az utóbbi érték is igen kicsiny, tehát azt lehet mondani, hogy a súrlódási szint közepes magassága Európa felett az 1000 és 1500 m-es magasság között fekszik.

A súrlódási szint magassága a légtömeg rétegződésétől függően ingadozik. Az instabil (tehát túlnyomóan a hideg) tömegekben a levegő függőleges kicserélődése a konvekció következtében erősebb, mint a stabil légtömegekben; ezért a súrlódási szint bennük magasabban fekszik, mint a stabil tömegekben. Az utóbbiakban a mozgásmennyiség kicserélődése olyan kicsi lehet, hogy az izobárokkal párhuzamos áramlást a talajközeli rétegek felett néha már egészen kis magasságban, pl. 200 m-től kezdve meg lehet találni.

Azzal kapcsolatban, hogy a szárazföld felett télen a stabil tömeg van túlsúlyban és nyáron az instabil, a súrlódási szint télen lejjebb fekszik, mint nyáron. A tenger és szárazföld összehasonlítása viszont azt mutatja, hogy a szárazföld felett a súrlódási szint általában magasabban fekszik, mint a tengeren és a szárazföld belsejében is magasabban, mint a tengerhez közel eső területeken.

Elméleti megfontolásokból az következik, hogy a súrlódási szintnek ciklonális izobárgörbület esetén alacsonyabban kell feküdnie, mint anticiklonálisnál. Ezt könnyen meg lehet érteni: a ciklonális mozgás esetén a centrifugális erő a levegőt jobbfelé igyekszik eltéríteni és ezért a szél a magassággal hamarabb közelíti meg az izobárok irányát, mint egyenesvonalú vagy anticiklonális görbületű mozgás esetén.

4. A szél iránya a szabad légkörben

A szabad légkörben a tényleges szél, bár elég közel áll a gradiens-szélhez, teljes szigorúsággal mégsem esik azzal össze. A tényleges és a gradiens-szél rendkívüli közelsége csak középértékben állapítható meg. Egyes esetekben a tényleges szél a gradiens-széltől az 1500—3000 m közötti rétegekben $\pm 50°$ határok között is eltérhet. Valamennyi eltérési eset kétharmada azonban a $\pm 10°$ határok közé esik és csak az összes esetek 3%-ában haladja meg a $\pm 30°$-ot, de ezek az esetek is csak kis szélsebességek mellett észlelhetők. A szélnek az izobárok irányától való jelentős eltérését helyi zavarnak kell tulajdonítanunk, például zivataroknak, záporesőknek és hasonlóknak, amelyek az általános áramlást módosítják. A szinoptikus térkép izobárjai és izohipszái az általános áramlásnak felelnek meg és nem tüntetik fel ezeket a kis helyi zavarokat.

A tényleges szél és a gradiens-szél közti eltérés főoka azonban abban áll, hogy a légkörben mindig vannak gyorsuló mozgások, amelyek lokálisak vagy advektívek lehetnek, de előfordulhat a kettő együttesen is. Különösen lényegesek a lokális gyorsulások, amelyek a légáramlásoknak nem-stacionárius jelleget adnak és amelyek a légkör baroklin voltával vannak kapcsolatban.

5. Szélsebesség a szabad légkörben

Az észlelések szerint a szabad légkörben a szélsebesség is igen közel áll a gradiens-szél sebességéhez. Rendszeres összehasonlításokat végeztek, az esetek többségében azonban csak a súrlódási szint feletti vagy ahhoz közelfekvő szintek szelére. Az összehasonlítás rendszerint nem az illető szint gradiens szelével történt, hanem a talajmenti gradiensből adódó geosztrofikus széllel. Kitünt, hogy **V** az 500 m-es magasságban középértékben majdnem pontosan egybeesett iránya szerint a földfelszínre megállapított $\mathbf{V}_G$-vel, míg sebessége valamivel kisebbnek mutatkozott. A geosztrofikus széllel való összehasonlítás Anglia területére azt eredményezte, hogy 630 m magasságban a tényleges szél sebessége középértékben egyenlő volt a földfelszínre számított geosztrofikus szél sebességével. Berlin felett a tényleges szél évi közepes sebessége a földfelszínen 4,8 m/sec, a geosztrofikus szél sebessége 9,5 m/sec, míg az 1000 m-es szintben (azaz majdnem a súrlódási szintben) a tényleges szélsebesség 10,2 m/sec.

Egyes esetekben a tényleges szél és a gradiens-szél sebessége közti különbség eléri és meghaladja az 5 m/sec-ot. A geociklosztrofikus szél alkalmazása sem biztosít jobb eredményeket.

6. A szél járulékos összetevőjének iránya

A mondottakból következik, hogy a tényleges szél a súrlódási szint felett eléggé közel van a gradiens-szélhez, azaz a tényleges szélnél a mozgást meghatározó gradiens-erő és a mozgással létrehozott tehetetlenségi erők egyensúlyra törekszenek. Ezen a közelségen alapszik a szinoptikus gyakorlatban a geosztrofikus szél egyenletének alkalmazása a szabadlégköri szélsebesség kiszámítására, az adott pontban mért tényleges gradiens alapján. De ezt a közelséget nem szabad túlbecsülni. Az a tény, hogy a szabadlégkörben az izobárok se nem egyenesek, se nem köralakúak és hogy a légnyomáseloszlás az idő folyamán változik, tangenciális erők jelenlétére utal, azaz a tényleges szél és a gradiens-szél közti különbségről beszél.

Fentebb már szóltunk arról, hogy egyes esetekben milyen nagyok lehetnek ezek az eltérések. Hogyan lehet ezeket elméletileg értékelni?

A tényleges szelet a szabad légkörben mint a gradiens szélből és egy kiegészítő összetevőből képezett vektorösszeget lehet felfogni. Néhány elméleti és tapasztalati eredményt adjunk meg ennek az összetevőnek az irányáról.

A Közép-Európára vonatkozó tapasztalati adatok szerint az α eltérési szög a gradiens irányától az esetek 56%-ában 90 foknál kisebbnek akkor mutatkozik, ha az individuális részecske gradiens szelének sebessége növekszik, azaz pozitív individuális gyorsulás mellett. 90 foknál nagyobbnak az esetek 63%-ában akkor mutatkozik, amikor a sebesség csökken. Emellett az $\alpha > 90^0$ érték nagyobb sebességeknél gyakrabban észlelhető, mint kisebb sebességeknél. A tényleges szélnek a gradiens-széltől való eltérése a légnyomáseloszlás változásaival áll kapcsolatban. Minden ilyen változás alkalmával a szélnek irány és sebesség szerint követnie kell a változással kapcsolatban álló gradiens-feltételeket. Ezért összefüggésnek kell lennie a szél kiegészítő összetevője és az izallobármező között. Ezt a kapcsolatot először matematikai úton állapították meg Brunt és Douglas (1925.), a geosztrofikus szél nagyon egyszerűsített feltételei mellett. Később más szerzők is foglalkoztak vele.

A súrlódásmentes vízszintes mozgás x és y tengelymenti egyenletei:

$$\frac{du}{dt} = -\frac{1}{\varrho}\frac{\partial p}{\partial x} + lv$$

$$\frac{dv}{dt} = -\frac{1}{\varrho}\frac{\partial p}{\partial y} - lu$$

egyetlen vektoregyenletbe foglalhatók össze

$$\frac{d\mathbf{V}}{dt} = -\frac{1}{\varrho}\nabla p + \mathbf{V} \times \mathbf{k}\, \iota,$$

ahol $\mathbf{k}$ a függőlegesmenti egységvektor. Ezt az egyenletet $\mathbf{k}$-val vektorálisan szorozva, $\mathbf{V}$-re megoldva és a geosztrofikus szelet bevezetve, nyerjük, hogy

$$\mathbf{V} = -\frac{\nabla p}{\varrho\, \iota} \times \mathbf{k} + \frac{1}{\iota}\mathbf{k} \times \frac{d\mathbf{V}}{dt} = \mathbf{V}_G + \frac{1}{\iota}\mathbf{k} \times \frac{d\mathbf{V}}{dt}. \tag{3}$$

Ez az egyenlet azt mondja ki, hogy a $\mathbf{V}$ szélvektor két vektor összegéből áll, amelyek közül az egyik a geosztrofikus szél vektora, a másik pedig nagysága szerint a gyorsulással arányos és a gyorsulási vektorra merőlegesen attól balra fekszik.

A (3) egyenletet az idő szerint differenciálva, ϱ = const feltétel mellett, nyerjük

$$\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} = -\frac{1}{\iota\varrho}\frac{\partial(\nabla p)}{\partial t} \times \mathbf{k} + \frac{1}{\iota}\mathbf{k} \times \frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{d\mathbf{V}}{dt}\right). \tag{4}$$

Ebben a kifejezésben a $-\dfrac{\partial(\nabla p)}{\partial t} = -\nabla\dfrac{\partial p}{\partial t} = -\mathbf{I}$ *az izallobárikus gradiens.*

A (4) egyenlet utolsó tagját a $\dfrac{\partial \mathbf{V}}{\partial t}$-hez viszonyítva el lehet hanyagolni. Így

$$\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} = -\frac{1}{\iota\varrho}\,\mathbf{I} \times \mathbf{k}. \tag{5}$$

Ez azt jelenti, hogy a lokális gyorsulást az izallobárikus gradienssel ugyanaz a kifejezés kapcsolja össze, mint a geosztrofikus szelet a bárikus gradienssel. Az izallobárok sűrűsége ugyanúgy leírja a lokális gyorsulást, mint az izobárok sűrűsége a geosztrofikus szelet.

Hogy a tényleges szélsebesség és az izallobárikus gradiens közti kapcsolatot megállapítsuk, vegyük a már ismert egyenletet:

$$\frac{d\mathbf{V}}{dt} = \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla \mathbf{V}$$

és helyettesítsük a belőle kifejezett $\dfrac{\partial \mathbf{V}}{\partial t}$ mennyiséget az (5) egyenletbe. Ekkor ezt nyerjük:

$$\frac{d\mathbf{V}}{dt} = -\frac{1}{\iota\varrho}\,\mathbf{I} \times \mathbf{k} + \mathbf{V} \cdot \nabla \mathbf{V}. \tag{6}$$

Az izobárok nem túlságosan nagy görbülete mellett az utolsó tag szintén elhanyagolható. Ezután a $\dfrac{d\mathbf{V}}{dt}$ helyére a (6)-ból nyert kifejezést a (3)-ba helyettesítve, azt nyerjük, hogy

$$\mathbf{V} = \mathbf{V}_G - \frac{1}{\iota^2\varrho}\,\mathbf{I}. \tag{7}$$

Tehát a tényleges szél két vektorból áll, éspedig: 1. az izobárok mentén fúvó *geosztrofikus szél vektorából* és 2. az izallobárikus gradiens mentén fúvó és azzal arányos nagyságú *izallobárikus szél vektorából.*

Ebből látható, hogy a tényleges szél a súrlódási szint felett csak olyan feltételek mellett áll a tényleges szél vektorához elég közel, ha az izallobárikus gradiens kicsi és ezenfelül a légrészecskék pályagörbéinek görbületi sugarai nem túlságosan kicsinyek, amint azt a fentebbi levezetésben fel is tételeztük. Mindkét feltétel a ciklonális és anticiklonális rendszer közti területeken teljesül, ahol a levegő ugyanabban az irányban mozog, mint maguk a bárikus rendszerek (például, az északon fekvő ciklon és a délen fekvő anticiklon között). Ebből következőleg a geosztrofikus egyenlet alapján szerkesztett

gradiens-szélvonalzó a legpontosabb eredményeket a ciklonális központ útvonalától jobbra, az anticiklon középpontjának útvonalától balra és különösen a ciklon melegszektorában szolgáltatja.

Később, 1939-ben Phillips kimutatta, hogy Brunt és Douglas közelítő megoldása csupán a legegyszerűbb rész-esetekre vonatkozik. Általános esetben a tényleges szélnek a gradiensszéltől való eltérése nem az izallobárikus gradienshez irányul, hanem tőle bizonyos szöggel eltér, az adott terület bárikus reliefjétől függően. A tapasztalati igazolás szintén azt mutatta, hogy a kiegészítő szélvektor nem az izallobárikus gradiens irányába esik és nem merőleges rá, hanem valamelyik közbenső irányban fekszik.

Az izallobárikus szél tengelymenti összetevőit, az u', v'-t előállító hasonló kifejezés szerepel a Kibel-féle elmélet második közelítő egyenletében. Ezt később tárgyaljuk.

A fent megadott tapasztalati adatokból az látható, hogy a szabad légköri tényleges szélnek az izobárok mentén geosztrofikus sebességgel lefolyó mozgásától való eltérése általában nem nagy. De ha ezek az eltérések nem is nagyok, mégis fennállanak és hatalmas szerepet játszanak a légköri folyamatokban a velük kapcsolatban álló mozgásmennyiségi vergencia révén, amely a légnyomásváltozásokra vezet. Az olyan folyamatok, mint pl. a ciklon kimélyülése és a nem is ritkán előforduló hirtelen kitöltődése a szabadlégköri mozgások nem stacionárius jellegével állanak kapcsolatban.

29. §. A szélsebesség változása a magassággal a hőmérsékleteloszlástól való függésben

1. »A termikus szél«

A megelőző paragrafusban a szél jobbfelé fordulásáról beszéltünk, valamint a súrlódás csökkenése folytán a magassággal növekvő szélsebességről, amelyek következtében az 1000—1500 m-es magasságban a tényleges szél nagyon közel áll a gradiens-szélhez. Azonban a magassággal beálló szélfordulásnak van még egy oka, nemcsak a súrlódási rétegben, de felette is. Ez magának a légnyomási gradiensnek a magassággal beálló megváltozása. Erről a 24. §.-ban már szóltunk.

Mint ismeretes, a bárikus gradiens a magassággal változik a hőmérsékleteloszlástól függően, a hőmérsékleti gradienshez közeledve. De a széliránytmagát a bárikus gradiens határozza meg. Így tehát *horizontális hőmérsékleti gradiens jelenléte esetén a magassággal változik a szél is.* Könnyű elképzelni, hogy ha a bárikus gradiens a magasban a hőmérsékleti gradiens felé közeledik, a gradiens szél a magasban az izotermák irányához közeledik. Ugyanebben az irányban változik a tényleges szél is, amely a szabad légkörben csak kevéssé különbözik a gradiens-széltől. A továbbiakban egyszerűen a szélről fogunk beszélni, ezen a kifejezésen mindig a geosztrofikus szelet értve, azaz a következő egyenletnek eleget tevő légmozgásról:

$$-2\omega \sin \varphi \cdot v = -\frac{1}{\varrho}\frac{\partial p}{\partial x} \tag{1}$$

$$2\omega \sin \varphi \cdot u = -\frac{1}{\varrho}\frac{\partial p}{\partial y} \tag{2}$$

$$= -\frac{1}{\varrho}\frac{\partial p}{\partial z} \tag{3}$$

A geosztrofikus szélre nyert következtetések a magassággal beálló változásokat illetőleg jó közelítéssel a szabadlégköri tényleges szélre is alkalmazhatók.

Az (1)—(3) egyenletekből a gázok állapotegyenletének, $\varrho = \frac{p}{RT}$ segítségével a ϱ-t kiküszöbölve

$$-2\omega \sin \varphi \cdot \frac{v}{T} = -R \frac{\partial \ln p}{\partial x} \tag{4}$$

$$2\omega \sin \varphi \frac{u}{T} = -R \frac{\partial \ln p}{\partial y} \tag{5}$$

$$\frac{g}{T} = -R \frac{\partial \ln p}{\partial z} \tag{6}$$

formulákhoz jutunk.

A (4) és (5) egyenleteket z szerint differenciálva, kapjuk:

$$-2\omega \sin \varphi \frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{v}{T}\right) = -R \frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\partial \ln p}{\partial z}\right) \tag{7}$$

$$2\omega \sin \varphi \frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{u}{T}\right) = -R \frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{\partial \ln p}{\partial z}\right). \tag{8}$$

De $\frac{\partial \ln p}{\partial z}$ a (6) alapján helyettesíthető. Így

$$-2\omega \sin \varphi \frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{v}{T}\right) = \frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{g}{T}\right) \tag{9}$$

$$2\omega \sin \varphi \frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{u}{T}\right) = \frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{g}{T}\right). \tag{10}$$

Ezen egyenleteket a z szinttől a z_0 szintig z szerint integrálva

$$\frac{u_1}{T_1} = \frac{u_0}{T_0} - \frac{g}{2\omega \sin \varphi} \int_{z_0}^{z_1} \frac{1}{T^2} \frac{\partial T}{\partial y} dz \tag{11}$$

$$\frac{v_1}{T_1} = \frac{v_0}{T_0} + \frac{g}{2\omega \sin \varphi} \int_{z_0}^{z_1} \frac{1}{T^2} \frac{\partial T}{\partial x} dz. \tag{12}$$

A (11) és (12)-ből látható, hogy a z_1 szintben levő és u_1, v_1 összetevőkből álló szél két tagból tevődik össze: a z_0 szint u_0, v_0 összetevőkből álló, a $\frac{T_1}{T_0}$ hőmérsékleti viszonnyal megszorzott szeléből és egy kiegészítő vektorból, amely a vízszintes hőmérsékleti gradienstől függ. Ezt a kiegészítő vektort a *szél termikus összetevőjének* nevezzük vagy röviden *termikus szélnek*. Ha a z_0 és z_1 közé eső légoszlop közepes hőmérsékletét T_m-mel jelöljük, a (11) és (12) a következő alakot ölti:

$$u_1 = \frac{T_1}{T_0} u_0 - \frac{g}{l} \frac{T_1}{T_m^2} \frac{\partial T_m}{\partial y} \Delta z \tag{13}$$

$$v_1 = \frac{T_1}{T_0} v_0 + \frac{g}{l} \frac{T_1}{T_m^2} \frac{\partial T_m}{\partial x} \Delta z, \tag{14}$$

ahol $\Delta z = z_1 - z_0$.

A $\frac{T_1}{T_0}$ és $\frac{T_1}{T_m}$ hányadost közelítésben egységnek lehet venni. Például $z_0 = 0, z_1 = 5\,\text{km}, T_0 = 293°, T_1 = 263°, T_m = 278°$ feltételek mellett $\frac{T_1}{T_0} = 0{,}90$ $\frac{T_m}{T_0} = 0{,}95$. Ezzel az engedménnyel a (13) és (14) egyenleteket még egyszerűbb alakra lehet hozni

$$u_1 = u_0 - \frac{g}{l}\,\frac{\Delta z}{T_m}\cdot\frac{\partial T_m}{\partial y} \tag{15}$$

$$v_1 = v_0 + \frac{g}{l}\,\frac{\Delta z}{T_m}\cdot\frac{\partial T_m}{\partial x}. \tag{16}$$

A (15) és (16)-ból következik, hogy a z_1 magasságban a szelet a következő összetevőkből álló vektorösszeg állítja elő:

1. az alsó z_0 szint $\mathbf{V}_0$ szele, u_0, v_0 összetevőkkel.
2. a $\Delta\mathbf{V}$ kiegészítő vektor, azaz a termikus szél vektora, amelynek összetevői $\frac{g}{l}\,\frac{\Delta z}{T_m}\,\frac{\partial T_m}{\partial y}$ és $\frac{g}{l}\,\frac{\Delta z}{T_m}\,\frac{\partial T_m}{\partial x}$

A *termikus szél* ilyenformán *abszolut értékben arányos a z_0 és z_1 közti réteg vastagságával és a rétegben levő közepes hőmérsékleti gradiens nagyságával.*

Milyen a termikus szél iránya a vízszintes hőmérsékleti gradienshez viszonyítva? Ezt könnyű elképzelni a (15) és (16) egyenletekből, mert a termikus szél x tengelymenti összetevője arányos a hőmérsékleti gradiens y tengelymenti összetevőjével és az y tengelymenti szélösszetevő arányos a hőmérsékleti gradiens x tengelymenti összetevőjével. Tehát *a termikus szél merőleges a hőmérsékleti gradiensre.* Ez különben az alábbi meggondolásból is kitűnik: a 28. §.-ból tudjuk, hogy a vízszintes hőmérsékleti gradiens létezése esetén a bárikus gradiens a magassággal forgást végez. Ez a forgás a termikus szél oka. A bárikus gradiensnek ez az elfordulása a hőmérsékleti gradienssel párhuzamos. A szél pedig (már mint a geosztrofikus) derékszög alatt (az Északi-félgömbön) jobbkéz felé fekszik a bárikus gradiens irányától; így a termikus szélnek is jobbkéz felé, derékszögben kell feküdnie a bárikus gradiens forgásához viszonyítva, azaz derékszögben és jobbra a hőmérsékleti gradienstől. Ez azt jelenti, hogy a termikus szél az izoterma mentén fekszik, az alacsonyabb hőmérsékletet balról hagyva.

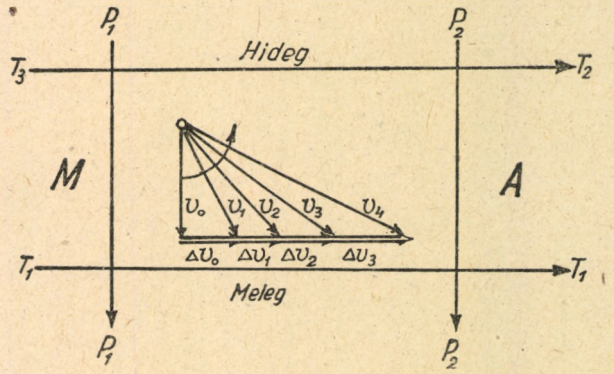
2. *Szélfordulás a magassággal a ciklon és anticiklon különböző részeiben*[1]

Az alsó szintek bárikus mezejét és a közbülső rétegek közepes hőmérsékleti mezejét ismerve, megadható a szél a réteg felső határán. Ebből a célból a geosztrofikus szél $\mathbf{V}_0$ vektorát az izobárok irányába kell hozni (azaz a bárikus gradiensre merőleges irányba, attól jobbra), míg a termikus szél $\Delta\mathbf{V}$ vektorát a réteg közepes izotermáinak irányába (azaz a közepes hőmérsékleti gradiensre merőlegesen, attól jobbra) és el kell végezni a két vektor összeadását. Az 55. sz. ábrán a függőleges vonalak az izobárok és $\mathbf{V}_0$ a geosztrofikus szél

[1] Ezt a fejezetet V. A. Bugajev írta.

a z_0 magasságban, a vízszintes vonalak pedig a közepes hőmérséklet izotermái, ΔV_0, ΔV_1, ΔV_2 és i. t. a termikus szél a $z_1 - z_0$, $z_2 - z_1$, $z_3 - z_2$ és i. t. rétegekben.

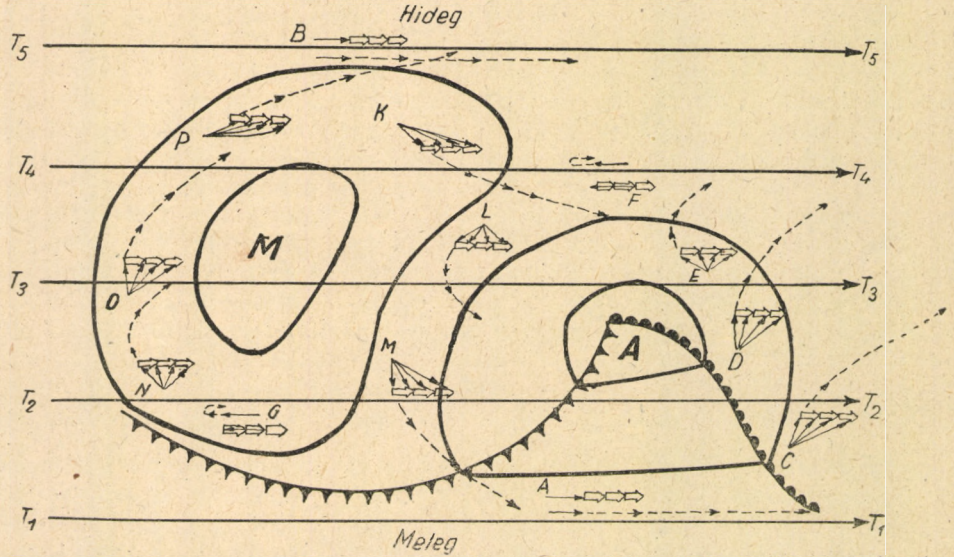
Így $\mathbf{V}_0 + \Delta \mathbf{V}_0$ a geosztrofikus szél a z_1 magasságban, $\mathbf{V}_1 + \Delta \mathbf{V}_1 = \mathbf{V}_2$ a geosztrofikus szél a z_2 magasságban. Az adott esetben, amikor az izotermák



55. ábra. A gradiens-szél fordulása a magassággal a vízszintes hőmérsékleti eloszlás függvényében

az izobárokat merőlegesen metszik és az izobároktól balra feküsznek, a szél a magasban szintén balra fordul és erősödik.

Hasonló szerkesztési módot használva, vizsgáljuk meg a szél változását a ciklonban előforduló izobár- és izoterma-helyzetek mellett.



56. ábra. A gradiens-szél fordulása a magassággal a ciklon és anticiklon különböző részeiben

Az egyszerűség kedvéért legyenek az izotermák mint az 56. sz. ábrán látható, egyenes vonalak és a hőmérséklet csökkenjen délről észak felé.

Az izobárok és izotermák kölcsönös alaphelyzetei a következők lesznek (l. 56. sz. ábra) :

1. Az izobárok párhuzamosak az izotermákkal és azonos irányításúak. Ez a bárikus rendszer mozgási irányába tekintve a ciklon jobbfelén (*A* pont) és az anticiklon baloldalán (*B* pont) fordul elő. A szél a magassággal erősödik, de irányát nem változtatja. Itt, valamint a rajz többi pontjában a pontozott vonal a pilot-ballonok pályáját jelzi.

2. Az izotermák az izobároktól jobbra, hegyesszög alatt feküsznek (a *C* és *P* pontokban). A szél mérsékelten jobbra fordul és jelentékenyen erősödik.

3. Az izotermák az izobároktól jobbra feküsznek, derékszög alatt. (*D* és *O* pont). A szél jobbra fordul és erősödik.

4. Az izotermák az izobároktól jobbra feküsznek és azokhoz tompaszög alatt hajlanak (*E* és *N* pontok). A szél gyorsan jobbra fordul és kezdetben kissé csökken a magassággal, majd újból megerősödik.

5. Az izotermák párhuzamosak ugyan az izobárokkal, de ellentétes irányításúak (a ciklon baloldalán az *F* pont és az anticiklon jobb oldalán a *G* pont). Ebben az esetben a termikus összetevőnek irányítása éppen ellentétes az alsó szintek gradiens-szelének irányával. Ezért a szél kezdetben a magassággal csökken, változatlanul megtartva irányát, nulláig csökken, majd irányt változtatva (a szél átfordul) erősödni kezd, új, az előbbivel ellentétes irányban.

6. Az izotermák az izobároktól jobbra feküsznek, hegyesszög alatt. (*K* pont.) A szél lassan balra fordul és jelentékenyen erősödik.

7. Az izotermák az izobároktól jobbra, derékszög alatt feküsznek (*M* pont). A szél balra fordul és erősödik.

8. Az izotermák az izobároktól balra feküsznek, tompaszög alatt (*L* pont). A szél élesen balra fordul, kezdetben valamelyest gyengül a magassággal, majd újból erősödik.

Ilyen módon a termikusan aszimmetrikus rendszerekben a szél jobbkéz felé való fordulása a ciklon elülső részeiben és az anticiklon hátoldalán következik be. Az ellenkező, balra fordulás a ciklon hátoldalát és az anticiklon előoldalát jellemzi.

Az okkludálódott, termikusan szimmetrikus hideg ciklonban és az állandósult meleg anticiklonban az izobárok és az izotermák iránya azok bármely részében rendszerint összeesik. Ilyen esetekben elmarad a szélfordulás a magassággal. A szél a magassággal erősödik, de irányát nem változtatja. A hideg, alacsony anticiklonokban elő kell fordulnia a szél átfordulásának a magassággal. Az 56. sz. ábrából következik az is, hogy a jobbra forduló szél esetén a légáramlások iránya a melegebb területekről a hidegebbek felé mutat; míg balraforgásnál az ellenkező viszonyok állanak fenn. Következésképpen a szél jobbra forgása meleg-advekcióra, balraforgása hideg-advekcióra mutat.

Fentebb izotermákról és izobárokról beszéltünk. A bárikus topográfiák térképein az izobárok szerepét az abszolút izohipszák veszik át. A relatív izohipszák a két izobárfelület közé eső réteg közepes izotermáit állítják elő. Ebből az következik, hogy a termikus szél a relatív topográfia izohipszáival párhuzamos. A termikus szél nagyságát a relatív topográfia térképe alapján grafikusan lehet megállapítani, a V. A. Bugajev által szerkesztett vonalzó segítségével. Ennek a vonalzónak segítségével a fordított feladatot is meg lehet oldani; ismerve a termikus szelet, például a pilotballon észlelésekből (mint az alsó és felső szint szélvektorainak különbségét), meghatározhatjuk a réteg termikus gradiensét is, azaz a relatív izohipszák irányát és sűrűségét.

Ha a magassági légállapotmérések száma kevés, ez a módszer célszerű lehet a bárikus topográfiák analizisénél, mert megkönnyíti az adatszegény területeken az izohipszák extrapolációját.

30. §. A cirkuláció-elmélet meteorológiai jelentősége

A hidromechanikából és a dinamikus meteorológiából ismeretes a V. Bjerknestől származó cirkuláció-elmélet, amely a légkörben lefolyó mozgások magyarázatára a legáltalánosabb alapot szolgáltatja. Ez az elmélet a mozgások időbeli változását néhány légköri állapotjellemző, például a légnyomás és a fajlagos térfogat, vagy a hőmérséklet és az entrópia skalármezőinek változásával kapcsolja össze.

Ebben a fejezetben a cirkuláció és a gyorsulás alapfogalmainak összefoglalására emlékeztetünk és ezeket a fogalmakat néhány helyi légköri cirkuláció analízisére használjuk fel. A továbbiakban még ismételten fogunk ezekkel a fogalmakkal foglalkozni.

1. A cirkuláció

Tekintsük a folyadékrészecskék olyan megszakítás nélküli láncát, amelyek együtt egy zárt s határgörbét alkotnak. A részecskék mindegyikének meghatározott $\mathbf{V}$ sebessége van, amely ilyen vagy olyan szög alatt fekszik az adott pontban a görbéhez húzott érintőhöz. Tekintsük az adott pontban a $\mathbf{V}$ sebességből a végtelenül kicsiny ds útelem mentén képezett $\mathbf{V} \cdot ds$ skalárszorzatot.

Ez a szorzat csak a ds irányába eső mozgásösszetevőt tartalmazza; skalár-jelekkel ez $V_s ds$ alakban is írható, ahol V_s a sebességnek az adott pontban a görbéhez húzott érintőre eső vetülete. Számítsuk ki a $\mathbf{V} \cdot ds$ integrálját az egész zárt s görbére

$$C = \oint \mathbf{V} \cdot ds.$$

Ezt az integrált *az s zárt görbe cirkulációjának is nevezik* (néha *az s görbe sebesség-cirkulációjának* is mondják). Ez nyilvánvalóan a görbe irányába eső összes sebességösszetevőnek a görbe egész hosszán át képezett összegét állítja elő.

Könnyű kimutatni, hogy a zárt görbe cirkulációja algebrai összege mindazon görbék mentén vett cirkulációknak, amelyek azt az felületet határolják, amelyet a külső s alaphatárvonal is közrezár. Világos, hogy az $\oint V \cdot ds$ mennyiség a területen belül eső minden határvonal-szakaszon kétszer fordul elő, különböző előjellel. Így az integrálok a belső határvonalak vagy szakaszok mentén egymást kölcsönösen lerontják és csupán a külső határvonalon vett integrálok maradnak meg.

A mozgási mező bármely pontjában és a határgörbe tetszésszerinti alakja mellett a cirkuláció előjele a görbe egyik szakaszán különbözni fog a másik szakasz előjelétől. A két részlet algebrai összege az egész határgörbe cirkulációját adja, ami általában különbözik 0-tól. Különleges esetekben a pozitív rész abszolút értéke egyenlő lehet a negatív rész abszolút értékével és az egész kontúrra számított cirkuláció így nulla értékű. Lehet olyan mozgási

mezőt is szerkeszteni, amelyben bármely zárt görbén 0 a cirkuláció, az ilyen mezőnek sebességi potenciállal kell rendelkeznie, azaz

$$\mathbf{V} = \nabla a = -\text{grad } a = -\frac{da}{dn},$$

ahol a valamilyen skalár mennyiség, míg $u = \frac{\partial a}{\partial x}$, $v = \frac{\partial a}{\partial y}$, $w = \frac{\partial a}{\partial z}$ vagy ami ezzel a feltétellel egyenlő értékű, a mezőnek rotormentesnek kell lennie ($rot\ a = 0$), ami a következő feltétel teljesítésével egyértelmű követelmény:

$$\frac{\partial w}{\partial x} - \frac{\partial v}{\partial z} = \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x} = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} = 0.$$

Az igazolást l. a dinamikus meteorológia kézikönyveiben. A valóságos viszonyok között a mozgási mező az esetek többségében forgást is tartalmaz, azaz $rot\ V = 0$, ezért a cirkuláció nullától különböző lesz, bármilyen határgörbét is válasszunk a mozgási mezőben.

A cirkuláció jelenléte a sebességi mezőben *vagy az áramlási vonalak görbültségében vagy a mozgásra merőleges irányba eső sebességváltozásban mutatkozik meg.* Az első esetben közvetlenül látható, hogy az a materiális határvonal, amely az átlagos mozgásirányban elmozdul, ezenkívül még forgást is végez. Ez lesz a helyzet nemcsak a forgó mozgás tipikus esetében zárt útvonalon, hanem abban az esetben is, amikor az áramlás csupán görbevonalú vagy ha az anyagi határgörbe nem foglalja magában a forgás középpontját. A második esetben a cirkulációnak akkor is nullától különböző értéke van, amikor a határgörbe olyan egyenesvonalú, párhuzamos áramlási vonalakból álló mezőben fekszik, amelyben az áramlási sebesség a különböző vonalak mentén nem azonos.

Például tegyük fel, hogy a légrészecskék vízszintes, egyenesvonalú és egymással párhuzamos trajektóriák mentén mozognak, de a szélsebesség a magassággal növekszik. Ekkor a függőleges síkban fekvő határgörbére számított cirkuláció nullától különböző lesz. Ha pl. a határgörbe parallelogramma, világos, hogy felső szélén az $\int V \cdot ds$ integrál abszolút értéke szerint nagyobb lesz, mint az alsó vonalon és így a nullától különböző.

Hasonló módon kaphatjuk meg a nyugatról keletre tartó zónális levegőcsere cirkulációját, ha például délen a sebesség nagyobb, mint északon.

Egyes esetekben elképzelhető természetesen olyan görbementi cirkuláció is, amikor minden egyes részecske egész sebessége iránya szerint az illető görbeelemmel egybeesik. Ekkor a görbe összes részecskéi azonos zárt útvonalon mozognak. Még különlegesebb esetekben az is elképzelhető, hogy az ilyen cirkuláció stacionárius, azaz gyorsulástól mentes. Most a cirkuláció gyorsulásának fogalmával fogunk megismerkedni.

2. *A cirkuláció gyorsulása*

A cirkuláció nagysága idők folyamán változhatik, amennyiben változik vagy a cirkulációs határvonal alakja és hossza, vagy a vonal egyes pontjaiban a sebesség. Az időegységre eső cirkulációváltozást a cirkuláció gyorsulásának

nevezzük. Ez, mint nyilvánvaló, a cirkuláció időszerinti differenciálhányadosával fejezhető ki:

$$\frac{dC}{dt} = \frac{d}{dt} \oint^{s} \mathbf{V} \cdot d\mathbf{s}. \tag{2}$$

Thomson tétele szerint, amelynek levezetését minden hidromechanikában vagy dinamikus meteorológiában meg lehet találni, ez az egyenlet a következőképpen írható át:

$$\frac{dC}{dt} = \oint^{s} \frac{d\mathbf{V}}{dt} \cdot d\mathbf{s}, \tag{3}$$

ahol az integráljel alatt ugyanaz a skaláris szorzat áll, mint a cirkulációs sebesség kifejezésében, csak a sebesség helyett a $\frac{d\mathbf{V}}{dt}$ gyorsulás szerepel. Ezért mondható, hogy a sebesség cirkulációs gyorsulása egyenlő a gyorsulás cirkulációjával.

Így a cirkuláció gyorsulását az összes, a határgörbe érintőjének irányába eső gyorsulásösszetevők összegezése révén nyerjük. Jegyezzük meg azonban, hogy a C és $\frac{dC}{dt}$ dimenziója különbözik a $\mathbf{V}$ és $\frac{d\mathbf{V}}{dt}$ dimenziójától. C dimenziója, mint könnyen kiszámolható, $[L^2 T^{-1}]$, míg a $\frac{dC}{dt}$ dimenziója $[L^2 T^{-2}]$, azaz a *munka* dimenziója.

A (3)-ban a gyorsulás helyébe, az integráljel alá a ténylegesen ható erőket bevezetve (a mozgás vektoregyenletéből, súrlódásmentes esetben), a következő formulát nyerjük:

$$\frac{dC}{dt} = -\oint^{s} v \cdot \nabla p \cdot d\mathbf{s} - 2 \oint^{s} \omega \times \mathbf{V} \cdot d\mathbf{s} + \oint^{s} \mathbf{g} \cdot d\mathbf{s}. \tag{4}$$

Az utolsó tag 0-val egyenlő, mert potenciállal rendelkező vektor, amelynek nincs cirkulációja. Így a cirkulációs gyorsulás lényegében az első két tagból tevődik össze.

Ha kezdetben $\mathbf{V} = 0$, csak az első tag marad meg és éppen ebben kell látnunk a legfontosabb okot. A földforgás eltérítő ereje, amely a második tagban szerepel, az áramlásra csak eltérítő hatással lehet, de energiáját nem növelheti. Engedjük meg egyelőre, hogy az eltérítő erő hiányzik. A $\nabla p \,.\, d\mathbf{s}$ skalár-szorzatot $\frac{\partial p}{\partial s} ds = dp$ formában is lehet írni, így

$$\frac{dC}{dt} = -\oint^{s} v \nabla p \cdot d\mathbf{s} = -\oint^{s} v \, dp. \tag{5}$$

Ez a kifejezés magát a V. Bjerknes-féle tételt fejezi ki a cirkulációs gyorsulásra, földforgásmentes esetre (abszolút koordinátarendszerre vonatkoztatva). A továbbiakban az egyenlet jobboldalán álló integrál értelmét magyarázzuk meg.

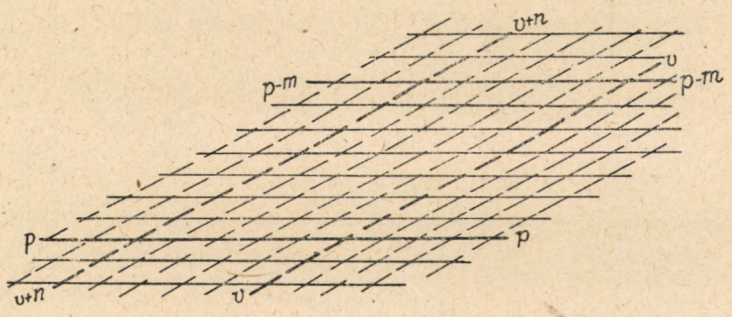
Az utolsó kifejezésből következik, hogy össze nem nyomható folyadék esetén, ahol v mindenütt azonos értékű, $\oint^s vdp = v \oint^s dp = 0$, minthogy a dp integrálja zárt görbe mentén nullával egyenlő. Így tehát össze nem nyomható folyadékban a cirkuláció nem képződhet újra, de a meglévő cirkuláció megmarad, feltéve, hogy nincs súrlódás, ami a felemésztésére törekszik.

A cirkulációs gyorsulás az olyan össze nem nyomható folyadékban is nullával egyenlő, amelyben *a fajlagos térfogat* (vagy a sűrűség) *csupán a nyomás függvénye;* ilyenkor ugyanis vdp teljes differenciál, aminek következtében a zárt görbén számított $\oint vdp$ integrál nullával egyenlő. Alább az ilyen tulajdonságú folyadékra a *barotrop* elnevezést vezetjük be. Most csak azt mondjuk meg, hogy a légkörnek általában nincs meg ez a sajátsága, minthogy benne a fajlagos térfogat nemcsupán a nyomásnak, hanem a hőmérsékletnek is a függvénye.

Az a tétel, hogy az össze nem nyomható vagy barotrop folyadékban cirkulációs gyorsulás nincs, az örvény megmaradását kimondó Helmholtz-féle tételnek egy más fogalmazása. Ezt a törvényt, amely ideális folyadékra vonatkozik, a meteorológiában csak a súrlódásmentes barotrop atmoszféra különleges esetére lehet alkalmazni. Ilyen pedig a valóságban nem létezik. Így tehát a légkörben örvényes mozgások újra képződhetnek és megszűnhetnek.

3. *A cirkulációs gyorsulás és a szolenoidok*

A $-\oint^s vdp$ integrál a zárt görbén belül eső izobár-izoszter szolenoidok számával egyenlő. Ezek a szolenoidok csövek, amelyeket az (abszolút rendszerben megadott) egységenként megrajzolt izobár és izoszter felületek képeznek, az s görbén belül. Innen $\frac{dC}{dt} = N$, azaz a zárt anyagi görbe cirkulációs



57. ábra. A cirkuláció-egyenlet integrálásához

gyorsulása egyenlő a beborító izobár-izoszter szolenoidok számával. Ezt igen könnyű szemléletesen igazolni, ha a határgörbét négyszögletesnek, két izobár- és két izoszter felülettel (p és p-m, illetőleg v és $v + n$) határolt terület határvonalának vesszük (57. sz. ábra).

Az izobármenti integrálok nullával gyenlők, marad tehát

$$\oint_s v\,dp = \int_2^3 + \int_4^1 = (v+n)\,[(p-m)-p] + v[p-(p-m)] = -n\,m,$$

amiből

$$\frac{dC}{dt} = n\,m,$$

ahol nm az egységszolenoidok száma, amelyeket az izobár és izoszter felületek alkotnak. Ez a levezetés nyilvánvalólag bármely görbevonalú kontúrra is alkalmazható, kiszámítva az s határgörbén belül fekvő egységszolenoidok számát ; ugyanilyen módon határozhatjuk meg a cirkulációs gyorsulást.

Ezért a V. Bjerknes-féle tételt, amely az álló Földön (illetőleg a világűrhöz rögzített abszolút koordinátarendszerben) a cirkulációs gyorsulást adja meg, a következő formában lehet írni :

$$\frac{dC}{dt} = N, \tag{6}$$

ahol N az izobár-izoszter szolenoidok száma, amelyet a cirkulációs határgörbe körülzár.

A *forgó* Földön a cirkulációs gyorsulás a (4) szerint így fejezhető ki :

$$\frac{dC}{dt} = N - 2\oint \omega \times \mathbf{V} \cdot d\mathbf{s}. \tag{7}$$

Az utolsó tag jelentését később fogjuk megmagyarázni.

Látjuk, hogy abban a közegben, ahol a p, v rendszerben szerkesztett szolenoidok eltűnnek, a nem mozgó Földre számított cirkuláció nullával egyenlő. Az ilyen közeget *barotrop*nak nevezzük ; lehet azonban beszélni barotrop-tömegtérről is. A barotrop térben vagy mezőben a fajlagos térfogat vagy a sűrűség csak a nyomásnak a függvénye és ennek következtében esnek össze a p és v egyenértékű felületei a térben. Ezzel ellentétben *baroklin* térről vagy mezőről akkor beszélünk, amikor a sűrűség nemcsupán a nyomásnak a függvénye és így az izobár és izoszter felületek nem esnek egybe egymással, hanem szolenoidokat alkotnak. *A légkör, úgy mint az óceán, baroklin ;* a légkörben a sűrűség a légnyomásnak és a hőmérsékletnek a függvénye, a tengerben pedig a hőmérsékletnek és a sótartalomnak. Ezért várható, hogy majdnem mindenütt a légkörben kiválasztott elég nagy tetszőleges határgörbére nullától különböző cirkulációs gyorsulást kapunk, amelyet a szolenoidok számával mérhetünk (ha feltételezzük, hogy a Föld nem forog).

A súrlódást a Bjerknes-tétel levezetésénél nem vettük számításba. A súrlódás természetesen negatív előjelű cirkulációs gyorsulást hoz létre, amely a cirkulációs gyorsulást csökkenteni, ellensúlyozni, sőt még meghaladni is képes, amit a szolenoidok hoznak létre. Azonban a súrlódás befolyásának számításba vétele gyakorlatilag lehetetlen.

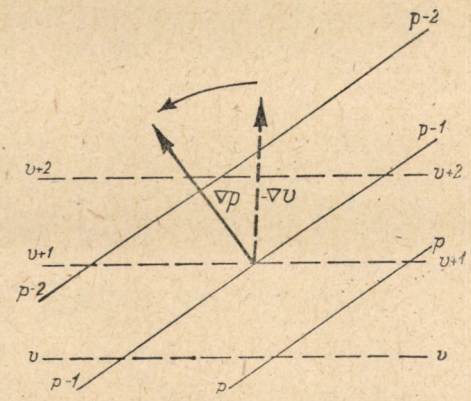
4. A cirkulációs gyorsulás fizikai jelentése

A cirkulációs gyorsulás irányát a következő meggondolásból lehet meghatározni, aminek eredményeképpen a cirkulációs gyorsulás és a szolenoidok közti kapcsolat fizikai mechanizmusa is érthető lesz a számunkra.

Tekintsünk egy olyan kis folyadékrészt, amelynek belsejében a fajlagos térfogat és a légnyomás lineárisan változó mennyiségeknek vehetők. Az izobár és izoszter felületeket ekkor két, egyenközű párhuzamos felületből álló rendszer fogja ábrázolni. A felületek metszése révén keletkezett szolenoidok parallelogrammák lesznek, amelyek oldalai szintén egyenlők és párhuzamosak. Így az adott folyadékrészben a bárikus gradiensek minden pontban egyenlők és párhuzamosak ; ugyanez mondható a térfogati aszcendensre is.

Ha a vizsgált folyadékrészben valamennyi részecskének egy és ugyanaz a fajlagos térfogata lenne, a bárikus gradiens minden pontban a gyorsulással lenne azonos, amelynek eredménye tisztán transzlatórikus sebesség volna. Minthogy azonban a fajlagos térfogat pontról-pontra változik, a gyorsulás nagysága a különböző pontokban különböző lesz és a könnyebb részecskék maguk mögött hagyják a nehezebbeket. Így az egyenesvonalú mozgáson kívül a bárikus gradiens még forgó mozgást is hoz létre, amelynél a részecskék az izobár és izoszter felületek metszésvonalai mint tengelyek körül forognak, a térfogati aszcendestől a bárikus gradiens felé vivő legrövidebb útnak megfelelő irányban.

Ez a forgás is minden zárt görbe mentén cirkulációt hoz létre, a zárt görbét folyadékrészecskékből képzelve el. A cirkulációs gyorsulás irányának meghatározása céljából vetítsük a rajz síkjára a bárikus gradienst és a térfogati aszcendenst. A cirkulációs gyorsulást a térfogati aszcendens vetületétől a bárikus gradiens vetületéhez vezető legrövidebb út mentén kapjuk meg (58. sz. ábra).



58. ábra. A cirkulációs gyorsulás iránya

Jegyezzük még meg, hogy a cirkulációs gyorsulás, amelyet a szolenoidok, azaz a baroklin tömegeloszlás hoztak létre, olyan mozgást idéz elő, amely a határgörbén belül lévő szolenoidok számát csökkenti, magát a cirkulációs gyorsulást megszüntetni törekszik. A cirkulációs gyorsulás a hideg tömeget lefelé, a meleg alá mozdítja el és amikor ez az elmozdulási folyamat befejeződik, a térfogati aszcendens és a bárikus gradiens azonos irányúak lesznek, a szolenoidok száma nullára csökken és így a cirkulációs gyorsulás is nulla lesz. Ezután a súrlódás, amely a cirkulációs gyorsulással ellenkező értelmű gyorsulást hoz létre, fokozatosan megsemmisíti azt.

Súrlódás fennforgása esetén is el lehet képzelni huzamosabb ideig fennálló stacionárius cirkulációt. De ennek létezéséhez az a szükséges, hogy a meghatározott szolenoidszám is huzamosabb időn keresztül fennálljon, amelynek hatása ellensúlyozza a súrlódás ellentétes hatását. De ez azt jelenti, hogy a baroklin tömegeloszlásnak állandónak kell maradnia, úgyhogy a tér egyik pontjában állandó hőfelvételnek, a másik helyén pedig hőleadásnak kell lennie. Más szavakkal, a térben hőforrásra és hidegforrásra van szükségünk.

Sandström állapította meg, hogy stacionárius cirkuláció esetén a hőforrásnak mindig a hidegforrás alatt kell feküdnie. Ezt fizikailag könnyű megérteni. Ha a hidegforrás alul fekszik, a hideg levegő a földfelszínen terjeszkedik szét, a feljebb fekvő hőforrásból származó levegő pedig felette, levegőkeveredés nem jön létre. Csupán magasan fekvő hidegforrásnál és alacsonyan elhelyezkedő melegforrásnál süllyed a hideg levegő huzamosabb ideig, míg a meleg emelkedik, azaz a cirkuláció huzamosabb időn keresztül megmarad. Minthogy a légkörben a légnyomás a magassággal csökken, azt is mondhatjuk, hogy a stacionárius cirkulációnál a hidegforrásnak sokkal kisebb nyomáson kell lennie, mint a hőforrásnak.

A légkörben a legfőbb melegforrások a földfelszínen feküsznek, mivel a rövidhullámú napsugárzást a légkör rosszul nyeli el. Ami a hidegforrásokat illeti, Sandström ilyeneket a hegységek hóval és jéggel borított felületén akart találni és például a grönlandi fennsíknak s az Alpoknak tulajdonított fontos szerepet a stacionárius légköri cirkulációk fenntartásában (pl. a monszunoknál). Általánosabb hidegforrások lesznek a 6—10 km magasságban fekvő légköri rétegek, ahol különösen erős és le nem árnyékolt hosszúhullámú kisugárzás megy végbe a világűr felé.

Mint a Sandström-féle elméletből levont következtetést, ki lehet azt is mondani, hogy a levegő stacionárius mozgásainál a nagynyomású területen (az anticiklonban) a hőmérsékletnek magasabbnak kell lennie, mint a kisnyomás területén (a ciklonban). A VI. fejezetben látjuk majd, hogy a statisztikai eredmények ezt a következtetést alátámasztják.

5. A cirkulációs gyorsulás egyenletének más alakjai

A levegő fajlagos térfogatát közvetlenül nem lehet mérni és kiszámítását is viszonylag ritkán végezzük el. Ezért meteorológiai célokra a cirkulációs gyorsulást előnyösebb nem az izobár és izoszter felületekkel képezett szolenoidokkal, hanem más mennyiségek ekviskalár sokaságaival alkotott szolenoidokkal kifejezni. Ilyen sokaságok vagy seregek lehetnek:

1. az egyenlő hőmérséklet T izoterma-felületei és az egyenlő légnyomás logaritmusának $ln\ p$ felületei (azaz izobárfelületek, ahol azonban nem légnyomásegységenként, hanem logaritmus-egységenként rajzoltuk meg a felületet);

2—3. az egyenlő T hőmérséklet izoterma-felületei és a potenciális hőmérséklet logaritmusának ($ln\Theta$) egyenértékű felületei vagy az entrópia egyenértékű felületei (izentróp felületek).

Mutassuk be az ilyen átalakítások lehetőségét:

1. A

$$\frac{dC}{dt} = -\oint^{s} v dp = N_{p,v} \tag{8}$$

egyenletben vdp a gázegyenlet segítségével átalakítható

$$RT\ \frac{dp}{p} = RT\ d \ln p,$$

innen

$$\frac{dC}{dt} = -R \oint^{s} T d \ln p = R N_{\ln p, T} \tag{9}$$

Így a cirkulációs gyorsulást a T és $\ln p$ felületek által alkotott szolenoidoknak az R gázállandóval megszorzott száma fejezi ki.

2. A $vdp = RT\, d \ln p$ kifejezést még tovább lehet átalakítani, ha $\ln p$ helyére a potenciális hőmérséklet egyenletéből származó kifejezést helyettesítjük (l. **3**.20) ;

$$d \ln \Theta = d \ln T - k\, d \ln p.$$

Így tehát

$$\ln p = -\frac{1}{k}(d \ln \Theta - d \ln T),$$

amiből

$$\frac{dC}{dt} = \frac{R}{k}\oint^{s} T\, d \ln \Theta - \frac{R}{k}\oint^{s} T\, d \ln T.$$

A második tag nulla, mert a T és $\ln T$ egyenértékű felületei egymással párhuzamosak. Ennek következtében

$$\frac{dC}{dt} = \frac{R}{k}\oint^{s} T\, d \ln \Theta \quad \text{vagy} \quad \frac{dC}{dt} = -\frac{R}{k} N_{\ln \Theta,\, T}. \tag{10}$$

Ennélfogva a cirkulációs gyorsulást a $\ln \Theta - T$ szolenoidoknak a $-\frac{R}{k}$ hányadossal megszorzott számával lehet mérni, ahol R a gázállandó és

$$k = (c_p - c_v) : c_p = 0{,}288.$$

3. Azonban a φ entrópiát és a potenciális hőmérsékletet a következő összefüggés kapcsolja egymáshoz :

$$\varphi = c_p \ln \Theta + \text{konst.}$$

úgy

$$d \ln \Theta = \frac{1}{c_p}\, d\varphi,$$

ahonnan

$$\frac{dC}{dt} = \frac{R}{kc_p}\oint^{s} T\, d\varphi$$

vagy

$$\frac{dC}{dt} = \frac{1}{A}\oint^{s} T d\varphi = -\frac{1}{A} N_{\varphi,T}. \tag{11}$$

Így a cirkulációs gyorsulást a $\varphi - T$ szolenoidoknak $-\frac{1}{A}$-val szorzott számával lehet mérni, ahol A á hő mechanikai egyenértéke.

A $T - \ln p$ vagy a $T - \varphi$ szolenoidok számát az aerológiai diagrammok, az emagrammok vagy tefigrammok segítségével könnyű meghatározni, amint azt később megmutatjuk.

6. A földforgás befolyása a cirkulációs gyorsulásra

A földforgás eltérítő erejének jelenléte esetén a cirkulációs gyorsulán egyenletébe még a

$$2 \oint_s \omega \times \mathbf{V} \cdot d\mathbf{s}$$

tag is bekerül.

Ezt a tagot a következő módon lehet átalakítani :

$$2 \oint_s \omega \times \mathbf{V} \cdot d\mathbf{s} = 2 \oint_s \omega \mathbf{V} \times d\mathbf{s} = 2\omega \oint_s \mathbf{V} \times d\mathbf{s}, \qquad (12)$$

ahol $\times$ a vektorszorzat jele, míg a pont a skaláris szorzaté. A $\mathbf{V}$-nek a $d\mathbf{s}$-sel képzett vektoriális szorzatában a mozgásnak csak az az összetevője szerepel, amely a kontúrra merőleges ; a szorzat integrálja tehát az $\mathbf{F}$ felület megnagyobbodását fogja adni az időegységben. Ezt a felületet a határgörbe fogja körül. Ilyenformán a $2\omega \oint_s \mathbf{V} \cdot d\mathbf{s}$ integrál $2\omega \frac{d\mathbf{F}}{dt}$ -vel egyenlő, de mivel a szögsebesség állandó érték, $2 \frac{d\omega \cdot \mathbf{F}}{dt}$ -vel is egyenlő. Itt a differenciálás jele alatt ω és $\mathbf{F}$ vektorok skaláris szorzata áll, ami nem más, mint az ω vektor abszolút értékének és az $\mathbf{F}$ vektornak az ω irányára képezett vetületének szorzata, vagy ami ugyanaz : az ω-ból és az $\mathbf{F}$ területnek az Egyenlítő síkjára képezett vetületét helyettesítő $\mathbf{F}'$ vektorból képezett skalárszorzat. Így kapjuk, hogy

$$2 \oint \omega \times \mathbf{V} \cdot d = 2 \frac{d\omega \cdot F'}{dt} = 2\omega \frac{dF'}{dt}. \qquad (13)$$

A földforgás révén létrejött cirkulációs gyorsulás tehát (amit a rövidség kedvéért a *cirkuláció Coriolis-gyorsulásának* is lehet nevezni) a kétszeres földforgási szögsebességből és az s görbe által határolt F felület vetületének időegység alatti változásából álló szorzattal egyenlő. A (4) cirkulációs egyenlet tehát így írható :

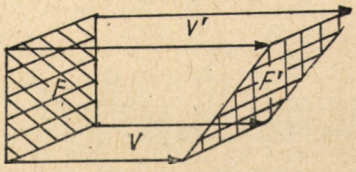
$$\frac{dC}{dt} = N - 2\omega \frac{dF}{dt}. \qquad (14)$$

Ez a *cirkulációs egyenlet teljes alakja*. Az $\mathbf{F}$ felületnek az Egyenlítő síkjára képezett vetületváltozását vagy a felület mozgása hozza létre, vagy a felületnek az időben bekövetkező nagyságváltozása. Ha a vetület csökken, a Coriolis-féle cirkulációs gyorsulás pozitív, ha növekszik, negatív.

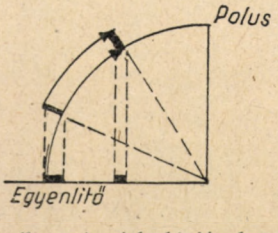
A Coriolis-féle cirkulációs gyorsulás például akkor különbözik a nullától, ha a szél a magassággal változik. Ha a szélsebesség a magassággal növekszik és az áramlási vonalak a p, v szolenoidokkal párhuzamosak, az $\mathbf{F}$ felület, amely ezeken a szolenoidokon halad keresztül, bizonyos idő multán deformálódik, aminek következtében az Egyenlítő síkjára képezett vetülete is változni fog (59. sz. ábra).

A változás nagysága és előjele természetesen a széliránytól és a földrajzi szélességtől függ. Gyakran előfordul : a változás olyan irányú, hogy

az általa létrehozott Coriolis-féle cirkulációs gyorsulás kompenzálja a szolenoidok számának változásából létrejött cirkulációs gyorsulást, azaz végeredményben a cirkuláció maga stacionárius lesz (súrlódásmentes esetben).



59. ábra. A cirkulációs kontúrnak az Egyenlítő síkjára levetített területváltozása, ha a szélsebesség a magassággal növekszik



60. ábra. A cirkulációs kontúr Egyenlítőre vetített területének változása a meridián mentén történő mozgásnál

Másfelől, képzeljük el a földrajzi szélességet deformáció nélkül változtató légtömeg esetét. Ekkor az a függőleges felület, amely a légtömegen belül keletről nyugat felé halad, nagyságát ugyan nem változtatja, de az Egyenlítő síkjára képezett vetülete változik. (60. sz. ábra). A felületet körülvevő görbén fellép a Coriolis-féle cirkulációs gyorsulás. Stacionárius cirkuláció esetén ezt a szolenoidok hatásának kell ellensúlyoznia, amelyek észak-déli irányban haladnak át a felületen. Ehhez viszont olyan hőmérsékleti gradiens szükséges, amely nyugatról kelet felé irányul. Ha ilyen gradiens nincs, a Coriolis-féle cirkulációs gyorsulás igyekszik ilyet teremteni. A felület vetületének nagysága ténylegesen

$$F' = F \cos \varphi ,$$

ahonnan

$$\frac{dF'}{dt} = F \sin \varphi \frac{d\varphi}{dt} .$$

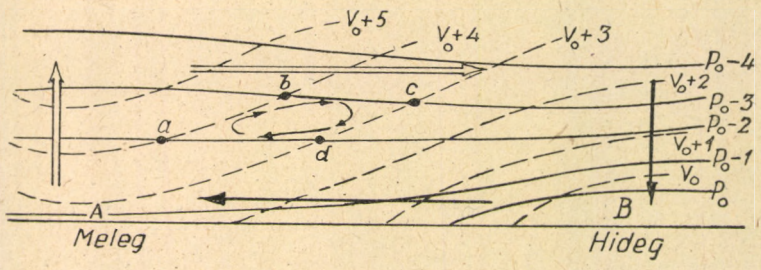
Alacsony szélességeken, ahol φ kicsi, a Coriolis-féle cirkulációs gyorsulás is kicsi marad. Magasabb szélességeken már jelentékenyebb és arra törekszik, hogy a felsőbb rétegeket az ismert mértékben az alsókhoz viszonyítva elmozdítsa, úgyhogy azok az alsókkal egymás mellett legyenek. Így jön létre az izoszter felületek és következésképpen az izoterm felületek dőlt helyzete. Erről az általános légkörzés c. fejezetben még lesz szó.

7. *A cirkulációs gyorsulás és a felmelegedés helyi különbségei*

A légkör baroklin volta és vele a cirkulációs gyorsulás közvetlenül a légkör szomszédos részei egyenlőtlen felmelegedésétől függ. Ebben az esetben különösen szemléletesen lehet megmutatni, hogy a barotrópia megszűnésével fejlődik ki a cirkuláció.

Tekintsük a 61. sz. ábra AB szakaszát. Az A pontban hőforrás van és a B pontban hőleadás. Az A pont feletti levegő hőmérséklete magasabb lesz, mint a B pont felett és ennek eredményeképpen (a sztatika alapegyenlete szerint) az izobárfelületek (p_0, p_0—1 p_0—2 és i.t.) az A pont felett egymástól nagyobb távolságra lesznek, mint a B pont felett. Ezt a rajz is ábrázolja.

A (v_0, $v_0 + 1$, $v_0 + 2$, és i.t.) izoszter felületek a melegebb területen süllyednek és a hideg területen felemelkednek, mert a fajlagos térfogat a magassággal növekszik. Az A pontban lévő levegőt hidegebb, tehát sűrűbb levegő veszi körül és ezért áll be ennek a levegőnek a felemelkedése olyan szintig, ahol már az A terület felett megnövekedett légnyomás folytán a bárikus gradiens a B terület felett lévő kisebb légnyomás felé irányul. Ennek a gradiensnek a következtében folyik a levegő az A terület felől a B terület fölé. A B pont feletti hideg területre a levegő leereszkedik, mert sűrűsége nagyobb, mint a körülötte lévő levegő sűrűsége. Minthogy azonban az A pont feletti területről a levegő kiáramlása az A pontban a légnyomást csökkentette, alul a B pont felől az A pont felé mutató légnyomási gradiens alakul ki és ennek meg-



61. ábra. A baroklinitás és a cirkulációs gyorsulás kifejlődése egyenlőtlen felmelegedés alkalmával

felelően a B pont felől az A pont felé áramlik a levegő. Ily módon zárt áramlás alakul ki a magasban az A pont felől a B felé, alul ellenkező irányban, úgyhogy az A pont felett a levegő felszálló mozgásban van, míg a B pont felett leszálló mozgásban. Amint a rajzból látható, a cirkuláció a térfogati aszcendenstől a bárikus gradiens felé irányul.

A nem forgó Földön az A pontot az Egyenlítővel és a B pontot a sarkkal lehetne azonosítani; ekkor az általános légkörzés legegyszerűbb vázlatát kapnánk meg (l. 60. §). A 61. ábrának ugyanez a vázlata alkalmazható az egyenletes melegedésből származó bármely rész-cirkulációra, mint a parti szélre és a völgyi szélre. Mint első közelítés alkalmazható még a monszunokra is (l. 68. §). A monszunok esetében azonban már nem lehet elhanyagolni a földforgás eltérítő erejét.

8. A parti szél

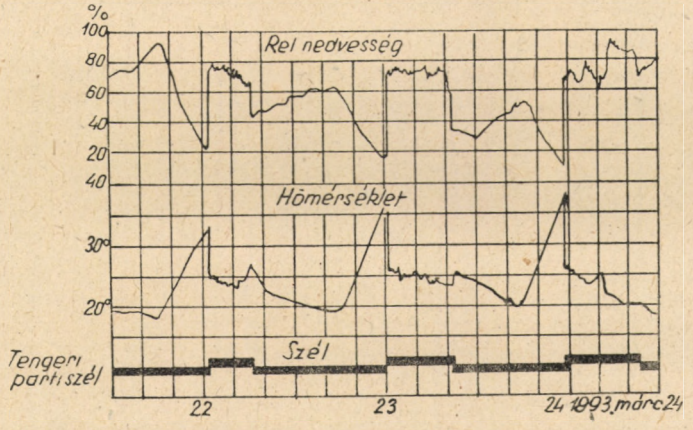
Tegyük fel, hogy a partvonal mentén kezdetben semmilyen vízszintes légnyomás gradiens sincs. Később, a szárazföld és a tenger felmelegedésében mutatkozó különbségek miatt hőmérsékletkülönbség lép fel. Így például éjjel a szárazföld felett a levegő a kisugárzás következtében erősebben hűl le, mint a víz felett és ennek következményeképpen a levegő sűrűsége is növekszik a szárazföld felett. Végeredményül olyan fajlagos térfogateloszlás fejlődik ki, mint amilyen a 61. sz. ábrán látható, feltételezve, hogy a szárazföld jobboldalon fekszik. A jelentkező cirkulációs gyorsulás úgy irányul, hogy a légmozgás az alsóbb rétegekben a szárazföld felől a tenger felé és a felső rétegekben az ellenkező irányban halad. Amennyiben a szárazföld felett a lehülés huzamosabb ideig tart, megmarad a baroklin-rendszer, vele együtt a cirkulációs gyorsulás is, ami a mozgást a súrlódási erő ellenére fenntartja.

Nappal a szárazföld felett lévő levegő erős besugárzási felmelegedés folytán szintén erősebben melegszik fel, mint a tenger felett; ezért az izoszter felületek a másik oldalra dőlnek és a cirkulációs gyorsulás az éjszakai viszonyokkal ellentétes irányú les

Ilyen módon a parti szelek periódusos cseréje fejlődik ki a tengerek és a nagy tavak partvidékein ; nappal a szél a tengerről a szárazföldre fúj (tengeri szél), éjjel pedig a szárazföldről a tenger felé (parti szél).

A parti szelek elmaradhatnak, ha a szél a tengerparttal párhuzamosan fúj és ha a magassággal a sebességeloszlás olyan, hogy az ezáltal létrehozott Coriolis-féle cirkulációs gyorsulás ellensúlyozza a szolenoidok hatását.

Jegyezzük még meg, hogy a földfelszín éjjeli lehülése csak a közvetlenül felette lévő legalacsonyabb rétegekre terjeszkedik ki, aminek következtében a lehüléskor stabil rétegződés keletkezik. Az előbbi ok miatt a keveredés révén beálló hőátvitel csak kis magasságokig megy végbe. Ezzel szemben a nappali felmelegedés nagy magasságokig terjed, mivel az alulról történő felmelegedés instabil egyensúlyi állapotot teremt, amely a konvektív hőcserét a légkör sokkal vastagabb rétegében idézi elő. Ezért az éjjeli parti szélnek nincs olyan nagy függőleges kiterjedése, mint a nappali tengeri szélnek. Sok vidéken, ahol a szelek általában gyengék, mint például a trópusokon, a parti szél jelensége rendkívüli szabályosságot mutat, jelentékeny mértékben csökkentve a hőmérséklet napi amplitudóját, a hőmérséklet napi menetének egészen különleges formát adva.



62. ábra. A hőmérséklet és a nedvesség menete Szenegambiában, parti szél alkalmával

A 62. sz. ábrán a Zöld-foktól nem sokkal délebbre fekvő Szenegambia napi hőmérsékleti és nedvességi menetét ábrázoljuk három egymásutáni olyan napon, amikor a parti szél jelentkezett. A tengerben itt hideg áramlás halad, míg a partvidék maga pusztaság, amely nappal erősen felhevül, míg éjjel aránylag erősen lehűl. Déltájban a szél hirtelen megváltoztatja irányát, a hőmérséklet 10—12 fokkal esik, míg a relatív nedvesség néha 5%-ról 95%-ra növekszik. Naplemente után a tengeri szél elül, a hőmérséklet ismét *emelkedik* és a nedvesség csökken ; parti szél támad fel az időjárási elemeknek a szárazföldi állomásokon normálisnak mondható menetével.

Szuhumiban, ahol parti szelet az egész év folyamán észlelni lehet, a hőmérsékletemelkedés napkelte után délelőtt 10—11 óráig folytatódik. Déltájban, a tengeri szél beálltával a hőmérséklet 2—3 fokkal csökken, majd később újból emelkedik. A tengeri szél partira nyáron este 6 óra tájban vált át, tavasszal és ősszel korábban.

A tengeri szél a Balti-tenger vidékén a tengeren a partvonaltól 5—6 km távolságban kezdődik és 20—30 km-re nyúlik be a szárazföldre, de helyenkint 70 km-re is. A parti szél a tengerre 8—9 km-re hatol be.

A parti szél áramlata felett a magasban az ellenkező irányú szelet észlelhetjük, ami összhangban áll a parti szelet megmagyarázó cirkulációval. A parti szél alsó áramszakasza csak néhányszáz méter függőleges kiterjedésű és legfeljebb 1—2 km-ig terjed ; ez a magasság is csak fokozatosan alakul ki, a szél keletkezésével együtt. A felső, ellenkező irányú áramszakasz még 1,5—2 km-re terjed ki.

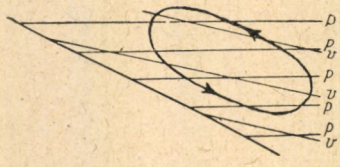
A Szovjetunióban jól kifejlődött parti szeleket lehet találni a Fekete- és az Azovi-tenger partvidékén (Ogyesszában, a Krimen, a kaukázusi partokon), áprilistól szeptemberig ; a Kaspi-tengeren a parti szelet ugyanebben az időszakban lehet észlelni. A Kaspi-tenger déli részén a parti szél jelensége egész éven át mutatkozik. Ezenkívül azonban még a Szevanon, az Isszik-Kulon, a Ladoga- és Onyega tavakon is észlelhető.

A parti szél sebessége nem nagy, 2 m/sec nagyságrendű. Az általános áramlás sebessége egyik vagy másik irányban felülmúlhatja a parti szél sebességét. A szinoptikusnak néha azzal a ténnyel kell számolnia, hogy a szárazföldről a tenger felé fújó szél nappal az ellenkező irányú tengeri szél miatt gyengülést mutat; éjjel ezzel szemben erősödik, minthogy a parti szél iránya az általános áramlás irányával egybeesik.

A jól kifejezésre jutó parti szelek az általános légmozgás távolmaradását tételezik fel. A szerző észlelései szerint a Krimen, nyári időben a parti szél jelensége egynemű légtömegben szabályosan fejlődik ki, míg a front közeledtével azonnal megszűnik.

9. Hegy-völgyi szél

A parti szélhez teljesen hasonló a hegyvidékeken jelentkező helyi szelek létrejötte. Tegyük fel, hogy mozgásmentes állapotban az izoszter és izobár felületek egymással párhuzamosak. A lejtők éjjeli lehűlése alkalmával az izoszter felületek megdőlnek, amit a 63. sz. ábrán a kissé vastagabb vonalak jelölnek. Ezzel kapcsolatban baroklin rendszer áll elő, benne a cirkulációs gyorsulás a rajzon nyilakkal jelölt irányba mutat. Olyan szelet kapunk, amely a hegy lejtőjén lefelé halad, míg felette az ellenkező irányban. Nappal a besugárzás következtében a lejtők hőmérséklete emelkedik, az izoszter felületek dőlése ellenkező irányú lesz, ami ellenkező cirkulációs gyorsulást hoz létre. Így nappal a völgyekből a lejtők mentén felfelé haladó szél alakul ki, míg felette az ellenkező irányú szél.



63. ábra. A cirkuláció vázlata hegy-völgyi szélnél

Jól kifejlődött hegy-völgyi szelet lehet észlelni a Kaukázus sok völgyében és katlanában, a Pamiron és másutt, főként az év meleg szakaiban. Függőleges kiterjedésük jelentős, 2000—3000 m. Szabályszerint nem túlerősek (Örményországban általában nem haladják meg az 1—3 m/sec-ot), de néha 10—15 m/sec értéket is elérnek.

10. A cirkulációs gyorsulás és a konvekció

A légtömeg hőmérsékleti egyenetlensége folytán létrejött konvekciót szintén meg lehet magyarázni a cirkuláció elvei alapján. Az átmelegedett légoszlopban, amelyhez a *Cb* vagy *Cu* felhők képződése kapcsolódik, az izoszter felületek lefelé süllyednek; ezért szolenoidok vannak benne és olyan cirkulációs gyorsulás, amely a légoszlopon belüli meleg levegő feláramlását hozza létre a külső, súlyosabb tömeggel szemben. Ha feltételezzük, hogy a belső, a többitől elszigeteltnek képzelt tömeg annyira felmelegedett, hogy a fajlagos térfogata nagyobb lesz, mint a függőlegesen felette lévő levegőé (ami a 3,4°/100 m függőleges hőmérsékleti gradiensnél áll be), a légtestet zárt izoszter felületek veszik körül és így Archimedes törvénye értelmében fel fog emelkedni. Ezt a jelenséget mint a cirkuláció elvének különleges esetét lehet tekinteni.

11. A front mint baroklin-rendszer

Fentebb már szóltunk arról a jelenségről, hogy a helyi felmelegedési különbségek hatására szolenoidok és cirkulációs gyorsulás keletkeznek. A légkör valamelyik részében a szolenoidok számának megnövekedését azonban tisztán kinematikus okkal: sűrűsödésükkel is indokolni lehet. Így a front képződése alkalmával a megdőlt izentróp és izoterm felületek a keskeny átmeneti zónában a légtömegek mozgásának mechanizmusa következtében sűrűsödnek össze; ebben a sűrűsödésben kell a ciklogenezis lényegét keresni (l. 40. §). Ezért a frontális zónát a szolenoidok nagy sűrűsége (nagy fajlagos száma) jellemzi, ami ezt a zónát a szolenoidok sűrűsége révén a frontális zónán

kívül lévő légtömegek közül kiemeli. Pontosabban, a légtömegekben a szolenoidok a felmelegedésbeli különbségek révén fejlődtek ki, utána pedig kinematikus okokból koncentrálódnak a frontális zónában. Világos, hogy a frontvonalra merőlegesen álló és az egész frontális zónát tartalmazó zárt görbén a cirkulációs gyorsulás nagy lesz ; ennek következtében észlelhető a levegő felsiklása a frontfelület mentén. Erről azonban részletesebben még az V. fejezetben lesz szó.

12. A cirkulációs gyorsulás kiszámítása az aerológiai diagrammokon[1]

A

$$\frac{dC}{dt} = -\oint_s v\,dp = N$$

egyenletnek megfelelően az s görbe által körülfogott izoszter-izobár szolenoidegységek száma az s görbe által határolt terület nagyságával is jellemezhető, ha ezt a nyomás-térfogat diagrammon mérjük le, mert ennek a területnek a nagysága megfelel a $\oint V\,dp$ integrál értékének. Ebben az esetben azonban mindazokon az aerológiai diagrammokon, amelyek a légnyomás-térfogat diagramm egyenértékű transzformációi, az adott határgörbe által körülfogott szolenoidok leszámolását a határgörbe területének lemérésével lehet helyettesíteni. Többek között a tefigrammon, a $\frac{dC}{dt} = \oint_s T\,d\varphi$ kifejezésnek megfelelően, az integrál nagyságát kifejező görbe területe az izoterm-izentrop szolenoidegységek számát fogja szolgáltatni ; az emagrammon pedig a $\frac{dC}{dt} = -R \oint_s T d\,(\ln p)$ kifejezés szerint az $\oint_s T\,d\,(\ln p)$ integrállal kifejezett terület nagysága, R-rel szorozva adja az izoterm izologobarikus egység-szolenoidok számát. Az aerogramm koordinátáira alkalmazva a következő átalakítást kell eszközölnünk :

$$\frac{dC}{dt} = -R \oint_s T\,d\,(\ln p) = -R \oint \ln p\,dT = -R \oint T \ln p \frac{dT}{T} =$$

$$= -R \oint T \ln p\,d\,(\ln T)$$

aminek következtében a $T \ln p$ és $\ln T$ egységekben kifejezett területelem, az R-rel megszorozva, szintén a cirkuláció egységszolenoidjait fogja adni.

Az izoterm-izentrop, izoterm-izologobarikus és más cirkulációs szolenoidok száma, amelyet a megfelelő diagramm 1 cm² területe zár be, a diagramm méretarányának megfelelően, a fentebbi formulákkal kiszámítható. Ha a számolást ugyanazokban az egységekben végezzük, amelyekben a diagramm energia-egységét is kiszámítottuk, az egyes diagrammokon az egységszolenoid számát kifejező mértéket az energiaegységet kifejező léptékkel egyezőnek fogjuk tapasztalni. Ez érthető is, mert a számolás minden esetben ugyanazon képlet alapján történt. Így pl. az 1. sz. mellékletben közölt emagramm 1 cm²-e 26,4 joule/kg energiát, vagy 26,4 szolenoidot jelent ; a tefigrammon (2. sz.

[1] Ezt a fejezetet V. A. Bugajev írta.

melléklet) 1 cm² terület 55,6 joule/kg energiát, illetőleg 55,6 izoterm-izentrop szolenoidot jelent ; végül az aerogrammon (5. sz. melléklet) 1 cm² 74 joule/kg vagy 74 szolenoid energiát jelképez, ahol a szolenoidokat a $ln\ T$ egyenértékű vonalai (az abcissza-tengely logaritmikus hőmérsékleti skálájának megfelelően) és az $y = RT \ln p$ ordinátának megfelelő geopotenciál egyenértékű vonalai képezik.

Állapítsuk meg példaképpen a tengerparton a tengeri szelet létrehozó szolenoidok számát. Ebből a célból két azonos idejű szondázást kell végezni ; egyet a szárazföldön, a másikat a tengeren olyan pontokban, ahol közelítőleg kezdődik és végződik a parti szél. De ezt a két szondázást ugyanarra a tetszés-szerint választott diagramm-papírra rajzoljuk fel, két állapotgörbével. A diagrammon jobbról és balról az állapotgörbékkel, alulról a földfelszínnel és fenn a parti szél felső határának megfelelő nyomási vonallal elhatárolt terület a szolenoidok igazi számáról közelítő értéket fog adni, míg a terület határvonala a cirkulációs határgörbét fogja kijelölni. Világos, hogy minél nagyobb a terület, annál inkább különbözik az egyik légállapotmérés a másiktól. Ha a légállapot-görbék tökéletesen összeesnének, azaz a szárazföld és a tenger között nem lenne a légkör alsó részében semmiféle hőmérsékletkülönbség, ennek megfelelően a diagrammon a területnek is nullára kellene összezsugorodnia.

Ha nem vesszük számításba a súrlódást és a földforgás hatását, a cirkulációs határgörbe reális méreteinek ismeretében, a cirkulációs szolenoidok száma alapján kiszámítható lenne az időegységre vonatkoztatott szélsebesség-növekedés, amint azt az illető fejezetben megtárgyaltuk.

A parti légkörzés szolenoidjai számának meghatározásához hasonlóan kiszámítható a frontális légkörzés szolenoidszáma is, amit az egynemű, szolenoidszegény légtömegekben végzett felszállások közé eső terület ad meg, amelyek a frontális zónát közrezárják, ha a fronthoz közel, előtte és mögötte végezzük a légállapotmérést. Ilyen módon számolhatók ki a többi légkörzés-rendszerekre is a szolenoidszámok.

31. §. A légnyomás változásai

1. A légnyomás változékonysága

A légkör bármely pontjában a légnyomás az idő folyamán folytonosan változik ; nyilvánvaló, hogy a bárikus mező is a folytonos változás állapotában van. Azok a határok, amelyek között a mérsékelt övek valamelyik pontja felett a légnyomás ingadozhat, elég szélesek. Így pl. Moszkvában (Moszkva szintjében), 35 évre visszamenőleg, a légnyomás 1036,8 *mb*-tól 944,3 *mb*-ig ingadozott. A tengerszintben eddig észlelt legalacsonyabb légnyomás kb. 885 *mb* volt (1927 aug. 18-án és 1900 dec. 19-én, a Kínai-tengeren és a Fülöp-szigeteknél észlelt tájfunok magvában), míg a különböző állomásokon a legmagasabb légnyomás, a tengerszintre redukálva, 1080 *mb* körül volt (Barnaul, 1900 január 23).

A szabad légkörben a légnyomásváltozás nagy magasságokig majdnem olyan jelentékeny marad, mint a földfelszínen. A légnyomás közepes napi változása (az előjeltől függetlenül) Közép-Európára : a földfelszínen 5,1 *mb* ; a 8 km-es magasságban 4,7 *mb* ; a 12 km-es magasságban 3,5 *mb*. A megfelelő adatok Észak-Amerikára 4,9 ; 4,9 ; 3,9 *mb*.

A légnyomásváltozásoknak *szinoptikus természetük* van. Ez azt jelenti, hogy a szinoptikus folyamatokkal kapcsolatban következnek be és térbeli méretük azokéval egyenlő, egyidejűleg a földfelület nagy darabjait ölelik fel. A légnyomás legfőbb változásai a troposzférikus frontokkal és a rajtuk kifejlődő és elmozduló ciklonokkal állanak kapcsolatban. A frontok közelében és a légköri háborgásokban lefolyó mozgás nem-stacionárius jellege az ilyen területeken a mozgásmennyiség divergenciájának jelentős kifejlődéséhez vezet, ami a maga részéről is hozzájárul a légnyomás megváltozásához.

Az izallobárterületek kisebb mértékben a *sztratoszférában* végbemenő ϱV divergenciával vannak kapcsolatban. Ezeknek önálló, azaz a troposzférikus folyamatoktól független jellegük van. Elképzelhető, hogy az ilyen sztratoszférikus légnyomásváltozások nagy területeken következnek be és ingadozási periódusuk nagy, amplitudójuk kicsi, azaz lassúak és gyengék.

A légnyomásváltozások egy része kisebb méretű folyamatokkal kapcsolatos, mint a szinoptikus folyamatok, a szónak általunk használt értelmében, mégpedig a helyi szélrendszerekkel (parti szelek, hegyi-völgyi szél), sőt egyes zivatar-széllökésekkel, szellőkkel stb.

A légnyomás napi menetét a trópusokon kívüli szélességeken az annál jelentékenyen nagyobb nem-periódusos (szinoptikus) változások túlhaladják és elfedik.

2. *Az izallobárok*

A légnyomásváltozások szinoptikus jellegéről szemléletes képet a munkatérképen vagy különleges kisegítő térképeken megrajzolt tendencia-vonalak adnak, a 24, 12 vagy 3 órás légnyomásváltozások alapján. Ezeknek a térképeknek a szerkesztéséről az előző fejezetben szóltunk (l. 11.§).

Az *izallobártérképek* azt mutatják, hogy a légkörben mindig vannak olyan területek, amelyekben a légnyomás az utolsó 3, 12, 24 órában emelkedett vagy süllyedt. Világos, hogy ha a véges változások hányadosa, $\frac{\Delta p}{\Delta t}$ helyett a lokális differenciálhányadost tudnánk venni $\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)$, hasonló területeket kapnánk, amelyeken a légnyomás az adott pontban emelkedik vagy süllyed.

A légnyomásnövekedés és süllyedés területeit a térképeken még növekedési és süllyedési magoknak vagy *izallobárikus területeknek* is szokták nevezni, amelyek növekvő légnyomás esetén pozitívak, légnyomássüllyedés esetén negatívak. Ezeket a területeket zárt görbék veszik körül s a legnagyobb süllyedés vagy a legnagyobb emelkedés a terület közepén található. Izallobárikus gradiensről is szoktak beszélni, amelynek vektortermészete van és $\frac{\partial^2 p}{\partial n\, \partial t}$ formájú, ahol n az izallobár normálisa. Minél sűrűbben feküsznek az izallobárok a térkép szóbanforgó részén, annál nagyobb az izallobárikus gradiens. Ugyanezt lehet mondani az izallobárikus aszcendensről is, amely $\frac{\partial^2 p}{\partial n\, \partial t}$ abszolút értékű vektor.

Az izallobárterületek a térben többé-kevésbbé törvényszerűen vándorolnak, lassan változó sebességgel és kisgörbültségű trajektóriákon. Az izallobár-

terület erőssége vagy mélysége, azaz a középpontjában mutatkozó maximális légnyomásváltozás, szintén aránylag lassú változásoknak van alávetve, amelyek rövidebb-hosszabb, de általában jelentékeny idő alatt folynak le. Ezért lehet az izallobárterületeket térképről-térképre azonosítani és vándorlásukat követni. Az izallobárterületek szabály szerint párosával mozognak: a légnyomáscsökkenési területtel együtt légnyomásnövekedési terület is halad. Néhány ilyen pár is mozoghat egymásután, ugyanabban a közös irányban, egymáshoz közeli sebességgel. Ennek a »háborgási áramlásnak« az iránya rendszerint egybeesik a vezető áramlás irányával, vagyis annak a stabil és hatalmas légáramlásnak az irányával, amely a troposzféra középső és felső rétegeiben halad. Sebessége szintén a vezető áramlás sebességétől függ (ahhoz közel áll vagy valamivel kisebb).

A pozitív és negatív izallobármezők egymásra következő változása az észlelési helyen a helyi légnyomásváltozásnak $\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)$ hullámszerű jelleget ad; a barográfon a görbe emelkedik, süllyed, majd ismét emelkedik és i. t. Ennek a légnyomásingadozásnak természetesen nincs egyszerű sinus-vonal jellege; az amplitudók, a periódusok, a hullámhosszúságok az egész idő alatt ingadoznak. Az ilyen ingadozásoknál a közepes periódus hossza 2—3 nap.

Ha növeljük az észlelési idők közti idő-intervallumot, amelyre vonatkozólag az izallobártérképeket megszerkesztjük, az izallobárterület mélysége kezdetben növekszik; például a 12 órás izallobártérkép mélysége nagyobb, mint a 3 órásé. Később azonban az intervallum további növelésekor a mag mélysége csökkenni kezd azzal kapcsolatban, hogy túlságosan hosszú időtartamra az adott területen a légnyomásváltozások már az ellenkező értelmű változásokkal összeeshetnek. Az az optimális időtartam, amely az izallobárterületek legnagyobb mélységének felel meg, Európában a 24 órához áll a legközelebb.

A 73. §-ban még visszatérünk az izallobártérképekhez a bárikus mező előrejelzésénél történő alkalmazásuk kapcsán.

3. A különböző magasságokban lefolyó légnyomásváltozások kapcsolata

Feltételezve, hogy a légnyomásváltozásoknál a sztatika alapegyenlete alkalmazható marad, meg lehet adni a különböző szintek egyidejű lokális légnyomásváltozásai közti kapcsolatot, a földfelszín meghatározott pontjára. A sztatika alapegyenletét a következő formában írjuk:

$$p_0 = p\, e^{\frac{gz}{RT_m}} \tag{1}$$

A képletet logaritmálva és az idő szerint differenciálva, kapjuk:

$$\frac{\partial p_0}{\partial t} = \frac{p_0}{p}\frac{\partial p}{\partial t} - p_0 \frac{g z}{R T_m^2}\frac{\partial T_m}{\partial t}. \tag{2}$$

majd a differenciálokat a Δt időben bekövetkező véges változásokkal helyettesítve:

$$\Delta p_0 = \frac{p_0}{p}\Delta p - p_0 \frac{g z}{R T_m^2}\Delta T_m. \tag{3}$$

Látjuk, hogy az alsó szintben a Δt idő alatt beálló légnyomásváltozás két tagra bontható. Az első tag arányos az ugyanazon idő alatt a felső szintben leját-

szódó légnyomásváltozással. Az arányossági tényező az alsó és felső szint légnyomásainak hányadosával egyenlő, azaz mindig nagyobb az egységnél. A második tag az alsó és felső szint közti légoszlop közepes hőmérsékletének változásával, valamint a z magasságkülönbséggel egyenesen, a légoszlop közepes hőmérsékletének négyzetével fordítottan arányos. Az első tag neve az *elsőleges*, a második tag neve a *másodlagos* ingadozás vagy változás, de ezekhez a kifejezésekhez nem tapad genetikus jelentés.

Feltéve, hogy a légoszlop közepes hőmérséklete a két szint között nem változik, azaz $T_m = \text{konst}$, $\Delta T_m = 0$, a (3)-ból nyerjük

$$\frac{\Delta p}{p} = \frac{\Delta p_0}{p_0}. \tag{4}$$

Ez azt jelenti, hogy a légnyomás *izoterm* változásai alkalmával, amikor $T_m = \text{konst}$, az egyensúly megőrzése céljából a légoszlopban a légnyomás nagyságához viszonyított relatív légnyomásváltozásoknak minden szintben ugyanazon nagyságúaknak kell lenniök.

Ha a légnyomásváltozások abszolút értékét vizsgáljuk, a (3)-ból nyerjük :

$$\Delta p_0 = \frac{p_0}{p} \Delta p, \tag{5}$$

vagyis a fenn beálló Δp légnyomásváltozásnak alul nagyobb Δp_0 légnyomásváltozásnak kell megfelelnie. *A légnyomásváltozás fenti és lenti értéke úgy aránylik, mint a légnyomások abszolút nagyságai ;* ha például az 5 km-es szintben a légnyomás 3 *mb*-ral csökkent, a tengerszinti légnyomásnak 6 *mb*-ral kell csökkennie, ha közben hőmérsékletváltozás nem állott be.

Ha a légoszlopban a hőmérséklet növekszik, alul a légnyomás változása kisebb mértékű lesz ; a hőmérséklet csökkenése alkalmával nagyobb. Ha a felső szintben a légnyomás nem változik, azaz $\Delta p = 0$, a Δp_0 légnyomásváltozás teljes mértékben a második tagból származik :

$$\Delta p_0 = -p_0 \frac{g z}{R T_m^2} \Delta T_m. \tag{6}$$

Tehát a $\Delta p = 0$ feltétel mellett *a légoszlop hőmérsékletének növekedésekor a légnyomás alul csökken, a hőmérséklet csökkenése alkalmával pedig növekszik.* Ezt szemléletesen is el lehet képzelni, arra emlékezve, hogy a barometrikus lépcső a hőmérséklet növekedésével növekszik, vagyis az izobárfelületek a függőleges mentén széjjelhúzódnak. Következésképpen a változatlan nyomást mutató szint alatt a meleg levegőben könnyebb légoszlop fekszik, mint a hideg levegőben. A hőmérséklet emelkedése tehát a légnyomás csökkenéséhez vezet. Ennek ellenkezője játszódik le a hőmérséklet csökkenésekor. Itt közömbös, hogy milyen okból kifolyólag változik a hőmérséklet ; az advekció következtében-e vagy függőleges légmozgás következtében-e vagy radiáció folytán.

A z szint felett, ahol $\Delta p = 0$, a hőmérséklet növekedése már minden egyes felette lévő szintben a nyomás növekedéséhez vezet ; mint ahogy a barometrikus lépcső növekszik a hőmérséklet növekedésével, az izobárfelületek a z szint felett a hőmérséklet növekedésével egymástól eltávolodnak és következésképpen emelkednek.

Megjegyezzük, hogy néha a »megfelel« vagy »kíséri« szó helyett helytelenül a »létrehozza« szavakat szokták használni és például így beszélnek : »a fenti kis légnyomásváltozás alul nagy légnyomásváltozást *hoz létre*«. Ezzel

a (3) és a (4) képletnek az okozati kapcsolatot illetően olyan jelentést tulajdonítanak, amivel az nem rendelkezik. A (3) és (4) egyenletek és vele együtt a sztatika alapegyenlete, amelyből ezeket nyertük, semmit sem mondanak sem a jelenségek okozati kapcsolatáról, sem egymásra következéséről (sorrendjéről). Ezek csak a különböző szintekben beálló *légnyomásváltozások* és a légoszlop *közepes hőmérsékletének viszonyát* írják le, a *sztatikus egyensúly megmaradásának esetére*. Hogyan lehetne szemléletesen elképzelni azt a körülményt, hogy $dp < dp_0$, (a (4) egyenlet szerint)? A változás, például a dp_0 növekedése, arra utal, hogy az egységnyi alapú légoszlop tömege $\frac{dp_0}{g}$ értékkel megnövekedett. Tegyük fel, hogy ez a tömegnövekedés tömegbeáramlással kapcsolatos, amely csupán a z szint felett jött létre a légoszlopban ($div_{2\varrho} V < 0$ a z szint felett). Nem lehet-e arra következtetni, hogy eközben a z szintben a légnyomásváltozás ugyanaz, mint a földfelszínen, azaz $dp = dp_0$? Nem, mert a dolog úgy áll, hogy a tömeg z szint feletti növekedése alkalmával a z szint alatti levegő összenyomódik és a levegőnek egyrésze, amely eddig a z szint, felett volt, e szint alá süllyed. Ennek következményeképpen a z szint felett az egész légtömegnövekedésnek csak egy része marad meg, amikor is $\frac{dp}{g} < \frac{dp_0}{g}$, ezért a dp növekedés a légoszlopban nem a dp_0 teljes növekedéssel kapcsolatos, hanem csupán egy részével. Ez a növekedés az egységnyi felület feletti dp_0 teljes súlynövekedés és a z szint alá süllyedő levegő súlyának különbségével egyenlő, azaz $dp_0 > dp$.

4. Néhány statisztikus eredmény

A (2) képlet elsőleges és másodlagos tagjainak nagysága szemmelláthatólag függ a z magasságtól. Schedler mutatta ki, hogy 80 európai aerológiai felszállás középeredményeként a légnyomás napi változása a földfelszínen növekedés esetén 7,04 mb és csökkenés esetén — 4, 28 mb. Ezeket a változásokat a (2) formula szerint széjjelbontva Schedler felső szintnek a 14 km-es magasságot választotta. Eközben a másodlagos tag, amelyet a hőmérsékletváltozás hoz létre a Földtől a 14 km-es szintig terjedő oszlopban, a lent bekövetkezett légnyomásnövekedés eseteire közepesen 3,75 mb, légnyomáscsökkenés esetére pedig — 1,39 mb-nak adott. A megfelelő elsőleges tagok ugyanekkor 3,69 mb (az egész változás 53%-a) és — 2,89 mb (az egész változás 68%-a) voltak.

Ugyancsak a (2) képlet alapján kiszámította a hőmérsékletváltozás hatását a légnyomásváltozás értékére kilométeres rétegekként, azaz a légnyomás másodlagos változását az egyes légrétegek részleteire bontotta szét. Az eredményeket a 215. oldalon lévő táblázat tartalmazza.

A táblázatból látható, hogy a hőmérsékletváltozások alkalmával a légnyomás a troposzféra alsó rétegeiben ellenkező irányban változik. Eredményképpen az adódott, hogy a troposzférikus hőmérsékletváltozások teljesen megfelelnek a földfelszíni légnyomásváltozásoknak, ha felső szintnek nem 14 km-t, hanem 9 km-t választunk, az elsőleges tag növekedés esetén a teljes változásnak 102%-át, a csökkenés esetén 88%-át adja.

Az a szint, amelyben $\frac{\partial p}{\partial t}$ közelítőleg 0, 25—30 km magasságban fekszik, úgyhogy ebben a magasságban az izobárfelületek az egész földgömbön összeesnek a nívófelületekkel. Így a $z = 25$—30 km érték mellett a (3) egyenlet elsőleges tagja nullával egyenlő, a földfelszínen beálló légnyomásváltozást teljes egészében a (4) képlet alapján a földfelszíntől a 25—30 km-ig terjedő rétegek hőmérsékletváltozása alapján lehet kiszámítani. Természetesen, egyes esetekben az a szint, amelyben a nyomás nem változik egy bizonyos idő alatt, lejjebb vagy feljebb feküdhet.

Még egyszer alá kell húznunk, hogy a fenti levezetésnek formális jellege van és semmit nem mond a légnyomásváltozások okairól. Ez már abból is látszik, hogy az elsőleges és másodlagos ingadozás nagysága a szinttől függően változik.

Az egyes rétegek hőmérsékleti befolyása a légnyomás változására

Magasság, km-ben	p_0 növekszik, mb	p_0 csökken, mb
0—1	0,32	—0,45
1—2	0,16	—0,35
2—3	0,21	—0,24
3—4	0,01	0,05
4—5	—0,12	0,05
5—6	—0,16	0,15
6—7	—0,21	0,20
7—8	—0,32	0,05
8—9	—0,03	0,01
9—10	0,49	—0,33
10—11	0,93	—0,68
11—12	1,19	—0,13
12—13	0,48	0,11
13—14	0,39	0,17
Elsődleges tag	3,69	—2,89
Teljes változás	7,04	—4,28

5. *A lokális légnyomásváltozás egyenlete*

A 22. §-ban megmutattuk, hogy a folytonossági egyenletből és a sztatika alapegyenletéből a következő kapcsolat következik a z szintben beálló $\frac{\partial p}{\partial t}$ légnyomásváltozás és a fajlagos mozgásmennyiség vergenciája között:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\int_z^\infty g \operatorname{div} \varrho \mathbf{V}\, dz \tag{7}$$

De

$$\operatorname{div} \varrho \mathbf{V} = \varrho \operatorname{div} \mathbf{V} + \mathbf{V} \nabla \varrho$$

úgy

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\int_z^\infty g (\varrho \operatorname{div} \mathbf{V} + \mathbf{V} \cdot \nabla \varrho)\, dz. \tag{8}$$

Koordinátákra bontott formában

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\int_z^\infty g \left[\varrho \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z}\right) + \left(u \frac{\partial \varrho}{\partial x} + v \frac{\partial \varrho}{\partial y} + w \frac{\partial \varrho}{\partial z}\right)\right] dz. \tag{9}$$

A w-t és $\frac{\partial w}{\partial z}$-t tartalmazó tagokat kiemelve, a (9) így alakítható át:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\int_z^\infty g \varrho \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}\right) dz - \int_z^\infty g \left(u \frac{\partial \varrho}{\partial x} + v \frac{\partial \varrho}{\partial y}\right) dz - \int_z^\infty g \frac{\partial \varrho w}{\partial z} dz. \tag{10}$$

Az első integrálban a zárójelben a vízszintes sebességdivergencia $\operatorname{div}_2 \mathbf{V}$ áll, amelyet mint összeget is írhatunk a

$$V_2 \frac{d\alpha}{dn} + \frac{\partial V_2}{\partial s}$$

alakban, ahol az első összetevő a horizontális irány-vergencia (az áramvonalra),

míg a második tag a horizontális sebesség abszolút értékének vergenciája, azaz az áramvonalak mentén beállott változás nagysága (l. 23. § (5) képletet). A második integrálban a zárójelben a sebességvektor vízszintes összetevőjének és a sűrűség vízszintes aszcendensének skaláris szorzata áll; $V_2 \nabla_2 \varrho$. Ezt a kifejezést a *sűrűség advekciójának* nevezzük. Végül a harmadik integrál nyilvánvalóan $\int_z^\infty g\varrho w$-vel egyenlő, azaz a függőleges átmeneteknek a légnyomásváltozásra gyakorolt hatását fejezi ki. A felső határon $z = \infty$, $\varrho = 0$ mellett ϱw nullává lesz; ilyen módon $\int_z^\infty g\varrho w = (-g\varrho w)_z$, azaz egyenlő a légoszlop alapján keresztül a függőleges mentén haladó mozgásmennyiség-átvitellel. Végeredményül a nyomás lokális változására vonatkozó egyenletünket a (11) formában kapjuk meg; ez az egyenlet különben mint a *tendencia-egyenlet* vagy a *J. Bjerknes-féle egyenlet* ismeretes:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\int_z^\infty g\varrho V_2 \frac{d\alpha}{dn} dz - \int_z^\infty g\varrho \frac{\partial V_2}{\partial s} dz - \int_z^\infty (g \mathbf{V}_2 \cdot \nabla \varrho)\, dz + (g\varrho w)_z \qquad (11)$$

Így a nyomás lokális változása az adott szintben függ:

1. a felette fekvő egész légoszlopban az áramlási vonalak vízszintes vergenciájától;
2. ugyanazon légoszlopban az áramlás irányába eső vízszintes sebességösszetevő számértékének vergenciájától;
3. ugyanazon légoszlopban a sűrűség-advekciótól;
4. a z szintben fekvő légoszlop alapján keresztülhaladó függőleges levegőáramlástól.

A függőleges tömegátvitel nyilvánvalóan növeli a légnyomást, ha felfelé irányul (minthogy a z tengely függőleges irányát felfelé állítottuk). Ebben az esetben ennek révén a z szint felett nagyobb légtömeg lesz, mint kezdetben volt; az izobárfelületek az adott szint felett emelkedni fognak. Ellenkező az eset a lefelé irányuló tömegszállításnál. Ha a tengerszintben beálló légnyomásváltozást tekintjük: $\frac{\partial p_0}{\partial t}$, ahol $(g\varrho w)_{z_0} = 0$, mert a földfelszínen $w = 0$; az utolsó tag teljesen elesik. Bármilyenek is legyenek a levegő függőleges elmozdulásai a felette lévő szintekben, a földfelszínen a légnyomás értékét ezek nem befolyásolják, ha a légoszlop egész súlya a földfelszín felett változatlan marad (már amennyiben a függőlegesben egyensúlyt tételezünk fel).

Mindhárom integrál előjele ellenkező $\frac{\partial p}{\partial t}$ előjelével. Ez azt jelenti, hogy a légnyomás az áramlási vonalak vízszintes divergenciája és az áramvonal irányába eső vízszintes sebesség növekedése alkalmával csökken, míg a sűrűségi gradiens irányába eső levegőelmozdulásnál növekszik.

6. A légnyomásváltozások hidrodinamikai elméletének alapjai[1]

A légnyomásváltozásoknak az előző fejezetben megadott analízise a folytonossági egyenlet és a sztatika alapegyenletének alkalmazásán alapszik és ezért nem is nyujthat többet annál, mint ami az anyag folytonosságának és

[1] Ezt a fejezetet N. L. Taborovszkij írta.

a légkör függőleges egyensúlyának feltételeiben benne van. Többek között, a légnyomásváltozások problémája a légköri dinamika általános problémájának elválaszthatatlan része és éppen ezért a hidro- és termodinamikai egyenletek *teljes* rendszerének alapján kell megoldani.

A feladat szigorú megoldása ilyen általános kérdésfeltevés mellett leküzdhetetlen nehézségekbe ütközik. Azonban J. A. Kibelnek sikerült viszonylag egyszerű közelítő megoldást nyernie, amely egyúttal napirendre tűzte az időjárási elemek korábban lehetetlennek mondott matematikai kiszámításának feladatát.

Ezenkívül a Kibel-formulák a minőségi felhasználást illetőleg is nagy értékűek. Ilyen minőségi felhasználásuk a szinoptikus helyzet diagnózisánál és prognózisánál az advektív-dinamikus analízisnél nyer szerepet, amelynek alapjait különben a VI. fejezetben fejtjük ki.

Itt csupán a Kibel-féle megoldás rövid levezetését adjuk és a kapott formulát abból a célból analizáljuk ki, hogy azokat a tényezőket megvilágítsuk, amelyekkel a légnyomásváltozások közvetlen összefüggésben állanak.

A következőket tesszük fel, a feladat egyszerűsítése kedvéért :

a) a mozgást korlátozott időtartamon és térségen belül vizsgáljuk (1—2 nap, 1—2 ezer km).

Ez a feltevés megengedi, hogy a földfelszínt síknak tekintsük és a levegőbe kívülről jövő hősugárzást elhanyagoljuk.

b) A levegő turbulens belső súrlódása (viszkozitása) lényegében véve csak a földközeli határrétegre korlátozódik. Ezért nem tekintjük a belső súrlódást és az egész légkörben a folyamatokat a határréteg kirekesztésével vizsgáljuk. Ez a feltevés megengedi, hogy a légkört ideális folyadéknak tekintsük, amelyben a troposzférikus hőmérséklet a magassággal közel lineárisan csökken.

c) A $\varrho \mathbf{V}$ mennyiség teljes vergenciája kicsi a vízszintes $\mathrm{div}_2\, \varrho \mathbf{V}$ vergenciához és a függőleges $\frac{\partial \varrho \omega}{\partial z}$ vergenciához képest. Ezért a folytonossági egyenletben közelítőleg

$$\frac{\partial \varrho}{\partial t} = 0.$$

írható.

A fenti egyszerűsítések számbavételével a hidro- és termodinamikai egyenletrendszer a következő alakba írható :

$$\left.\begin{aligned} \frac{du}{dt} - lv &= -\frac{1}{\varrho}\frac{\partial p}{\partial x} \\ \frac{dv}{dt} + lu &= -\frac{1}{\varrho}\frac{\partial p}{\partial y} \\ g &= -\frac{1}{\varrho}\frac{\partial p}{\partial z} \\ \frac{\partial \varrho u}{\partial x} + \frac{\partial \varrho v}{\partial y} + \frac{\partial \varrho w}{\partial z} &= 0 \\ J c_p \varrho \frac{dT}{dt} - \frac{dp}{dt} &= 0 \\ p &= R\varrho T \end{aligned}\right\} \qquad (12)$$

Itt $l = 2\omega \sin \varphi$ a Coriolis-erő paramétere, J a hő mechanikai egyenértéke. A többi jelölés ismert.

Ha γ-val a troposzférikus függőleges hőmérsékleti gradienst jelöljük, a *b)* feltétel szerint

$$T = T_0 - \gamma z, \tag{13}$$

ahol T_0 a határréteg zavaró befolyásától már mentesített talajmenti hőmérséklet. A (12) harmadik egyenlete alapján

$$p(x, y, z, t) = p_0(x, y, z, t)\left(\frac{T}{T_0}\right)^{\frac{g}{R\gamma}}. \tag{14}$$

A z magasságban lévő függőleges sebességre a (12) egyenletből a 23. § (11′) képletét nyerjük.

Végül az ötödik (a meleg beáramlásra vonatkozó) egyenletből a földfelszínre nyerjük

$$J c_p \varrho_0 \left(\frac{\partial T_0}{\partial t} + u_0 \frac{\partial T_0}{\partial x} + v_0 \frac{\partial T_0}{\partial y}\right) - \frac{\partial p_0}{\partial t} = 0. \tag{15}$$

Itt kiestek a w-t tartalmazó tagok, mert a földfelszínen a sebesség függőleges összetevője nulla lesz. Ezenkívül a két igen kis értékű $u_0 \frac{\partial p_0}{\partial x} + v_0 \frac{\partial p_0}{\partial y}$ tagot is elhagytuk, amelyek szigorúan véve csak geosztrofikus szél esetén egyenlők a nullával. Az u_0, v_0 a geosztrofikus szél vízszintes összetevőit jelöli a földfelszínen (gyakorlatilag ez az 500—1000 m-es szint tényleges szele lesz).

Amint látjuk, a feladatban hat ismeretlen függvény van, mégpedig a sebesség három komponense (u, v, w), a p légnyomás, a T hőmérséklet és a ϱ sűrűség, a (12) egyenletrendszer hat megadott egyenlete ezek megoldására elégséges. Azonban, mint ismeretes, a keresett függvénynek az egyenleteken kívül még az úgynevezett határfeltételeket is ki kell elégítenie. Egy ilyen határfeltételt be is vezettünk, feltételezve, hogy a földfelszínen ($z = 0$ mellett) a sebesség függőleges összetevőjének nullával kell egyenlőnek lennie. Hátra van, hogy a légkör felső határára is valamilyen megengedhető feltételt tegyünk. Kimutatható, hogy elég egyszerű megoldást lehet nyerni abban az esetben, ha ilyen határfeltételként valamilyen félig tapasztalati viszonyt állítunk fel a hőmérséklet és a sebesség között a tropopauzára.

Használjuk fel pl. azt az aerológiai felszállásokból ismert tényt, hogy a tropopauza valamely pontjának hőmérséklete és magassága egymással fordított viszonyban állanak. A tropopauza magasságának kis ingadozásaira szorítkozva feltehetjük, hogy ez a függés lineáris jellegű, azaz a következő képlettel fejezhető ki:

$$T_s = C - \sigma S$$

ahol T_s a tropopauza hőmérséklete, S a magassága, C és σ bizonyos állandók. Az individuális differenciálhányadost képezve

$$\left(\frac{dT_s}{dt}\right)_s = -\sigma \frac{dS}{dt}$$

A T_s értékét a (13), azaz a $T_s = T_0 - \gamma S$ képlet alapján T_0-lal helyettesítve kapjuk, hogy

$$\left(\frac{dT_0}{dt}\right)_s = (\gamma - \sigma)\frac{dS}{dt}$$

Ha elfogadjuk a $\sigma = \gamma$ egyenlőséget, ami a mérések tanusága szerint csak közelítőleg teljesül, egyszerűbb feltételeket kapunk:

$$\left(\frac{dT_0}{dt}\right)_s = \frac{\partial T_0}{\partial t} + u_s \frac{\partial T_0}{\partial x} + v_s \frac{\partial T_0}{\partial y} = 0 \tag{16}$$

ahol u_s, v_s a sebesség vízszintes összetevői a tropopauza szintjében. Ezt a feltételt a $\frac{\partial p_0}{\partial t}$-nak a (15) egyenletből történő meghatározásánál használjuk fel.

A (16)-ot a (15)-be helyettesítve, nyerjük

$$\frac{\partial p_0}{\partial t} = J c_p \varrho_0 \left[(u_0 - u_s) \frac{\partial T_0}{\partial x} + (v_0 - v_s) \frac{\partial T_0}{\partial y}\right] \tag{17}$$

Itt a nyomás helyi változása már csak a hőmérséklet térbeli differenciálhányadosaitól függ.

Hátra van még, hogy az u, v vízszintes sebességösszetevőkre is általános kifejezést nyerjünk. Abból a tényből indulva ki, hogy a tényleges szél mint vektor mindig csak aránylag kevéssé különbözik a geosztrofikus széltől (l. 28. § 4. és 5. pontja), feltehetjük, hogy ezt eléggé pontosan sor formájában is fel lehet írni:

$$\begin{aligned} u &= U + u' + \ldots \\ v &= V + v' + \ldots \end{aligned} \tag{18}$$

ahol $U = -\frac{1}{l\varrho}\frac{\partial p}{\partial y}$, $V = \frac{1}{l\varrho}\frac{\partial p}{\partial x}$ a geosztrofikus szél összetevői. A feladat megoldását *első közelítésben* úgy nyerjük, hogy a (16) és (17) egyenletekből behelyettesítjük a (18) alatti kifejezést, de belőle csak a geosztrofikus tagokat tartjuk meg. Ha ezután rajtuk kívül még az u', v' tagokat is figyelembe vesszük, a megoldást második közelítésben kapjuk meg és i. t.

A második közelítésre szorítkozva, az u', v' összetevőkre is nyerhetünk kifejezést. Ezek a geosztrofikus széltől való eltérést adják. Valóban, a formulát a (18) kifejezéssel összevetve, azt látjuk, hogy az u', v' értékek az izallobárikus szél komponensei és így a (7) formula utolsó tagjának segítségével állíthatók elő.

A megoldást első közelítésben úgy nyerjük, ha az $u = U$, $v = V$ (16) és (17)-be történő helyettesítésén kívül a tropopauzában lévő u_s, v_s szélsebesség-komponenseket is kifejezzük a földfelszíni összetevők, u_0, v_0 segítségével, a 29. § (13) és (14) formulája alapján. Ekkor ezeket a végleges formulákat nyerjük:

$$\left.\begin{aligned} \left(\frac{\partial p_0}{\partial t}\right)_1 &= -\alpha\left(\frac{\partial T_0}{\partial x}\cdot\frac{\partial p_0}{\partial y} - \frac{\partial T_0}{\partial y}\frac{\partial p_0}{\partial x}\right) \\ \left(\frac{\partial T_0}{\partial t}\right)_1 &= \beta\left(\frac{\partial T_0}{\partial x}\cdot\frac{\partial p_0}{\partial y} - \frac{\partial T_0}{\partial y}\frac{\partial p_0}{\partial x}\right) \end{aligned}\right\} \tag{19}$$

ahol α és β kevéssé változó mennyiségeket jelölnek, amelyeket a továbbiakban állandóknak lehet tekinteni:

$$\alpha = \frac{Jc_p}{l}\left(1 - \frac{T_s}{T_0}\right), \qquad \beta = \frac{RT_s}{l p_0}$$

A (19) képletből könnyen levonható egy igen fontos következmény. Az első egyenletet β-val szorzva, a másodikat α-val és összeadva őket kapjuk, hogy

$$\alpha \left(\frac{\partial T_0}{\partial t}\right)_1 + \beta \left(\frac{\partial p_0}{\partial t}\right)_1 = 0 \tag{19'}$$

Integrálás után nyerjük:

$$\alpha T_0 + \beta p_0 = \Theta(x, y) \tag{20}$$

Következésképen *az* $\alpha T_0 + \beta p_0$ *két tag első közelítésben az idő folyamán nem változik.*

A (20) egyenlet egyszer x és egyszer y szerinti differenciálásának segítségével a $\frac{\partial T_0}{\partial x}$, $\frac{\partial T_0}{\partial y}$ differenciálhányadosok kiküszöbölhetők a (19) első formulájából és a $\frac{\partial p_0}{\partial x}$, $\frac{\partial p_0}{\partial y}$ differenciálhányadosok a másodikból. Ekkor ezeknek a formuláknak ilyen alakjuk lesz:

$$\left.\begin{aligned} \frac{\partial p_0}{\partial t} &= \frac{\partial \Theta}{\partial y} \cdot \frac{\partial p_0}{\partial x} - \frac{\partial \Theta}{\partial x} \cdot \frac{\partial p_0}{\partial y} \\ \text{vagy rövidített alakban} \quad \frac{\partial p_0}{\partial t} &= -(\Theta, p_0) \end{aligned}\right\} \tag{21}$$

és

$$\left.\begin{aligned} \frac{\partial T_0}{\partial t} &= \frac{\partial \Theta}{\partial y} \cdot \frac{\partial T_0}{\partial x} - \frac{\partial \Theta}{\partial x} \cdot \frac{\partial T_0}{\partial y} \\ \text{vagy rövidített alakban} \quad \frac{\partial T_0}{\partial t} &= -(\Theta, T_0) \end{aligned}\right\} \tag{22}$$

Ezeknek a formuláknak az alakja azt mutatja, hogy első közelítésben a hőmérséklet és a nyomás (a földfelszínen) minden egyes pontban úgy változik az idővel, mintha ezeknek a mezőknek minden egyes pontja valamilyen egyenletes sebességi mezőben mozdulna el, amelynek összetevői $-\frac{\partial \Theta}{\partial y}, \frac{\partial \Theta}{\partial x}$. Ez az eredmény a Kibel-féle megoldás egy figyelemreméltó különlegessége.

Azt mutatja, hogy a légnyomás és a hőmérséklet olyan változásoknak van alávetve, amelyek vízszintes elmozdulás-jellegűek. Ez a vízszintes elmozdulás az adott pillanatban létező elemek eloszlására vonatkozik, úgyhogy a légnyomási és hőmérsékleti mező változik ugyan, deformálódik, de az elemeknek a szélső értékei, például a ciklonban a minimális légnyomás, eközben változást nem szenvednek. Ezeket a változásokat *advektiveknek* nevezzük. A (19) formulából következik, hogy

$$\left(\frac{\partial p_0}{\partial t}\right)_1 = -\frac{\alpha}{\beta}\left(\frac{\partial T_0}{\partial t}\right)_1$$

vagyis az advektív légnyomás- és hőmérsékletváltozások szoros kapcsolatban állanak egymással és egyik a másik nélkül nem megy végbe; advektív hőmérsékletemelkedéssel a légnyomás advektív süllyedése áll kapcsolatban és viszont. Meg kell jegyezni, hogy a kapott megoldások lényegesen különböznek attól,

amit az előbbi fejezetben adott tendencia-egyenlet ad. Azt kapjuk, hogy első közelítésben, azaz tisztán geosztrofikus szél esetén a légnyomás és a hőmérséklet olyan lokális változásokat szenved, amelyek mindig előfordulnak, ha az izobárok és izotermák (vagy az izobárok és a Θ = konst. izovonalak) nullától különböző metszési szöget zárnak be egymással (l. a (19) vagy (21) és (22) formulákat). Ezenkívül ha a J. Bjerknes-féle egyenletbe a geosztrofikus szél kifejezését helyettesítjük, annak jobb oldala identikusan 0 lesz, azaz geosztrofikus szél esetén *eszerint* semmiféle nyomásváltozásnak nem szabad lennie. Ez a nyilvánvaló ellentmondás az elmélet elégtelenségének következménye és a sztatika alapegyenletének és a folytonossági egyenletnek alkalmazásából folyik. Ezen az alapon indulva el, nem lehet kibogozni azt a bonyolult mechanizmust, amely a légköri mozgások alapját képezi.

Most még a $\Theta\,(x, y)$ skalár-mennyiség természetére vonatkozó kérdést kell megvilágítanunk. A fent mondottakból következik, hogy ha a szinoptikus térkép minden egyes pontjában ismeretes a Θ számértéke, a földfelszín illető pontjában a légnyomás és hőmérséklet advektív változása az elemek értékeinek a térkép egy olyan pontjából az adott pontba vitelével állítható elő, amely pontból kiindulva ezek akkor mozogtak volna, ha a Θ = konst. izovonalakat követték volna, a Θ gradiensének megfelelő sebességgel.

Vizsgáljuk meg, hogy milyen H magasságban lesz olyan egyenletes bárikus mező, amely a Θ mennyiség mezejének megfelel, azaz milyen magasságban esnek össze a p_n = konst. izobárok a Θ = konst. izovonalakkal. Ebből a célból differenciáljuk a (14) barometrikus formulát az idő szerint:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{p}{p_0}\frac{\partial p_0}{\partial t} + \frac{g\varrho z}{T_0}\frac{\partial T_0}{\partial t} \tag{23}$$

és helyettesítsük bele a $\frac{\partial p_0}{\partial t}$ és $\frac{\partial T_0}{\partial t}$ kifejezéseket a (19) képlet alapján. Ekkor a tetszőleges z magasságban a légnyomás advektív változásának kifejezése:

$$\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_1 = \left(\frac{g\varrho}{T_0}\beta z - \alpha\frac{p}{p_0}\right)\left(\frac{\partial T_0}{\partial x}\frac{\partial p_0}{\partial y} - \frac{\partial T_0}{\partial y}\frac{\partial p_0}{\partial x}\right).$$

Az advektív változások (19′) egyenlete, a (23)-hoz hasonlóan, a következő feltételek mellett elégül ki:

$$\frac{g\varrho_n}{T_0}\beta H - \alpha\frac{p_n}{p_0} = 0\,.$$

Innen már megkapható az a magasság, amelyben a bárikus mező már nem szenved advektív változásokat és ennek következtében megfelel a Θ mezőnek:

$$H = \frac{\alpha T_0}{g\beta\varrho_0 + \alpha\gamma}\,. \tag{24}$$

Ez a magasság 3—4 km körül ingadozik. Az elmélet további alkalmazásairól a VI. fejezetben lesz még szó.

A feladat második közelítésben való megoldása alkalmával a (19) kifejezésben a kiegészítő tagokat is be kell helyettesíteni, amelyek a (18) formulában az u', v' összetevők számlájára lépnek fel. Eközben kitűnik, hogy a második

közelítés tagjai lényeges változást csupán a légnyomásváltozásban szolgáltatnak; a hőmérsékletnél ez a javítás jelentéktelen. Ezért a (17) formulára szorítkozva, a légnyomásváltozásra és az átalakítás céljaira, amelyekről fentebb szóltunk, néhány elemi művelet elvégzése után a következő kifejezést kapjuk a második közelítésű tagokra:

$$\left(\frac{\partial p_0}{\partial t}\right)_2 = A\left\{\frac{\partial T_0}{\partial x}\frac{\partial T_0}{\partial y}\left[\frac{\partial^2 \widetilde{\Theta}}{\partial y^2}-\frac{\partial^2 \widetilde{\Theta}}{\partial x^2}\right]+\left[\left(\frac{\partial T_0}{\partial x}\right)^2-\left(\frac{\partial T_0}{\partial y}\right)^2\right]\frac{\partial^2 \Theta}{\partial x\,\partial y}\right\} \tag{25}$$

Ebben a képletben új függvény szerepel, a $\widetilde{\Theta}$, amely a már ismert Θ függvénnyel analóg és amelyet a következő egyenlet határoz meg:

$$\widetilde{\Theta} = \widetilde{\alpha}\, T_0 + \beta\, p_0 \tag{26}$$

ahol $\widetilde{\alpha}$ egy kevéssé különbözik α-tól, mégpedig

$$\widetilde{\alpha} = \frac{\left(\frac{\Gamma}{\gamma}\right)^2}{2\frac{\Gamma}{\gamma}+\frac{T_0}{T_s}-1}\,\alpha$$

($\Gamma = \frac{g}{Jc_p}$ a függőleges hőmérsékleti adiabatikus gradiens.)

Az A állandót a következő kifejezéssel határozzuk meg:

$$A = Jc_p\,\varrho_0\frac{\alpha}{l}\left(2\frac{\Gamma}{\gamma}+\frac{T_0}{T_s}-1\right).$$

A (25) képlettel meghatározott légnyomásváltozást dinamikus változásnak nevezzük. Amint láttuk, ez már lényegesen függ a geosztrofikus és az u', v' tényleges szél közötti eltéréstől és ezért az advektív változásoktól eltérően, a légnyomáseloszlás erejének munkájával áll kapcsolatban. Ezeknél a változásoknál a nyomási mező változásai már nem tartják meg szélső értékeiket; a bárikus mező már fejlődik. Eközben a $\widetilde{\Theta}$ függvény is, eltérően a Θ-tól, maga is változik az időben. Valóban, a (26) egyenlőséget az idő szerint differenciálva és a hőmérsékletváltozást az első közelítésben, a nyomásváltozást a második közelítésben véve figyelembe, nyerjük:

$$\frac{\partial \widetilde{\Theta}}{\partial t} = \widetilde{\alpha}\left(\frac{\partial T_0}{\partial t}\right)_1 + \beta\left(\frac{\partial p_0}{\partial t}\right)_1 + \beta\left(\frac{\partial p_0}{\partial t}\right)_2$$

Minthogy $\widetilde{\alpha}$ abszolút értéke szerint csak kevéssé különbözik α-tól, a (19′)-sel egybehangzóan a jobboldal két első ragjának összege közel áll a nullához és így:

$$\frac{\partial \widetilde{\Theta}}{\partial t} = \beta\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_2.$$

Ez fontos eredményre enged következtetni; a $\widetilde{\Theta}$ mennyiség mezeje, amely csak kevéssé különbözik Θ mezejétől és így a p_n nyomás mezejétől, csak dinamikus változásoknak van alávetve. Ennek az eredménynek a kiaknázására a továbbiakban nyílik még módunk.

Mutassunk még rá a (25) formula néhány következményére. A teljes analízist a VI. fejezetben adjuk meg. Mindenekelőtt benne két észlelhető függvény szerepel a hőmérséklet és a $\widetilde{\Theta} = \widetilde{\alpha} T_0 + \beta p_0$ függvény, amely a magassági p_H nyomással analóg. Mind az advektív, mind a dinamikus légnyomásváltozás ezeknek az elemeknek a térbeli differenciálhányadosaitól függ, ezért mondhatjuk, *hogy a légnyomásváltozást a termo-bárikus mező állapota határozza meg, amely a H magasságban fekvő egyenletes légnyomási mező és a reprezentatív hőmérsékleti mező összetételéből áll elő.*

Nézzük meg, mit nyujt a (25) formula a ciklon vagy anticiklon középpontjában lévő nyomásevolúció megítélésére? A bárikus rendszer földközeli középpontját a $\frac{\partial p_0}{\partial x} = 0$, $\frac{\partial p_0}{\partial y} = 0$ feltételek jellemzik. A (26) egyenletet differenciálva x és y szerint és a légnyomás differenciálhányadosát nullának véve, kapjuk

$$\widetilde{\alpha} \frac{\partial T_0}{\partial x} = \frac{\partial \widetilde{\Theta}}{\partial x}, \quad \widetilde{\alpha} \frac{\partial T_0}{\partial y} = \frac{\partial \widetilde{\Theta}}{\partial y}$$

A (25) képletben a hőmérsékleti differenciálhányadost a $\widetilde{\Theta}$ differenciálhányadosával helyettesítve, ezen egyenletek segítségével nyerjük, hogy

$$\left(\frac{\partial p_0}{\partial t}\right)_2^{(c)} = \frac{A}{\widetilde{\alpha}} \left\{ \frac{\partial \widetilde{\Theta}}{\partial x} \frac{\partial \widetilde{\Theta}}{\partial y} \left(\frac{\partial^2 \widetilde{\Theta}}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 \widetilde{\Theta}}{\partial x^2} \right) + \left[\left(\frac{\partial \widetilde{\Theta}}{\partial x} \right)^2 - \left(\frac{\partial \widetilde{\Theta}}{\partial y} \right)^2 \right] \frac{\partial^2 \widetilde{\Theta}}{\partial x \, \partial y} \right\}.$$

A (c) jelecske a differenciálhányados mellett arra utal, hogy a változás csupán a bárikus rendszer *középpontjára* (centrumára) vonatkozik. Minthogy a koordinátarendszert tetszésünk szerint tudjuk irányítani, feltehetjük, hogy az y tengely az adott pontban érintőleges a $\widetilde{\Theta} =$ konst. vonalakhoz. Ekkor $\frac{\partial \widetilde{\Theta}}{\partial y} = 0$ és az utolsó képlet ezt az alakot veszi fel:

$$\left(\frac{\partial p_0}{\partial t}\right)_2^{(c)} = \frac{A}{\widetilde{\alpha}^2} \left(\frac{\partial \widetilde{\Theta}}{\partial x} \right)^2 \frac{\partial^2 \widetilde{\Theta}}{\partial x \, \partial y}. \tag{27}$$

Ha $\widetilde{\Theta}$ az x tengely pozitív iránya mentén növekszik, a $\widetilde{\Theta} =$ konst. vonalak mentén történő mozgás az x tengely irányába esik. Ezért ha $\frac{\partial^2 \widetilde{\Theta}}{\partial x \, \partial y} > 0$, ez azt jelenti, hogy a $\widetilde{\Theta} =$ konst. vonalak sűrűsödnek, *konvergálnak* a mozgás irányában. Ha pedig $\frac{\partial^2 \widetilde{\Theta}}{\partial x \, \partial y} < 0$, a $\widetilde{\Theta} =$ konst. vonalak *divergálnak*.

Ebből ez következik: ha a bárikus rendszer földközeli centruma felett a $\Theta =$ konst. (vagy a $p_n =$ konst. izobárok) vonalai konvergálnak, a centrumban a légnyomás növekszik, ha divergálnak, csökken.

Hasonló tételt adott meg empírikus úton elsőnek V. M. Mihel, aki az anticiklon területe fölött a középső troposzféra szélvergenciáját tanulmányozta (Mihel-elv, 1932).

A hatodik fejezetben az advektív-dinamikus analízis előadása alkalmával ehhez a kérdéshez még visszatérünk.

IV. FEJEZET

LÉGTÖMEGEK

32. §. Általános fogalmak

1. Meghatározás

Légtömegnek nevezünk a troposzférában levő bizonyos mennyiségű levegőt, amelynek méretei megközelítik a szárazföldek vagy óceánok egy-egy nagy darabjának méreteit, amely meghatározott általános tulajdonságokkal rendelkezik és huzamos időn át mint egységes egész vonul az általános légkörzés egyik vagy másik alapáramlásának keretében. Különleges esetben a légtömeg hosszabb ideig tartózkodhatik egyik vagy másik földrajzi körzet felett majdnem nyugvó állapotban egy állandóbb légnyomási rendszer területén.

A troposzférában az áramlási mezőt mindig fel lehet bontani néhány nagy, többé vagy kevésbbé állandó áramlásra ; összeségükben ezek az általános légkörzést alkotják. Ezek az alapáramlások részben egymás mellett, részben egymás felett különböző irányban mozognak. Minden egyes alapáramlás meghatározott eredetű légtömeget visz magával.

Ha a légtömeg általános tulajdonságairól beszélünk, ezalatt azt értjük, hogy az adott légtömegben minden szinten legalább egypár légkörtani elemnek az értékei közel ugyanazok, eltéréseik eléggé szűk határok között mozognak, vízszintes gradiense az elemnek ilyenformán csekély. Emellett a légkörtani elemek értékei vízszintes irányban *folyamatosan* változnak. A vízszintes gradiensek erős növekedése, amely már az ugrásszerű átmenethez közeledik egyik elemértékről a másikra, vagy legalább is a gradiensek irányának és nagyságának a megváltozása (mint a légnyomás esetében) két légtömeg közötti átmeneti (frontális) zónákban szokott létrejönni.

Az előzők alapul vételével a valóságot eléggé megközelítően alkalmazhatjuk a lineáris grafikus interpoláció módszerét az egyes meteorológiai elemek mezőinél, például az izotermák meghúzásánál egészen addig, amíg egy légtömeg határain belül maradunk. Ha azonban átlépjük a frontális zónát egyik légtömegből a másik felé, a lineáris közbeiktatás már nem engedhető meg, mert az illető elem tényleges eloszlásáról helyes képet nem adhat.

2. A légtömegek méretei

Az egyes légtömegeknek ugyanolyan nagyságrendű méretei vannak, mint az általános légkörzés alapáramlásainak. Vonalas kiterjedésük vízszintes irányban többezer kilométert ér el ; következőleg mi a légtömegeket a szokásos

léptékű szinoptikus térképeken követhetjük és tanulmányozhatjuk. Függélyes irányban a hideg légtömegek (az ú. n. arktikus és poláris légtömegek) a troposzférának csak néhány kilométeréig terjednek, többször azonban egész a sztratoszféráig. A trópusi levegő rendszerint átfogja a troposzféra egész vastagságát a Föld felszínétől kezdve vagy a poláris levegő felett. Sok esetben a sztratoszféra aljának légtömegei is résztvesznek a troposzférai légtömeg általános mozgásában. De a troposzférai légtömegek átnyulásának kérdése a sztratoszférába még nincs eléggé megvizsgálva és eldöntve.

Az általános légkörzés helyi zavarainál, mint amilyen a szárazföldi-tengeri szél, vagy a hegy-völgyi szél vagy a főn, az áramkörben folyó levegő többé-kevésbbé szintén elüt tulajdonságait és mozgását tekintve az őt környező levegőtől. Mégsem lehet a szárazföldi-tengeri szélnek vagy a főnnek a légtömegéről beszélni, minthogy a jelenség méretei itt teljesen mások, mint a fentebb körülírt légtömeg esetében. Így a szárazföldi-tengeri szél által borított terület esetleg csak 10—20 km széles és éppen ezért nem is igen tűnik fel a szinoptikus térképen; ennek az áramnak a függélyes vastagsága is alig néhányszáz méter.

Ilyen módon a helyi áramkörzéseknél nem önálló légtömegekkel van dolgunk, hanem csak a légtömegek belsejében kis kiterjedésben megzavart légállapottal.

Ugyanez vonatkozik pl. a Föld kisugárzó felszínét érintő áthűlt levegőrétegre is. Ennek a »talajmenti hőfordulatnak« néhányszor tíz méter magas légoszlopa (néha 200—300 m) nem jelent önálló légtömeget, hanem mindössze egy légtömegnek az alját képezi, amely az adott körzetben különleges tulajdonságokat vett fel.

Azok a képződmények, amelyek a légtömegek kölcsönhatásának eredményeként jönnek létre úgy mint frontokhoz tartozó felhőrendszerek és csapadékos területek, valamint ciklonális légköri háborgások ugyanolyan nagyságrendűek, mint maguk a légtömegek. A frontokhoz tartozó csapadékterületek hossza többszáz, sőt többezer kilométer, a ciklonok átmérője szintén. Következőleg a légtömegek kölcsönhatásának eredményei is hozzáférhetőek a kutatás számára az eddig alkalmazott méretű szinoptikus térképek segélyével.

3. Keletkezési helyek

Azt a vidéket, amelyen a levegő az egységes légtömeg sajátosságait felveszi, vagyis a légtömeg kialakulásának körzetét, a keletkezési helyének hívjuk. A légtömeg kialakulása olyan hatások alatt megy végbe, amelyek ettől a helytől, mindenekelőtt pedig ennek, a légtömeg alatt nyugvó felszínétől indulnak ki. A légtömegek keletkezési helyei a földgolyó különböző szélességi övezetében lehetnek a sugárzási egyensúly és a talajfelszín különböző hőmérsékleti értékei mellett. Ebből áll elő mindenekelőtt a hőmérséklet értékében tapasztalható különbség az egyes légtömegek között. De a talajfelszín hőmérséklete függ annak minőségétől is, vagyis attól, hogy a felszínt szárazföld alkotja-e vagy tenger, milyen takaró fedi és i. t. Ebből újabb hőmérsékleti különbségek állanak elő az egyes légtömegek között, amelyek különböző körzetekben alakulnak ki.

Egy-egy légtömeg keletkezési helyének a következő sajátosságokkal kell bírnia. Először is a talaj felszínének ebben a körzetben nagy területen eléggé egyöntetű tulajdonságokkal kell bírnia ahhoz, hogy a levegő efelett

a felszín felett minden részében nagyjából azonos hatásokat vegyen fel. De a talajfelszín tulajdonságainak ez az egyöntetűsége nemcsak a talaj alkatától függ, hanem a felhőzeti viszonyoktól is. A légtömeg keletkezési helyén túlnyomóan derült időjárásnak kell uralkodnia, amely az adott körzetben a sugárzási viszonyok több-kevesebb egyöntetűségét biztosítja, következőleg fenntartja a talaj hőmérsékleti viszonyainak az egyöntetűségét is. Végül olyan körülményeknek kell fennállnia, amelyek hosszabb ideig a keletkezési helyen tartják a légtömeget és ezáltal huzamosan annak a behatása alatt marad, vagyis szükség van egy olyan cirkulációra, amely minél vastagabb rétegben tartósan az adott körzet felett őrzi meg a levegőt.

A derült időjárást és a szükséges cirkuláció feltételeit elsősorban a nagy állandó anticiklonoknál találjuk meg, másodsorban pedig a majdnem nyugvó és elmosódott, ú. n. hőmérsékleti depressziók területén, amelyek a szárazföldnek erősen átmelegedett részei felett alakulnak ki.

Végül a poláris levegő kialakulása részben a troposzféra felső rétegeiben megy végbe a majdnem nyugalomban levő kiterjedt és mély, úgynevezett központi ciklonokban, amelyek elég magas szélességen lépnek fel. Ezekben a légnyomási rendszerekben történik meg az eredetileg olyan trópusi levegő átalakulása (transzformációja) poláris levegővé, amely a troposzféra felső rétegeiben magas földrajzi szélességre jutott fel.

Az említett légnyomási rendszereket szintén légtömegek keletkezési helyeinek lehet nevezni, de *nem földrajzi, hanem szinoptikai szempontból.*

Két légtömeg között, amelyek szomszédos keletkezési helyeken alakultak ki, többé-kevésbbé széles átmeneti övezet van, amelyben a tulajdonságok fokozatosan változnak az egyik légtömegtől a másik felé. A légtömegek mozgásánál az ilyen átmeneti övezetek »élesedhetnek«, vagyis megszűkülhetnek néhányszor tíz kilométer vastagságig és átalakulhatnak *frontokká*. A frontképződés mechanikáját a következő fejezetben fogjuk tárgyalni.

A légtömeg, amikor másik körzetbe kerül, legtöbbször összefüggésben marad eredeti keletkezési helyével (rezervoárjával) pl. a Sarkon az arktikus levegő nagy tartaléktömegével, vagy a Térítők táján a trópusi levegő hatalmas tömegével. De a homlokrészén és az »oldalai« mentén a légtömeg, amely idegen szélességre áramlik át, rendszerint többé-kevésbbé éles frontokkal van határolva.

33. §. Meleg, hideg és helyi légtömegek

1. Meghatározások

Általában a légtömegeket meleg hideg, és helyi légtömegekre osztjuk fel. Ezeknek alapvető körülírása a következő :

Meleg légtömegnek nevezzük a levegőnek azt a tömegét, amely hidegebb környezetbe folyik át.

Hideg légtömegnek nevezzük a levegőnek azt a tömegét, amely melegebb környezetbe folyik át.

Helyi légtömegnek nevezzük a légtömeget a keletkezési helyén, vagyis azt a légtömeget, amely huzamosan az adott körzetben tartózkodik.

Környezet alatt értjük : 1. a földrajzi szélességet a sugárzási egyensúlyának megfelelő hőmérsékletével ; 2. a levegőtömeg alatt elterülő földfelszín a hőmérsékletével együtt. Világos, hogy az a légtömeg, amely magasab

szélesség felé folyik, hidegebb környezetbe kerül ; új helyén hőt fog veszíteni kisugárzás által, mert hiszen a hőmérséklete magasabb, mint amely a nagyobb földrajzi szélességen uralkodó sugárzási egyensúlynak megfelel. Érthető az is, hogy hidegebb talajfelszínre való átáramlásnál a légtömeg veszít az alatta levő talajfelszínnel való hőkicserélődés útján ; ellenkezőleg kisebb szélesség felé való mozgásnál és melegebb talajfelszínre való átáramlásnál a légtömeg melegszik.

A magasabb szélesség felé való mozgás rendszerint a hidegebb talajfelszín fölé való kerülést is jelenti ; éppen ezért a »környezet« fogalmának elemei egyforma előjelűek, vagyis mind a ketten a légtömeg hőmérsékletének a süllyedése irányában hatnak. Ugyanígy az alacsonyabb szélesség felé való mozgás legtöbbször melegebb talajfelszín fölé való húzódást jelent. Ettől a szabálytól — természetesen — eltérések is lehetségesek a szárazföld és tenger szabálytalan eloszlásával és a talaj különbözőségeivel kapcsolatban. Olyan esetekben, amikor például északra fekszik a melegebb talajfelszín, nem pedig délre, a talajfelszíntől jövő hatás jelentékenyen meghaladja a földrajzi szélesség befolyását.

2. *A talajfelszín szerepe*

Ennek a túlsúlynak az oka abban a tényben gyökerezik, hogy a talajfelszín hatása alapforrása a levegő melegedésének vagy lehűlésének. A talajfelszín és a levegő között molekuláris és örvényes hőkicserélődés indul meg ; ezenkívül a sugárzó energia is, amelyet a levegő elnyel és amely azt melegíti, alapjában a Föld felszínéről indul ki (a Föld hosszúhullámú kisugárzása), az a sugárzási energia pedig, amelyet a levegő bocsát ki, jelentékeny mérvben a földfelszín felé irányul (légköri visszasugárzás).

Jegyezzünk meg egy nagyon fontos körülményt : a melegedés vagy a hűlés terjedésének iránya mindig *alulról felfelé tart*. Éppen ezért a hőkicserélődés útján történő melegedés vagy hűlés mindenekelőtt és a legnagyobb mértékben csak az alsó légrétegre terjed ki és csak később, meggyengülve megy át a légtömeg magasabb rétegeire. A földi kisugárzás elnyelése vagy a Föld felé való kisugárzás következtében fellépő hőveszteség szintén a légtömeg alsó rétegében a legnagyobb fokú, amely vízgőzben és porban gazdag ; következőleg a sugárzás útján is egy-egy légtömeg szintén főleg alsó rétegeiben melegszik fel vagy hűl le.

3. *A meleg légtömeg*

A meleg légtömeg, amikor új, hidegebb vidékre ér, ahol előtte helyi vagy hideg légtömeg uralkodott, új helyén melegedést okoz. Abban az esetben azonban, amikor a meleg légtömeg egy még melegebb légtömeg helyét foglalja el, a melegedés elmarad. Utóbbi esetben az új légtömeg megjelenése inkább hőcsökkenést idéz elő ; de még ebben az esetben is a hőmérséklet a meleg légtömegben magasabb lesz, mint a helyi (vagy még inkább a hideg) légtömegben lenne az adott vidéken és évszakban.

Hidegebb környezetbe való átáramlásnál a meleg légtömeg lehűl és — mint fentebb láttuk — főleg alul hül le. A talajfelszín hűtő hatása legelőször is a légtömeg legalsó rétegénél mutatkozik, amely a talajfelszínnel közvetlenül érintkezik, amelyre a lehűlés a talajfelszínről molekuláris hővezetés

révén terjed át. A hővezetéshez még egy másik folyamat is járul, a dinamikus turbulencia, amely a lehülést sokkal jelentősebb légrétegekre terjeszti ki felfelé. A lehűlés turbulencia által való terjedésének felső határaként a légtömeg belsejében egy inverziós réteg jelölhető meg : ez az inverziós (hőfordulatos) réteg — még ha nem is jelentékeny — zárórétegként szerepel a dinamikai turbulencia számára.

Egyidejűleg a kisugárzás útján előálló lehűlés is főleg az alsó rétegeket érinti, amelyeknek nedvesség- és portartalma tetemes. A magasabban fekvő rétegek kisugárzását többé-kevésbbé ellensúlyozza annak az energiának az elnyelése, amely az alacsonyabb rétegekből jön felfelé és csak a troposzféra felső részeiben megy végbe pótolatlan sugárzási energialeadás a világűr felé (Albrecht kisugárzó rétege).

Ilyen módon úgy a molekuláris-turbulens hőkicserélődés, mint a kisugárzás is főleg az alsó légrétegek lehűlését idézi elő, mégpedig annál nagyobb mértékben, minél közelebb vannak a rétegek a Föld felszínéhez. *A meleg légtömeg szilárd egyensúlyú légtömeggé alakul*, vagyis alsó rétegeiben általában kb. 1 km magasságig szilárd rétegződésűvé válik.

Jelentékeny konvektív levegőátvitel felfelé ilyen körülmények között nem lehet. A turbulens légkicserélődés megmarad (láttuk, hogy ez milyen lényeges szerepet játszik a lehűlés terjedésénél), de jelentősége folyton csökken, amint a légtömeg szilárdsága növekszik. Az áramlás a meleg légtömegben éppen ezért nyugodt, »lamináris« jellegű, nagyobb átkeveredés és örvényesedés nélkül.

4. Kicsapódás a meleg légtömegben

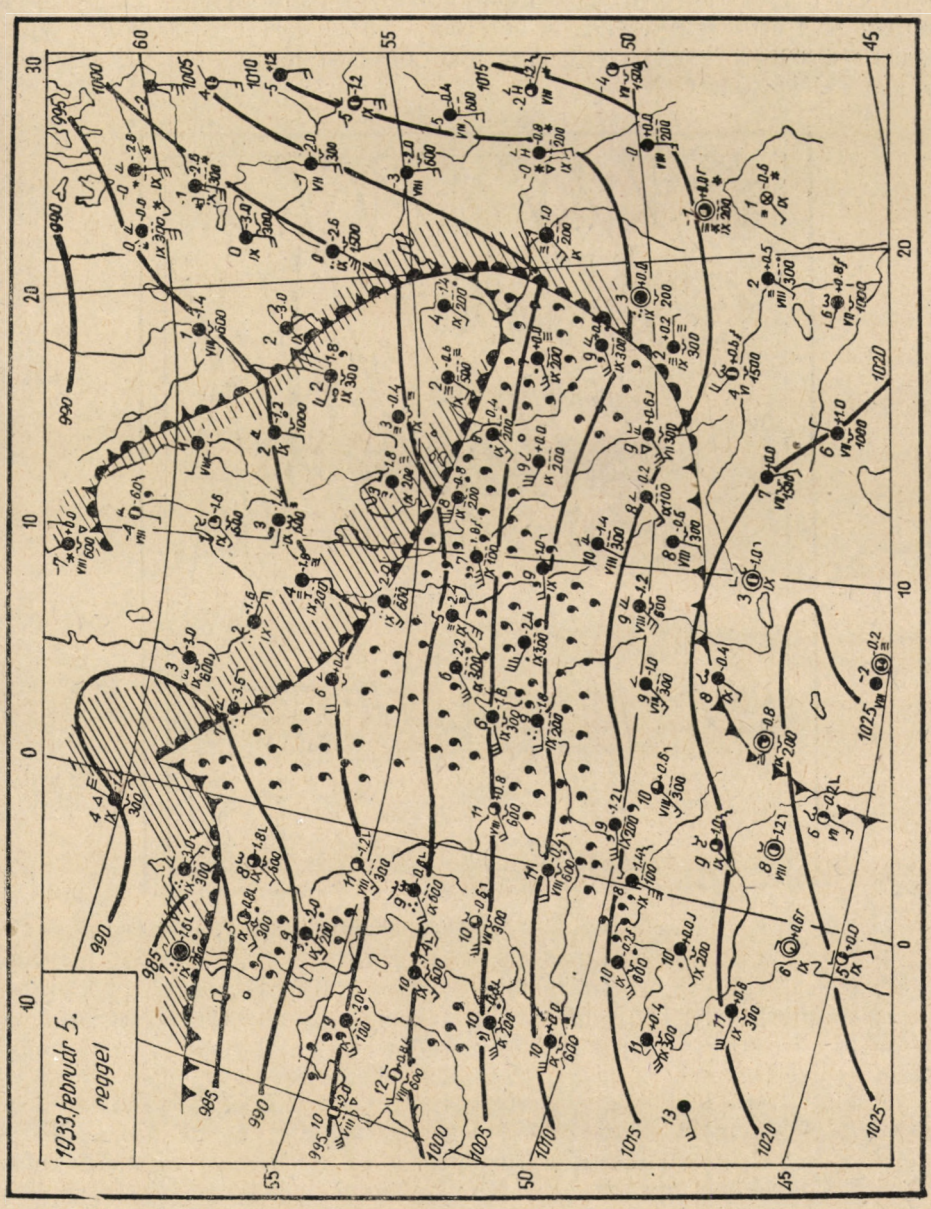
A vízgőz kicsapódása a meleg légtömegben az alsó rétegekben fog megtörténni a talajfelszín miatti lehűlés következtében ; a kicsapódás további előidézői a kisugárzás miatti lehűlés és a dinamikus lehűlés, ha a levegő alsó rétegei kisebb nyomás alá kerülnek, főleg ha a depresszió egyidejűleg mélyül is.

Ha a telítődéshez szükséges lehűlés már a Föld felszínénél bekövetkezik, akkor köd képződik. Ha pedig a telítődéshez bizonyos mértékű dinamikus lehűlés is szükséges felfelé irányuló turbulens levegőátvitel formájában, akkor réteges és gomolyos rétegfelhők keletkeznek (*St*, *Sc*), amelyeknek felső határa igen gyakran összeesik a légtömeg belsejében levő inverzióval az alsó, egy kilométer vastag rétegben vagy valamivel feljebb.

Ezért a meleg légtömeg jellegzetes kicsapódási terméke — főleg a hideg évszakban — a köd (amely néha tetemes szél mellett is fellép, amikor is áramlási lehűléses ködnek nevezzük, lásd a 80. §-t) (*ww* = 40—49), valamint az alacsony *St* vagy *Sc* ($C_L = 6{,}5$) csapadék nélkül vagy (ha a réteg igen vastag) szitálással (*ww* = 50—59).

A szitálás 0 foknál valamivel alacsonyabb hőmérsékleten túlhűlt állapotban is eshetik ; még alacsonyabb hőfokon a rétegfelhőből kis hópelyhek hullhatnak (*ww* = 70, 71), esetleg könnyű hódara (*ww* = 77), néha egyes jégkristályok (*ww* = 76). Vannak olyan esetek is, amikor a Föld felszínére hulló csapadék megfagy. Ha a rétegfelhő hatalmas függélyes kiterjedésű (például a ciklon meleg részében), akkor a meleg évszakban nem szitálás jellegű csapadék hull belőle, hanem eső. Ennek az esőfajtának a képződése még nem egészen felderített folyamat. Igen valószínű, hogy a rétegfelhő nagy vastagsága folytán a felső részében a víz egyidejűleg cseppfolyós és szilárd halmazállapotban is jelen van, ami a cseppek rovására a kristályok

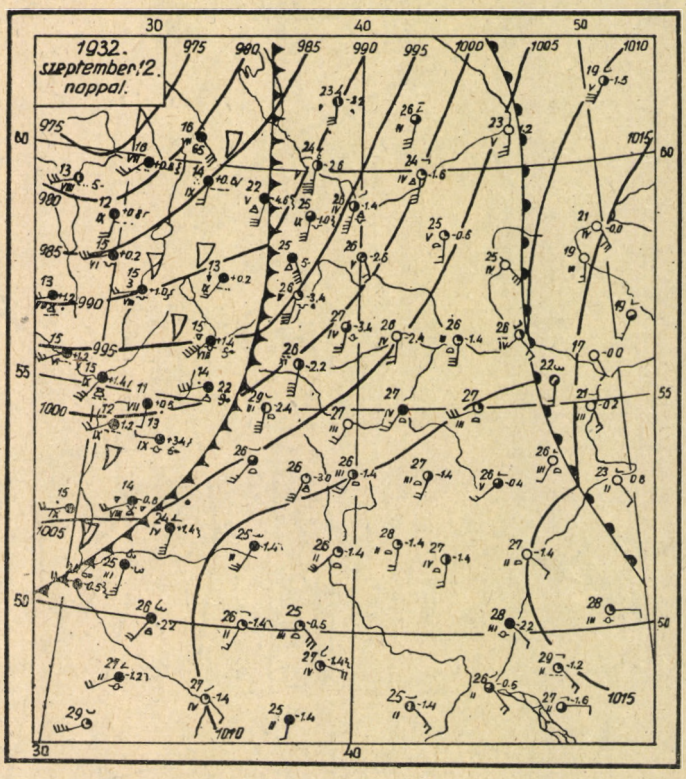
növekedését segíti elő, amelyek kihullanak és útközben megolvadnak úgy, amint ez az esőréteg- (*Ns*) felhőknél is történik, amelyekből jellegzetes csendes eső esik.



64. ábra. Meleg stabilis légtömeg (tengeri trópusi levegő)

Ha a hőmérséklet elég magas vagy legalább is a harmatpont felett marad, a meleg légtömeget derült ég jellemzi. A légtömeg belsejében levő magasabb inverziós rétegek táján meg lehet figyelni többször párnafelhőket (*Ac*), amelyek az inverziós felületek hullámzó mozgásai következtében lépnek fel.

Csakis olyan esetekben, amikor a meleg légtömeg eredetileg (a keletkezési helyén) erősen ingatag rétegződésű volt, maradhat meg benne mérsékelt feláramlás hosszabb ideig is (különösen nyáron eléggé felmelegedett száraz talaj felett), ami túlnyomórészt lapos gomolyok képződéséhez, kivételesen azonban zivatarok fellépéséhez is vezethet ; ennek jellemző példája a szubtrópusi szárazföldi levegő viselkedése nyáron a Szovjetunió európai részének középső vidékei felett.

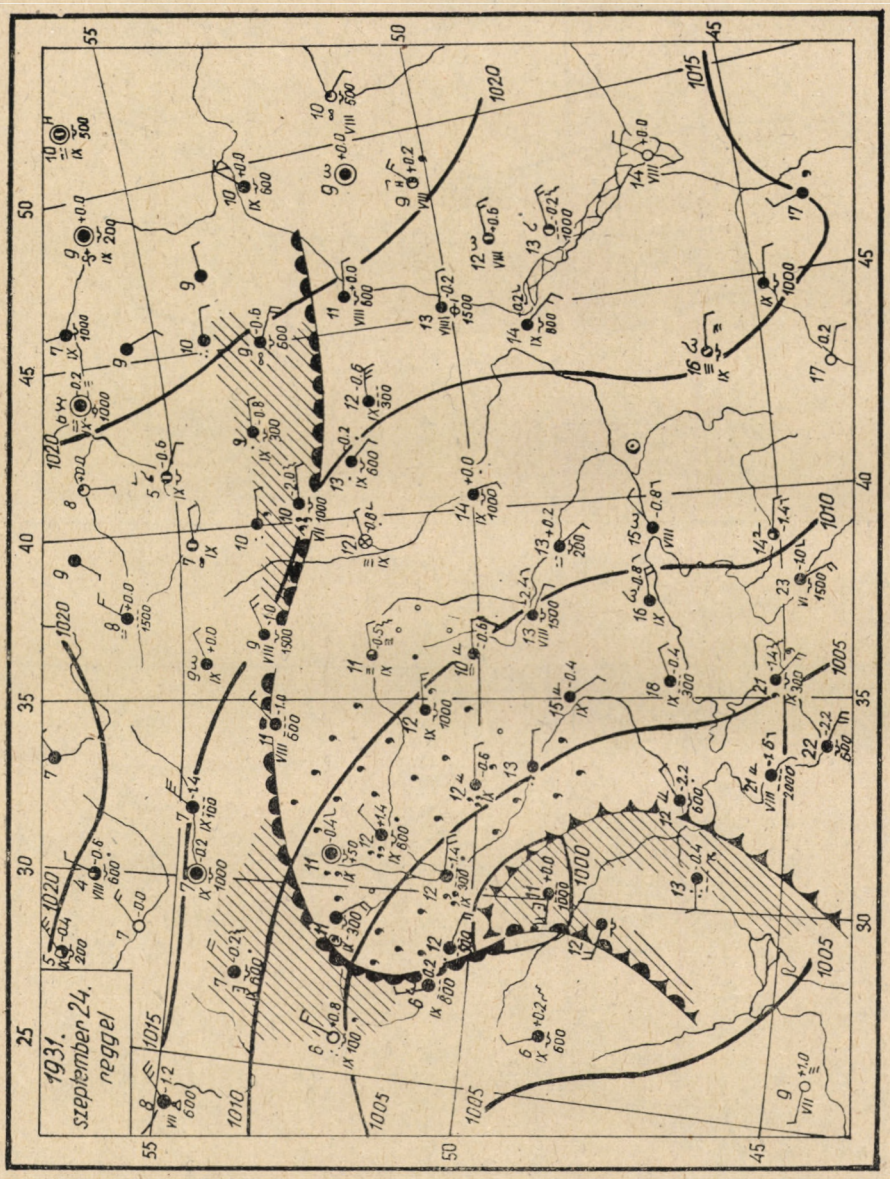


65. ábra. Meleg, de nem instabilis légtömeg (kontinentális trópusi levegő)

A meleg légtömegben szárazföld felett a stabilitás nappal csökken a besugárzás miatt, éjjel pedig növekedik a kisugárzás következtében, amikor is a földközeli rétegben még a mozgó levegőben is kialakulhat inverzió vagy izotermia. Ezért nappal a meleg légtömeg jellegzetes kicsapódási termékei — a rétegfelhő és a köd — gyengébben fejlettek, mint éjjel, sőt esetleg fel is oszlanak ; éjjel, éppen ellenkezőleg, megerősödnek (67. és 68. ábra). Minél gyengébb a szél, annál kisebb a turbulencia és annál nagyobb mértékű a földközeli rétegekben úgy az éjjeli lehűlés, mint a nappali felmelegedés, annál nagyobb a kicsapódási jelenségek napi menete is.

Erős szél esetén a turbulencia az alsó rétegekben annyira jelentékeny lehet, hogy az éjjeli inverzió vagy izotermia a Föld felszínén egyáltalán nem észlelhető ; ilyen esetben az inverziós réteg a Föld felszíne felett bizonyos magasságban kezdődhet.

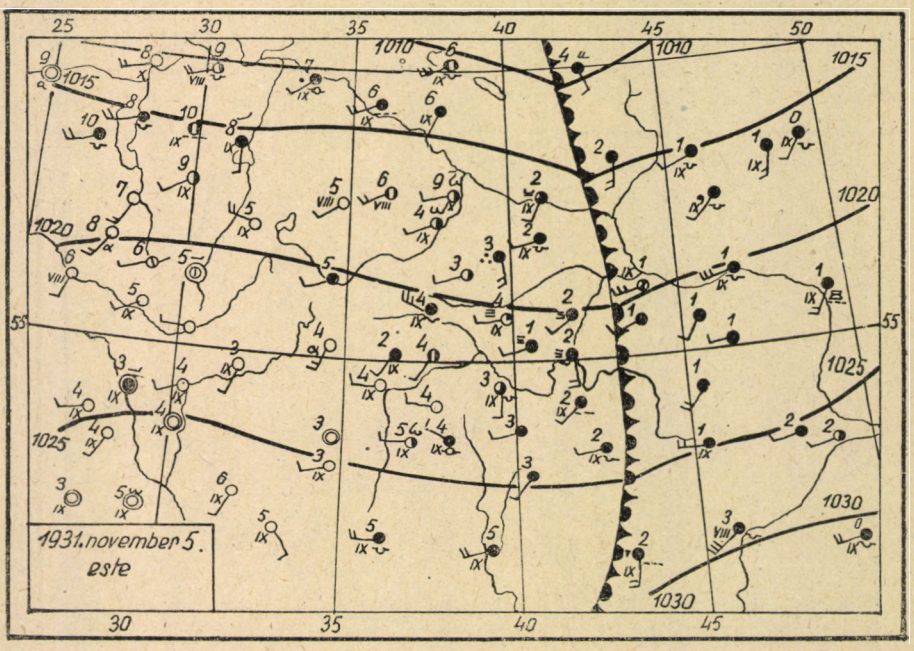
A kicsapódási termékek a meleg légtömeg alsó rétegeit homályosakká teszik. A látás rosszabbodásához a por halmozódása is hozzájárul, mert feláramlások (konvekció) hiányában nem tud szétoszolni. Ezért a meleg légtömegben a látási távolság értékei rendszerint alacsonyak; még akkor is,



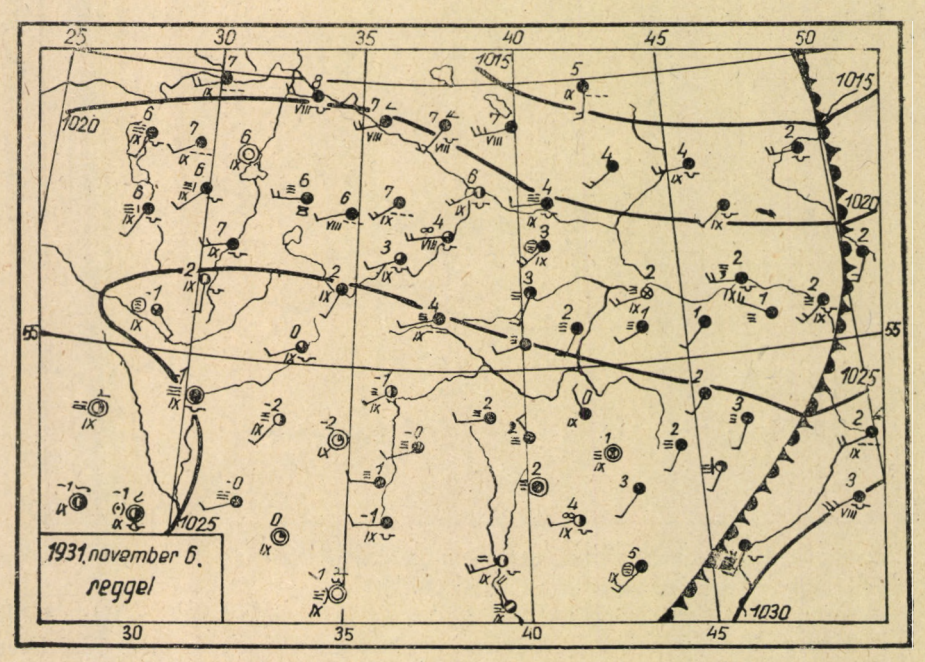
66. ábra. Meleg stabilis légtömeg (kontinentális trópikus levegő)

ha nincsen köd vagy erős párásság, a *ww* értéke = 05 vagy 10 (száraz légkör[1] homály vagy párásság 1—4 km látás mellett).

A magasabb légrétegekben, különösen az inverziók felett, a látás jobb, mert a kicsapódási termékek és a porrészecskék a Föld felszínének közelében és az inverziós rétegek alatt halmozódnak fel. Az apró szilárd részecskék,



67. ábra. Meleg légtömeg este (kontinentális poláris levegő)



68. ábra. Meleg légtömeg reggel (kontinentális poláris levegő)

amelyek az opalizáló homályosodást idézik elő, nagy magasságig elég egyenletesen oszolnak el, amíg a légtömeg a keletkezési helye felett tartózkodik, mert ott még jelentékeny feláramlás is van.

Példákat a meleg légtömegekre a 64., 65., 66. ábra mutat.

Vessük emlékezetünkbe, hogy a meleg légtömegben a rétegződés stabilitása csak bizonyos idő múlva alakul ki. Kialakulása helyén, minthogy az alatta levő felszíntől melegedett, egyensúlya még ingatag volt ; labilitásának elvesztése csak bizonyos idő folyamán ment végbe, mialatt hidegebb környezetbe áramlott be. Éppen ezért keletkezési helyéről való távozása után a meleg légtömeg egy ideig még ingatag légtömeg marad, vagyis az alsó néhány kilométeren át a hőmérséklet függélyes gradiensének értéke magas marad benne, főleg akkor, ha az új környezet sem elég hideg, amint ez az egyik példában látható szárazföldi trópusi levegő esetében nyáron a szárazföld felett (65. ábra).

Ugyanilyen helyzet áll elő akkor is, ha a légtömeg és a környezete közötti kölcsönhatás megváltozik. Ha a hideg légtömeg melegebb környezetből átmegy hidegebb környezetbe (például télen enyhe tengerről hóval fedett szárazföldre áramlik át), akkor meleg légtömeg lesz belőle. De ez nem jelenti azt, hogy azonnal magától átalakul labilis tömegből szilárddá. A légtömeg előzőleg megszerzett labilitását csak fokozatosan veszíti el és, amíg az alsó szakaszában a rétegződés át nem alakul labilisból stabilissé, addig meleg, labilis egyensúlyú légtömeggel lesz dolgunk.

5. *A hideg légtömeg*

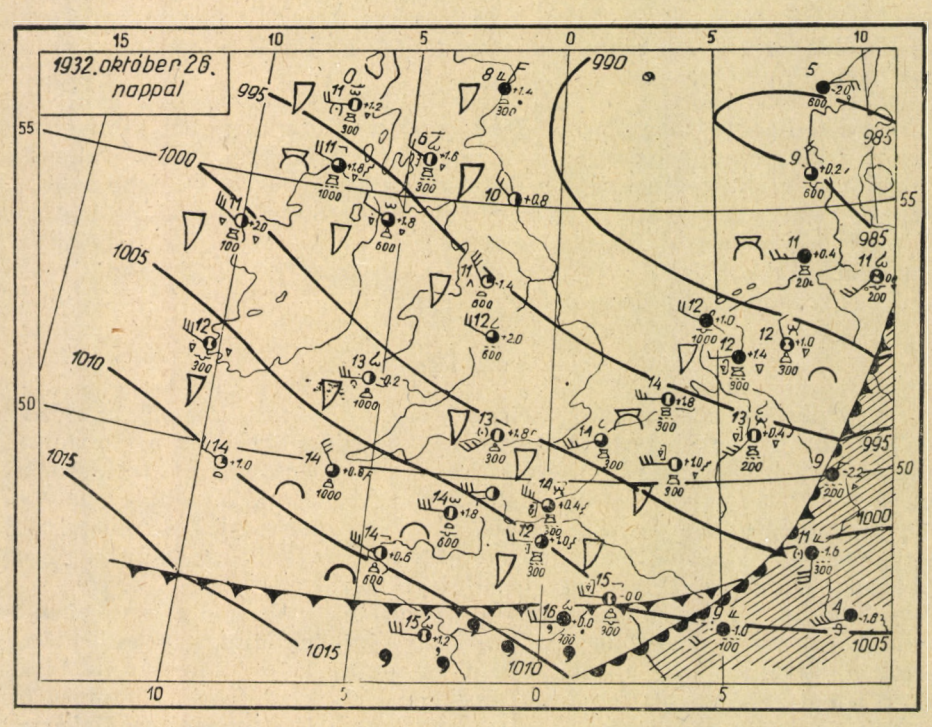
A hideg légtömeg, amikor melegebb vidék fölé ér és elfoglalja az előzőleg ott levő meleg vagy helyi légtömeg helyét, lehűlést okoz. Ha a szóbanforgó vidéket a hideg légtömeg beérkezése előtt is hideg légtömeg borította, amelynek hőfoka alacsonyabb volt, mint az új levegőé, akkor lehűlés nem jön létre ; de még ebben a ritka esetben is — ugyanúgy, mint az összes többi esetekben — a hőmérséklet mindenképpen alacsonyabb lesz, mintha ugyanebben az évszakban helyi vagy meleg légtömeg lenne ott.

A hideg légtömeg melegebb környezet felé való mozgása közben az instabilis egyensúlyú légtömeg sajátosságait veszi fel. Mint a meleg légtömeg esetében láttuk, ebben a tekintetben az alatta levő földfelszín befolyása döntő jelentőségű. A földfelszínről jövő melegítés kezdetben a légtömeg legalsó rétegére hővezetés formájában terjed át. Az alsó rétegben az adiabatikus gradienst jelentékenyen meghaladó függélyes hőmérsékleti gradiens alakul ki, amely fokozatosan mind feljebb hatoló feláramlásokat indít meg, amelyek a melegedést felfelé szállítják.

Világos, hogy a felmelegedés felfelé való terjedése némi késedelemmel és gyengüléssel történik (úgy, mint a lehűlésé a meleg légtömegben) ; a hőmérséklet emelkedése az alsó rétegekben lesz legerősebb.

Ha a légtömeg ezenfelül kisebb földrajzi szélességgel bíró hely felé mozog, akkor a sugárzási egyensúly új körülményeihez alkalmazkodva emelni fogja a hőmérsékletét, mert kisugárzását meghaladó energianyereségre tesz szert. Több sugárzási energiát nyel el, amely túlnyomó részben a Föld felszínéről származik (hosszúhullámú), mint amennyit maga kibocsát, következőleg melegedni fog, amint a sugárzási egyensúly hőmérsékletéhez közeledik. Ebben az esetben is éppen az alsó rétegekben lesz a melegedés a legjelenté-

kenyebb, minthogy a hosszúhullámú földsugárzás elnyelése túlnyomó részben a légtömeg alsó néhány száz méteres rétegében történik, amelynek vízgőztartalma tetemes. A magasabb légrétegekbe már csak az alsó rétegből jövő gyenge kisugárzás hatol be. Ilyen módon a földi kisugárzás elnyelése a légtömegben éppen úgy nagy függélyes hőmérsékleti gradiens kialakulásához vezet, mint a Föld felszínétől jövő melegítés hővezetés és feláramlás útján. Mint ismeretes a konvekció folyamata telítetlen levegőben arra törekszik, hogy a függélyes hőmérsékleti gradienst száraz-adiabatikus értékűvé alakítsa ; telített levegőben: vagyis a kicsapódási szinttől kezdődőleg, a gradiensek a száraz- és nedves-adiabata közötti értéket veszik fel, tehát a rétegződés nedves-labilissá válik.



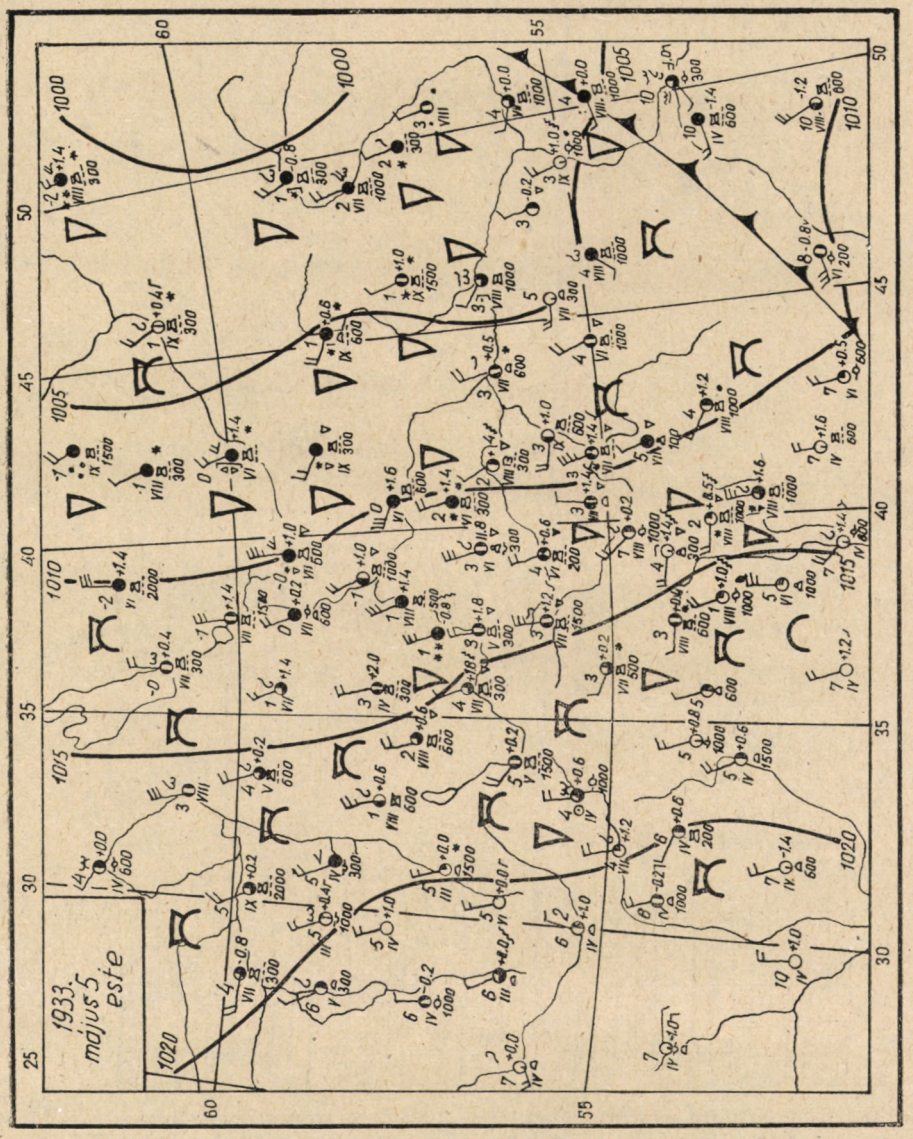
69. ábra. Hideg instabilis légtömeg (tengeri poláris levegő)

Ne feledjük el, hogy a hideg légtömeg a maga keletkezési helyén szilárd rétegződésű, minthogy egész képződési folyamata az alatta levő földfelszínről jövő hűtésen alapul. Áttolódása alacsonyabb földrajzi szélességű helyre és melegebb földfelszín fölé azonban megváltoztatja a légtömeg eredeti, szilárd rétegződését.

A megfigyelések alapján megállapítható, hogy a hideg légtömegben, ha a keletkezési helyétől elég messze került, a kicsapódási szintig terjedő alsó rétegekben körülbelül a száraz-adiabatának megfelelő rétegződés van, a magasabb rétegekben pedig — mondjuk 3—5 km magasságig — a nedves-adiabatának megfelelő rétegződés uralkodik.

Az olyan légtömeget, amelynek rétegződése az előző bekezdésben vázolt rétegződésnek megfelel, *labilis* légtömegnek hívjuk.

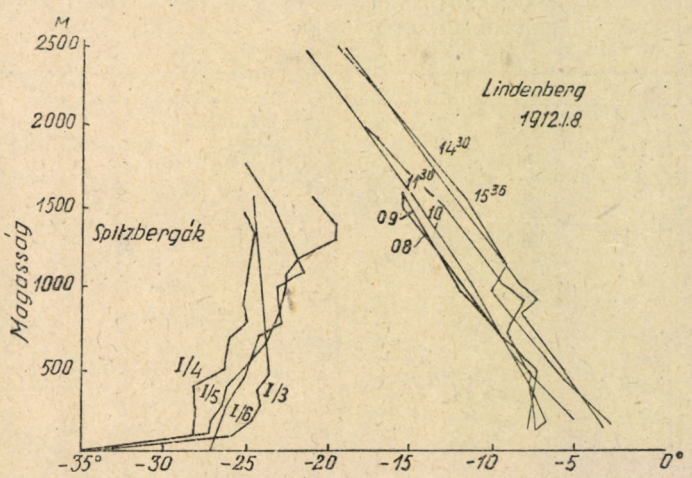
Arra, hogy miképen szerzi meg a hideg légtömeg a labilitást, vegyünk pl. egy olyan esetet, amikor arktikus levegő haladt délre télen az Atlanti-óceán felett. A 71. ábra baloldalán láthatók a hőmérséklet függélyes eloszlásának görbéi az arktikus levegőben a Spitzbergák felett 1912. január 3—6-án néhány magassági légállapotmérés alapján.



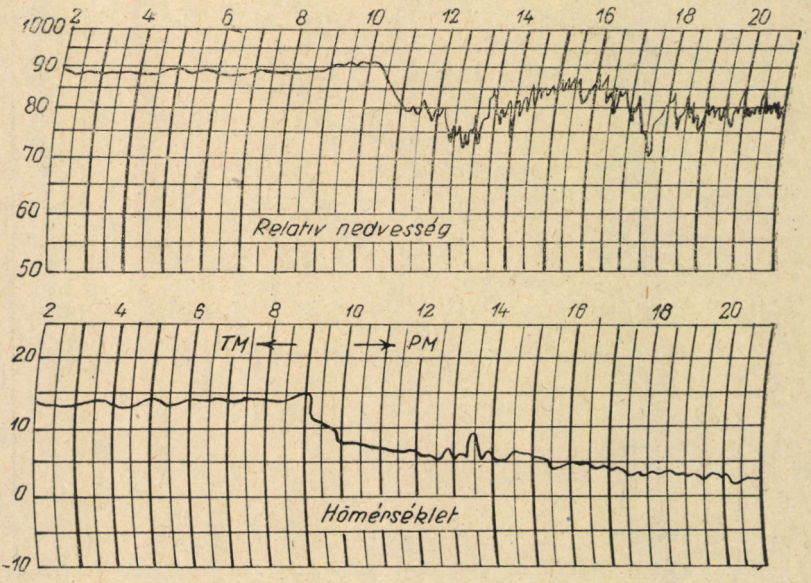
70. ábra. Hideg instabilis légtömeg (arktikus levegő)

Mint látható, a földfelszín közelében a hőmérséklet kb. —25° volt (a legalsó rétegben inverzió fejlődött ki a földfelszínnél —35°-os hőmérséklettel). A függélyes hőmérsékleti gradiens igen csekély értékű, részben még inverzió is van, úgyhogy 1500 m magasságig alig van hőcsökkenés: a légtömeg jellegzetesen stabilis rétegzettségű. Három napi út után az arktikus

levegő Németország fölé érkezett, közben kb. 4000 km-es utat tett meg a nyílt óceán felett, vagyis olyan felszín felett, amelynek hőmérséklete kezdetben 0—2°, majd pedig később 6—8° volt. Az ábra jobb oldalán láthatjuk



71. ábra Az arktikus légtömeg instabilitásának kialakulása
Aerológiai felszállások a Spitzbergákon 1912. jan 3-tól 6-ig és Lindenbergben jan. 8-án



72. ábra. A hőmérséklet és nedvesség menete poláris és trópusi levegőben a 46—45°-os északi szélesség és a 41—45°-os nyugati hosszúság között 1930. február 27-én

a hőmérséklet függélyes eloszlását ugyanabban az arktikus levegőben Lindenberg felett 1912. január 8-án néhány légállapotmérés alapján. Ha a görbéket összehasonlítjuk, azonnal feltűnik, hogy az arktikus levegő milyen erősen

felmelegedett ezalatt a három nap alatt a nyílt óceán felett és az is kiolvasható az ábrából, hogy a hőmérséklet emelkedése annál tetemesebb, minél közelebb van a légréteg a Föld felszínéhez. Ennek következtében a függélyes hőmérsékleti eloszlás élesen megváltozott. Amíg a Spitzbergák felett csekély hőmérsékleti gradiens, sőt némi inverzió is volt a légtömeg belsejében, addig Lindenberg felett a hőmérsékleti gradiens értéke közel jár az adiabatikushoz; Lindenberg felett az arktikus levegő már labilis légtömeg formájában jelentmeg.

A hideg légtömegben a nagy függélyes gradiens elősegíti a dinamikus turbulencia kifejlődését. Az áramlás a hideg légtömegben a konvekció és a turbulencia erős kifejlődése következtében nyugtalan jellegű (megújuló szélélénkülés, pulzáció, széllökések).

A magasfokú turbulenciával kapcsolatban a Föld felszínén a hőmérséklet meg a légnedvesség is csekély, de jól megfigyelhető ingadozást mutat (72. ábra).

6. Kicsapódás a hideg légtömegben

A vízgőz kicsapódása sebes feláramlás mellett gomoly- és zivatarfelhő formájában (*Cu* és *Cb*, $C_L = 2, 3, 9$) történik, a felhők mennyisége gyorsan változik, a belőlük kihulló csapadék nagycseppű zápor (instabilitási záporok), amely sokszor zivatar és jég kíséretében esik, nulla fok alatti hőmérséklet esetében pedig dara alakjában, főleg jégdara formájában, néha hózáporral egybekötve.

A hideg légtömegek csapadékformái — a záporszerű lecsapódások — az időjárásjelentésekben *ww* nyolcvanas és (zivatarnál) kilencvenes értékeivel jelöltetnek, azonkívül 17, 25, 26, 27, 29-cel.

Ha a talaj mentén 0° feletti hőmérséklet uralkodik, a szilárd halmazállapotú lecsapódások (havaseső, jég, dara) jellegzetesek a hideg légtömegre, amelynek hőmérséklete a függélyes mentén gyorsan csökken. A köd általában nem sajátossága a hideg légtömegnek tekintettel fejlett a konvekcióra, amely a vízgőzt és a kicsapódási magvakat felfelé tereli; mégis az éjjeli órákban talajmenti kisugárzási köd képződése lehetséges.

Amikor a hideg légtömeg *szárazföld felett* halad tova, a melegebb talajfelszín fölé való áramlás hatásához hozzájárul a talajfelszín napi felmelegedésének és lehűlésének a hatása is. Ezért azután a rétegződés instabilitása a nap folyamán változik, a legnagyobb a délutáni órákban, legkisebb kora reggel. Ha a hőmérsékleti különbség a talajfelszín és a levegő között nagy, az instabilitás még éjjelre is megmarad; ha a hőmérsékleti különbség kicsiny, a légtömeg éjjelre alsó rétegeiben szilárd egyensúlyúvá alakul át. Minthogy a felhőzet és a lecsapódások a hideg légtömegnél a konvekcióval állanak összefüggésben, az utóbbi viszont a rétegződés instabilitásával, ebből megmagyarázható a felhőzet és csapadék napi menete a hideg légtömegben szárazföld felett. Csúcspontjukat mindketten nappal, mélypontjukat éjjel érik el; minél nagyobb azonban a rétegződés ingatagsága, annál kevésbbé kifejezett ez a napi menet a konvekció felhőzetében.

Tenger felett a rétegződés napi menete nagyon kicsi. A tenger felszínének hőmérséklete egy nap folyamán csaknem változatlan marad (az amplitudó kisebb 0,5 foknál). Ezért tengerfelszín felett a levegő hőmérséklete is egy nap folyamán gyakorlatilag nem változik.

A felszíntől néhány száz méter magasságban a hőmérséklet napi járása a tenger felett már főleg sugárzási állapotoktól függ. Az éjjeli kisugárzás és a szoláris energia nappali elnyelése következtében 500—1000 m magasságban

a napi járás tetemesen nagyobb, mint a tenger felszínén. A napi hőmérsékletingadozás még az 1500—2000 m magas rétegben is elérte a 2 fokot. A magasabban fekvő rétegekben a sugárzás befolyása csökken a páratartalom csökkenésével kapcsolatban. Mindenesetre a rétegződés labilítása a tenger felett éjjelre megnő, mert feljebb a hőmérséklet éjjel csökken ; ezért a hideg légtömegben a feláramlás és a kicsapódás jelenségei a tenger felett éjjel érik el legnagyobb értéküket, ha mindjárt ez az érték nem is kiugró. Az Atlanti-óceán északi részében eszközölt megfigyelések szerint (47—50° északi szélesség és 26—21° nyugati hosszúság között) a zivatarfelhők képződésének legnagyobb gyakorisága a reggeli órákra esik ; tavasszal a reggeli észlelés időpontjában az összes esetek 38%-ban lehetett zivatarfelhőket észlelni.

Újabb amerikai adatok szerint a légtömegen belüli felhőzet és a csapadék összefüggésben áll a troposzféra középső részén (3000 m magasságban) kialakult légáramlások jellegével. A hideg légtömegben instabil felhőzet és csapadék csak abban a részben képződik, amely felett az izobároknak (vagyis az áramlásoknak) ciklonális görbülete van. A meleg légtömegben, amely valamilyen délkörmenti összetevővel délről észak felé mozog, a felhőzet és a csapadék különösen bőséges azon a területen, ahol a felső izobárok (áramlások) ciklonálisak vagy legalább is egyenesvonalúak. A felső áramlások élesen kifejezett anticiklonális jellege mellett felhőzet és csapadék nem képződik. A hideg légtömegek megjelenésére a szinoptikus térképeken példa található a 69. és 70. ábrán.

7. *A potenciális hőmérséklet eloszlása a meleg és hideg légtömegekben*

Álljunk meg kissé a potenciális hőmérsékletnek, Θ -nak az eloszlásánál a meleg és hideg légtömegekben.

A meleg légtömeg alsó rétegeiben Θ a magassággal gyorsan nő, vagyis az izentróp felületek erősen közelednek egymáshoz. A hideg légtömegben, amelyben az abszolút hőmérsékletnek nagy függélyes gradiense észlelhető, Θ a magassággal sokkal lassabban nő.

Az ekvivalens-potenciális hőmérséklet, Θ' felfelé lassabban változik, mint a potenciális hőmérséklet, mert Θ növekedését ellensúlyozza az s fajlagos nedvesség csökkenése.

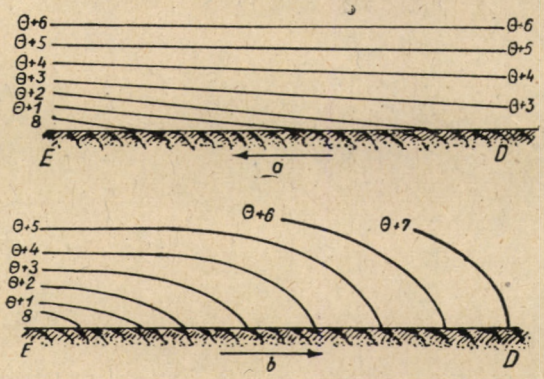
Igen fontos, hogy tiszta képet kapjunk arról a különbségről, amely Θ eloszlásában vízszintes irányban észlelhető a meleg és hideg légtömegek belsejében.

A meleg légtömeg hidegebb talajfelszín felett főleg legalsó rétegeiben hűl le. A lehűlés átadása felfelé (dinamikus turbulencia útján) lassan történik és a lehűlés néhány száz méteren túl alig terjed. Ezért a meleg légtömeg mozgása közben a hőmérséklet minden rétegében lassan és kevéssé változik, kivéve az alsó pár száz méteres réteget. Néhány száz méteres magasságtól kezdődőleg a hőmérséklet a meleg légtömegben mozgás közben csak a levegő kisugárzása következtében változik.

Az előzők folytán a meleg légtömegben az egyenlő potenciális hőmérséklet felületei (az izentrópikus felületek) csak a legalsó rétegekben hajolnak tetemesen a Föld felszíne felé és általában északról dél felé lejtenek. A magasabb rétegekben az izentrópikus felületek közel vízszintesen feküsznek, ami arra mutat, hogy a légtömeg *vízszintes irányban hőmérsékletileg egyöntetű* (73.*a*/ ábra).

Ha ebben a légtömegben vannak olyan mozgások, amelyek előzőleg egymástól távollevő rétegek légrészecskéit közel hozzák egymáshoz és velük együtt az izentrópikus felületek is közelednek, akkor ezek a mozgások (az úgynevezett zsugorodások) végül is csaknem vízszintes *zsugorodási inverziók* kialakulásához vezetnek. Lejtős frontok kialakulása azonban meleg légtömeg belsejében végbemenő zsugorodások következtében lehetetlen.

A hideg légtömegben éppen ellenkezőleg az alulról érkező hő gyorsan terjed felfelé a konvekció és a turbulencia segélyével. Ennek következtében az olyan hideg légtömeg, amely melegebb felszínen halad, például északról dél felé, déli részeiben jelentékeny magasságig erősebben felmelegszik, mint az északi részeiben. Az izentrópikus felületek a hideg légtömegben nagy



73. ábra. Izentrópikus felületek meleg és hideg légtömegben

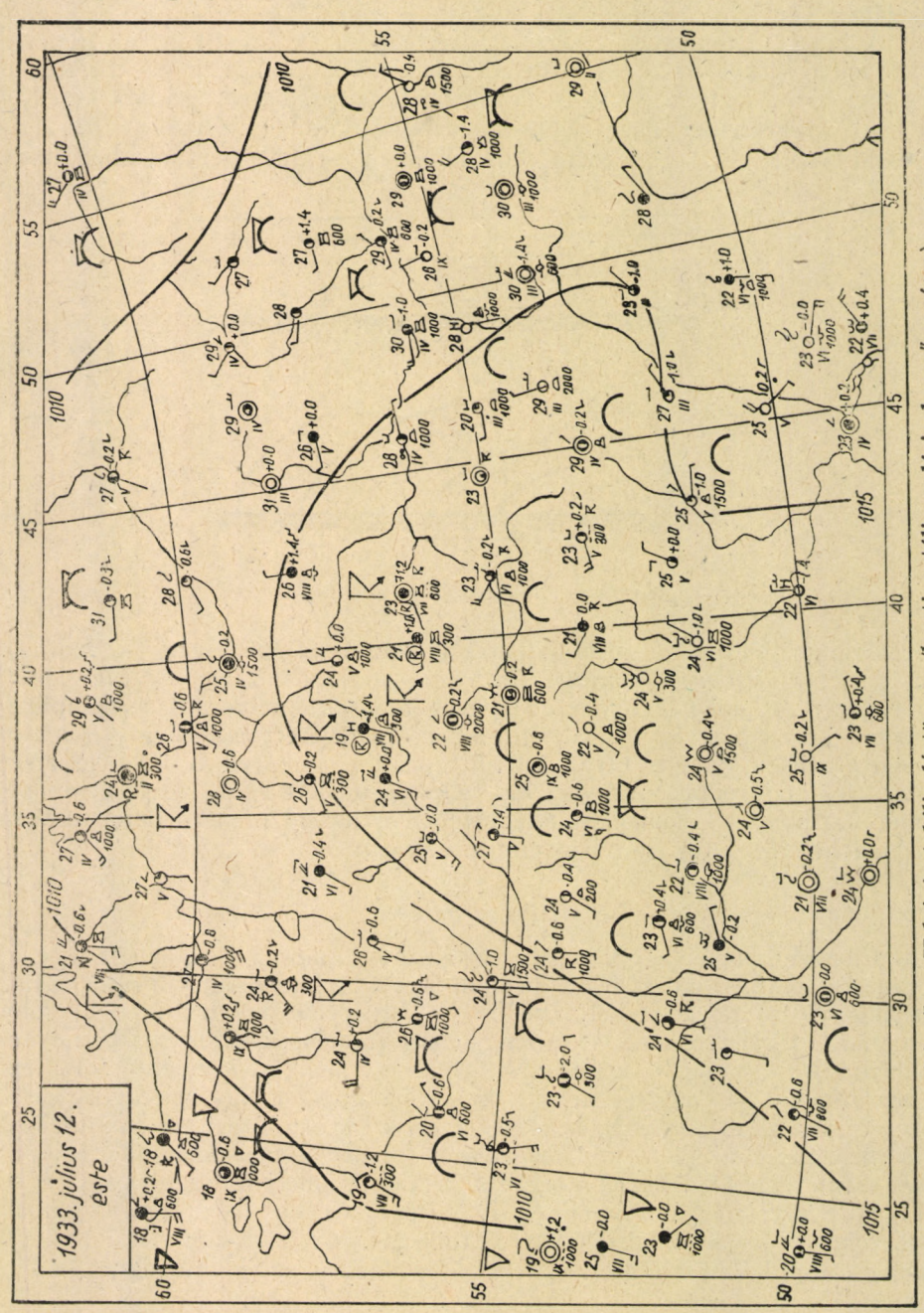
magasságig a Föld felszíne felé hajlanak (északról dél felé lejtve) (73. *b* ábra), tehát a *hideg légtömeg vízszintes irányban hőmérsékletileg erősen inhomogén.* Éppen ezért a hideg légtömegben a zsugorodások, amikor az izentrópikus felületek közelednek egymáshoz, többször úgynevezett *másodlagos frontokat* hozhatnak létre, vagyis olyan lehajló zónákat, amelyek a Föld felszínét metszik és amelyekben aránylag kis szélesség mellett egész sor izentrópikus felület összpontosul, aminek következtében a levegő hőmérséklete ezekben a zónákban vízszintes irányban erősen változik.

8. Helyi légtömegek

Előfordul, hogy egyik-másik légtömeg huzamosan tartózkodik egy és ugyanazon földrajzi körzet felett, például olyankor, ha valamelyik stacionárius anticiklon belső részében helyezkedik el, vagy pedig egy tartósan alacsony légnyomású területen, amelyen a légnyomási gradiensek különösen kicsinyek. Ez a körzet vagy maga a keletkezési hely, vagy pedig az a vidék, ahol a légtömeg átalakulása megy végbe vagyis lényegében ez is egy keletkezési hely, de az új, átalakult légtömeg keletkezési helye. A stabilizáció ilyen eseteiben nem sorolhatjuk az illető légtömeget sem a hideg, sem a meleg légtömegek közé, mivel nem lehet beszélni olyan mozgásáról, amely hidegebb vagy melegebb környezet felé irányulna. Az ilyen légtömegeket *helyi* légtömegeknek nevezzük. Az ilyen stabilizálódott légtömegek között szintén találunk úgy stabilis, mint labilis rétegzettségűeket ; ezeknek a tulajdonságoknak a fel-

tételét azonban nem a légtömeg mozgása alakítja ki, hanem az alattuk levő *talajfelszín sugárzási körülményei* szabják meg a labilis vagy stabilis jelleget.

A mérsékelt öv alatt a *hideg* évszakban a talajfelszín a kisugárzás miatt lehűlés állapotában van, tehát hűtőhatást gyakorol a levegőre is, vagyis a helyi légtömeg ilyen felszín felett szilárd egyensúlyú lesz. Stabilis anticiklon



74. ábra. Helyi instabilis légtömeg (kontinentális poláris levegő nyáron)

esetében, amelyen belül a szabadlégkörben zsugorodási inverziók vannak, a stabilis helyi légtömeg alatt az időjárás vagy derült, vagy nyugodt felhőtakaró, réteg vagy gomolyosréteg felhőzet borítja az eget, amelyhez esetleg a magas inverziós szintek alatt még némi *Ac* felhő járul. Kisugárzási köd gyakran lép fel bennük, főleg úgynevezett magas köd, amely valójában szintén *St* felhő, amely néha egészen a Föld felszínéig leér.

A *meleg* évszakban a mérsékelt égöv alatt (a térítők között pedig egész évben) a talajfelszín a helyi légtömeg alatt folyton melegszik besugárzás útján, később pedig a hő átterjed alulról, a talajfelszínről a levegőbe is. Végeredményben a helyi légtömeg *ingataggá* válik, ami konvekcióval és *Cu* meg *Cb* felhőzet kialakulásával jár, esetleg helyi záporokkal és úgynevezett hőzivatarokkal. Mindezen jelenségek kifejezett napi járást mutatnak.

Az éjjeli órákban, amikor a hőleadás kisugárzás formájában csökkenti a talajfelszín hőmérsékletét, a légtömeg a legalsó rétegben rövid időre szilárd egyensúlyi állapotba kerülhet, amikor talajmenti inverzió is kialakulhat, sőt néha talajköd is képződik.

A helyi, stabilis rétegződésű légtömeg bizonyos mértékig hasonlít a meleg légtömeghez ; a helyi, labilis légtömeg a hideg légtömeghez. De nem szabad megfeledkezni arról, hogy a stabilis helyi légtömeg a szárazföld felett a hideg évszakban alsó rétegeiben igen alacsony hőmérsékletű. Éppen ellenkezőleg a helyi instabil légtömeg a meleg évszakban a szárazföld felett nagyon magas hőmérsékletével tűnik ki ; még szárazföldi trópusi levegő is lehet.

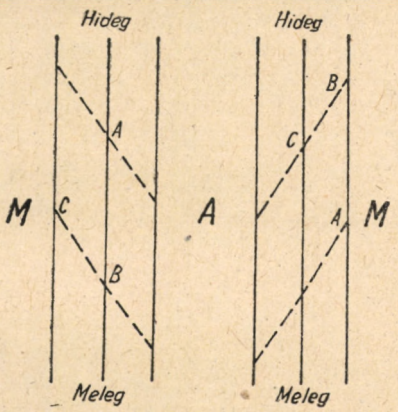
A helyi labilis légtömegnek jellegzetes példája látható a 74. ábrán.

9. *A szabad légköri advekció és a rétegződés megváltozása*

A talajfelszínen kívül van még egy tényező, amely a légtömeg rétegződésére befolyást gyakorol, még pedig — a levegőrétegek *mozgásbeli különbségei*.

A 28. §-ban láttuk, hogy a szél sebessége hogyan változik a magasban a vízszintes hőeloszással való összefüggés miatt. Ezzel kapcsolatban nézzük most meg, hogy milyen lesz a légtömeg függélyes rétegződése az advekció befolyása következtében a szabadlégkörben. Ha a rétegződés az advekció befolyása alatt megváltozik, ennek természetesen nagy jelentősége van a légtömeg stabilitása vagy labilitása szempontjából.

Tételezzük fel, hogy a rétegződés kezdetben száraz adiabatikus. Ekkor az advekciónak két alapvető formája lehetséges, amelyeket a 75. ábra szemléltet.



75. ábra. Az izobár irányának változása a magassággal (a folytonos vonalak a földfelszíni, a szaggatott vonalak a magasban fekvő izobárokat tüntetik fel)

1. A Föld felszínén a szél (tekintsük gradiens-szélnek) a hidegebb helyről a melegebb felé irányul, *A*-ból *B*-be, vagyis a hőmérséklet gradiensével szemben (a 75. ábra baloldali része). A magasban a szél ilyen esetben balra fordul. Tegyük fel, hogy bizonyos idő alatt alul a légrészecske *A* pontból *B* pontba helyeződik át. Ugyanezen idő alatt bizonyos magasságban a *B* pont feletti függélyes egy részébe abból a *C* pontból jut a levegő,

amelyben potenciálisan melegebb volt, mint az alsó *A* pont levegője. Ilyen módon, ha a hőmérséklet eloszlása kezdetben adiabatikus volt, vagyis Θ a függélyes mentén nem változott, később a potenciális hőmérséklet felfelé mindig növekedő értéket mutatna. Ebből következik, hogyha a magasban *balra* fordul a szél, akkor a magasban potenciálisan melegebb áramlás van a talajmenti hűvösebb felett ; a rétegződés tehát közömbösből stabillá változik.

Igaz ugyan, hogy a levegő melegebb vidék felé való áramlása közben alul a Föld felszínétől melegszik és ez a hatás rendszerint elfedi a felső meleg advekció hatását, mert labilissá alakítja a rétegződést. De, amikor a légtömeg északról dél felé irányuló összetevő mentén áramlik a szubtrópusi anticiklon északi részei felé, a nagy magasságban uralkodó erős nyugati szél olyan mértékű meleg advekciót tud ott fenntartani, hogy a légoszlop felső részének egyensúlyát stabillá alakítja.

2. Legyen a szélirány a talaj mentén a meleg részből a hűvösebb felé irányuló, vagyis fújjon a hőmérsékleti gradiens mentén (75. ábra jobboldal). Látható, hogyha a magasban a szél *jobbra* fordulása következik be, potenciálisan hidegebb levegő mutatkozik a potenciálisan melegebb levegő felett, vagyis labilis rétegződés alakul ki.

Csakhogy ebben az esetben a melegebb levegő az alsó rétegekben hidegebb vidék felé áramlik, aminek következtében alul hűl. Ez az alsó hűtőhatás rendszerint nagyobb, mint a felső, hideg advekció hatása, amiért is a stabilitás végeredményben a légoszlopban növekedik.

A meleg évszakban azonban megtörténik, hogy a délkörmenti hőmérsékleti gradiens a szárazföld felett igen kicsi és nem tudja ellensúlyozni a felső hideg advekció hatását. Az ilyen ritka esetekben, ha a légmozgás a hűvösebb vidék felé tart, a szabad légkörben vagy kifejlődik vagy megerősödik a rétegződés labilis jellege.

Az előzőkben feltételeztük, hogy a tényleges szél mindenütt egybeesik a grandiens-széllel, vagyis a súrlódási szint felett levő viszonyokat tartottuk szem előtt. Most világítsuk meg a súrlódás befolyását a rétegződésre. A súrlódási szint alatt a szél rendes körülmények között felfelé erősödik (és jobbra fordul). Ezért a súrlódási szint feletti levegő mozgás közben megelőzi az alsó rétegek levegőjét. Ha a mozgás a hőmérsékleti gradiens ellenében történik, potenciálisan hidegebb levegő foglal a magasban helyet, ami a légtömeg instabilitását növeli, fokozva az alsó melegítés hatását. Ellenkezőleg olyan szélnél, amely a hőmérsékleti gradiens mentén fúj, potenciálisan melegebb levegő kerül a hidegebb levegő fölé, ami megerősíti a rétegződés stabilitását, amelyet már az alsó hűtés is bizonyos mértékben létrehoz.

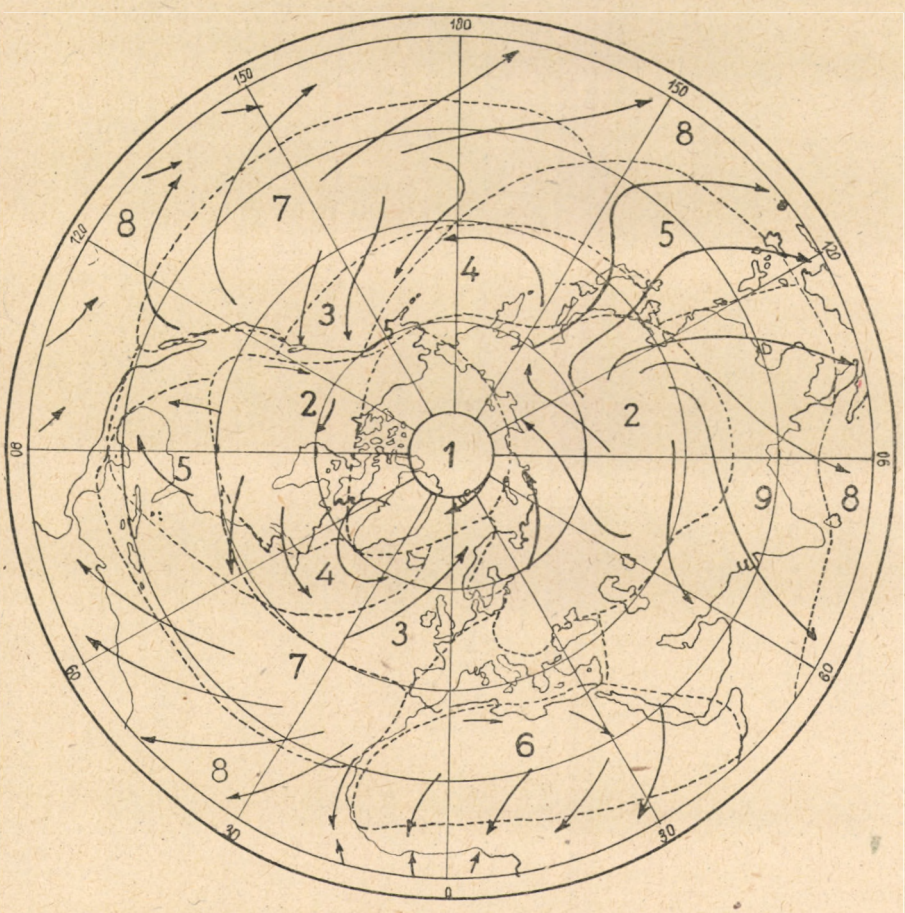
34. §. A légtömegek földrajzi osztályozása

1. A légtömegek földrajzi osztályozásának alapjai

A légtömegeket alapvető földrajzi típusokra lehet felosztani ama *szélességi övek* szerint, amelyekben keletkezési helyeik feküsznek. Ilyen főfajták a következők : 1. *arktikus* levegő (a Déli-féltekén antarktikus), 2. *poláris*, 3. *trópusi* és 4. *ekvatoriális* levegő. Ezek az elnevezések bizonyos tekintetben nem eléggé világosak. Poláris levegő alatt rendszerint a mérsékelt övi levegőt értjük ; trópusi levegő pedig gyakran nem a trópusokról, hanem a szub-

trópusi vidékről kerül a mérsékelt égöv alá, nyáron pedig magán a mérsékelt égövi részen is képződhetik a szárazföld felett.

A különböző főfajtájú légtömegeket *főfrontok* választják el egymástól, vagyis hosszú és eléggé éles elválasztó felületek. Az arktikus és poláris levegő közötti főfrontot *arktikus* frontnak nevezzük ; a poláris és trópusi légtömegek közötti frontnak *poláris* front a neve ; a trópusi és ekvatoriális légtömegeket elválasztja a *trópusi* front. Egyes helyeken, természetesen, folyamatos átmenet is lehetséges a különböző levegőfajták tömegei között.



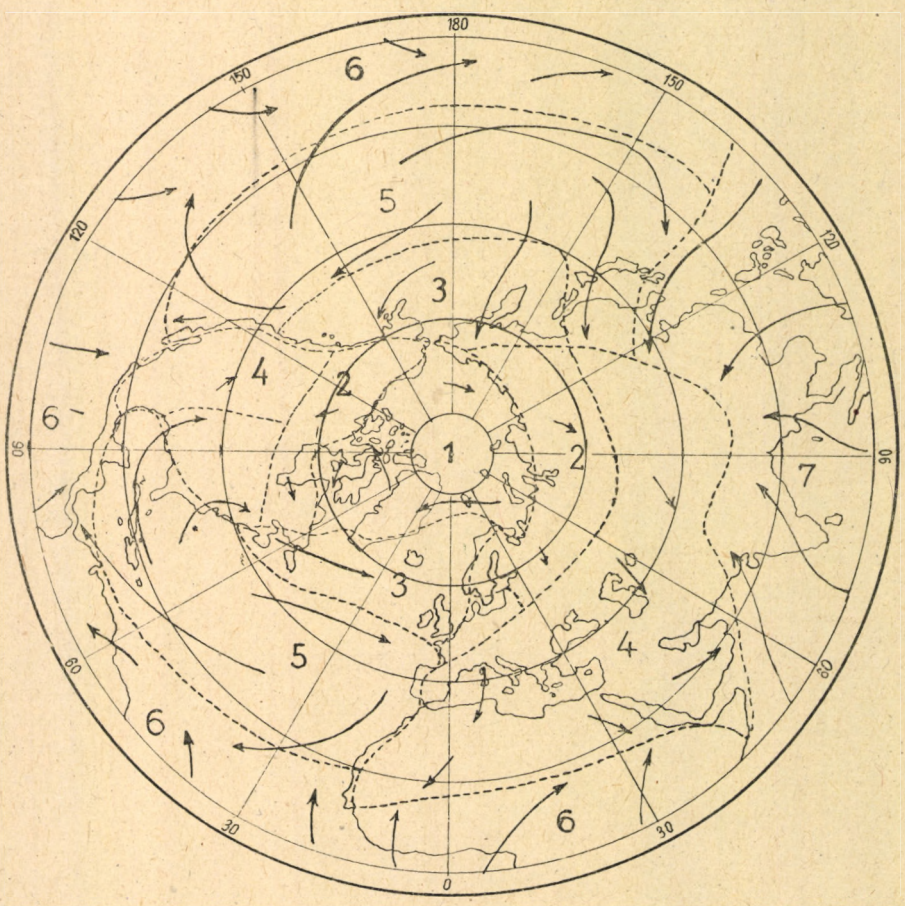
76. ábra. A légtömegek eredőhelyei az Északi-félgömbön télen, Petterssen szerint

1 — arktikus levegő, 2 — kontinentális poláris levegő, 3 — tengeri poláris, vagy átmeneti levegő, 4 — átmeneti levegő, 5 — átmeneti, vagy trópusi levegő, 6 — kontinentális trópusi levegő, 7 — tengeri trópusi levegő, 8 — egyenlítői levegő, 9 — monszunális levegő.

Minden főfajtánál megkülönböztetünk két alfajtát : *a) tengeri* (maritim) és *b) szárazföldi* (kontinentális) levegőt aszerint, hogy a légtömeg keletkezési helye a tengeren vagy a szárazföldön fekszik-e, vagy pedig aszerint, hogy milyen talajfelszín gyakorolt a légtömegre tartós hatást, miután a keletkezési helyét elhagyta.

Azokat a légtömegeket, amelyek ugyanazon alapfajtának az alfajtáit képezik, mint például a tengeri poláris és a szárazföldi poláris légtömeg, *másodlagos frontok* választják el egymástól, közöttük gyakran okkluziós frontok is. Ezek a frontok nem olyan nagy kiterjedésűek és kevésbbé élesek, mint a főfrontok.

Petterssen feltüntette a légtömegek keletkezési helyeinek földrajzi eloszlását az Északi-félgömbön télen és nyáron két sarkkörüli térképen. Ezek



77. ábra. A légtömegek eredőhelyei nyáron az Északi-féltekén Petterssen szerint
1 — arktikus levegő, 2 — kontinentális poláris levegő, 3 — tengeri poláris levegő, 4 — kontinentális trópusi levegő, 5 — tengeri trópusi levegő, 6 — egyenlítői levegő, 7 — monszunális levegő.

a térképek a 76. és 77. ábrán láthatók. A keletkezési helyek határain kívül a talajmenti légáramlások közepes eloszlását is mutatják. Ajánlatos összehasonlítani ezeket a térképeket az éghajlati frontjaink térképeivel (6. és 7. számú melléklet), amelyek szintén a légtömegek eloszlását ábrázolják.

Figyeljünk arra, hogy a téli viszonyokat ábrázoló térképen a szó valódi értelmében vett keletkezési helyeken kívül Petterssen ábrázol még olyan

körzeteket is, amelyekben a légtömegek mozgás közben alakulnak át egyik fajtából a másikba. Ilyen körzet a *4.* az Atlanti- és a Csendes-óceánon, ahol szárazföldi poláris levegő alakul át tengeri poláris levegővé, az *5.* körzet, ahol szárazföldi poláris légtömeg átalakul tengeri trópusi légtömeggé a téli monszun kapcsán, és a *9.* körzet Ázsia déli részén, ahol az ázsiai szárazföldi poláris levegő trópusi légtömeg jellegét veszi fel, szintén a monszun áramlás keretében. Az utóbbi körzetben levő légtömeget, amely mozgás közben gyorsan változtatja a jellegét, Petterssen *monszunosnak* nevezi. A monszunos légtömeg körzete (7) fel van tüntetve a nyári térképeken is; de itt ez a Déli-félgömbről származó ekvatoriális levegő és nincs okunk arra, hogy külön nevet adjunk neki. Megjegyezzük még, hogy az ekvatoriális légtömeg nevet Petterssen a mi szempontunkból nem egészen pontosan használja.

2. Az európai légtömegek

A légtömegeknek az előzőkben említett osztályozását sok európai ország időjárási szolgálatánál alkalmazzák az Európában található légtömegekkel kapcsolatban. Felsoroljuk a keletkezési helyeket, amelyekből a különböző jellegű európai légtömegek erednek. A légtömegek nevei mellett zárójelben feltüntetjük elnevezésük rövidített jelzését is.

1. *Arktikus levegő* (*AM*). Kialakulásának körzete nyáron a sarki medence közepén van; télen azonban körzete kiterjed az euráziai szárazföld szomszédos északi részeire is.

A *szárazföldi* arktikus levegő (*cAM*) a Barentsz- és a Kara-tengeren át vagy Tajmir-félszigetéről tör be Európába.

A *tengeri* arktikus levegő (*mAM*) Európa területére Grönland és a Spitzbergák felől jut a Norvég- vagy az Északi-tengeren át.

2. A *poláris* légtömeg (*PM*) mérsékelt földrajzi szélességen alakul ki.

A *szárazföldi* poláris levegő (*cPM*), amelynek jelenlétét Európában igen gyakran lehet megfigyelni, az euráziai szárazföld felett képződik. Van egy alfajtája is: a *visszatérő cPM*, amely alacsony földrajzi szélesség felől a magasabb felé áramlik.

A *tengeri* poláris levegő (*mPM*) nyugat felől érkezik Európába az Atlanti-óceán mérsékelt égövi részeiről; a keletkezési helye nyáron az Atlanti-óceán mérsékelt és magas szélességi övében fekszik, de gyakran, télen pedig rendszerint, a *mPM* az északamerikai szárazföld felett alakul ki, mint *cPM* és azután alakul át *mPM*-vé, amint az Atlanti-óceán felett áthalad. Ennél is megkülönböztetjük a *visszatérő mPM* alfajtát, amely az Atlanti-óceán alacsonyabb szélességi övezetéből áramlik délről észak felé irányuló összetevővel.

3. *Trópusi* légtömeg (*TM*) a térítők vidékén alakul ki, de nyáron képződhetik a mérsékelt égöv alatt fekvő szárazföldi területek felett is.

A *tengeri* trópusi légtömeg (*mTM*) az Atlanti-óceán északi felének déli vidékeiről érkezik Európa fölé olyan tájról, amelyet az azori anticiklon borít, vagy pedig a Földközi-tenger medencéjéből.

A *szárazföldi* trópusi légtömeg (*cTM*) Európába Afrika északi részei és Arábia felől nyomul be; nyáron Kis-Ázsiából, Kazahsztánból és Közép-Ázsiából is érkezhetik, sőt Európa déli részén is kialakulhat beleértve Ukrajnát, a Volga alsó folyását és a Kaukázust. Téli évszakban ezeken a vidékeken nem *cTM*, hanem *cPM* keletkezik.

4. *Ekvatoriális* levegő (*EM*) az Egyenlítő vidékéről halad magasabb földrajzi szélességen fekvő helyek felé kezdetben a talaj mentén (például

mint egyenlítői monszun), azután pedig a magasabb rétegekben, a trópusi levegő felett. Európában csak nyáron lehet a jelenlétét észlelni olyan anticiklonok igen magas rétegeiben, amelyek szubtrópusi eredetűek.

Amerikai meteorológusok javasolták, hogy külön légtömeg fajtának jelöljék azt a »*magassági*« levegőt, amely stabil anticiklonokban az inverziós felületek felett lassan lefelé szüremkezik. Ez a levegő dinamikusan felmelegedett és a relatív nedvessége igen csekély ; a Föld felszínét azonban rendszerint nem éri el. Kezdetben feltételezték, hogy ez a »magassági« levegő a trópusi fajtákba sorozható (az amerikaiak T_s-sel jelölték) ; világos azonban, hogy a térítőkön kívüleső földrajzi szélességen levő anticiklonoknál is észlelhető, amelyeknek a trópusokkal vagy a szubtrópusi vidékkel semmi kapcsolata nincsen, ami azt jelentené, hogy lehetne beszélni poláris magassági levegőről is (P_s).

Nem tartjuk szükségesnek, hogy T_s vagy P_s jelzéssel külön fajtát jelöljünk, mert hiszen itt nem különleges légtömegről van szó, hanem a már körülírt levegőfajtáknak egy olyan légtömegéről, amely adiabatikus átalakuláson ment keresztül.

3. A Szovjetunió légtömegei

V. A. Bugajev és V. A. Dzsordzsio javaslata alapján összeállították a Szovjetunió területén megfigyelhető légtömegfajtáknak a részletes osztályozását. Az általános osztályozástól, amelyet fentebb ismertettünk ez annyiban tér el, hogy az alapfajták jelzésén *AM*, *PM*, *TM*, *EM*, kívül a légtömegek még kiegészítő jellemzést is kapnak keletkezési helyük földrajzi elnevezése alapján.

A téli időszakban a következő légtömegfajták vehetők fel :

I. Arktikus levegő:

1. A sarkvidék szibériai szektorából származó arktikus levegő A_{SZ}
2. a Grönlandi részről származó arktikus levegő A_G

II. Az északi övezet poláris levegője:

1. Atlanti eredetű poláris levegő : P_{A_l} amely nyugat felől jön az 50. szélességi foktól északra.
2. Grönlandi poláris levegő : P_G, amely először magasabb szélesség alá került és azután északnyugat felől jön Európába.
3. Európai poláris levegő : P_E, amely európai terület felett az előzőleg említett légtömegfajtákból alakul át.
4. Szibériai poláris levegő : P_{SZ}. Szibéria és Kazahsztán felett alakul ki rendszerint A_{SZ}, ritkábban A_G vagy P_E átalakulása útján.
5. Ohotszki-tengeri poláris levegő : P_O. Az Ohotszki-tenger felett képződik, valamint a Csendes-óceán északi részének szomszédos területei felett. Télen nem kerül a szárazföld fölé, legfeljebb Kamcsatkában.

III. A déli övezet poláris levegője:

Ennek a csoportnak a légtömegei észrevehetően különböznek sajátosságaikban az előző csoportéitól anélkül azonban, hogy mélyreható különbség állana fenn közöttük.

1. Poláris déleurópai levegő: P_{DE}. Keletkezési helyei: a Földközi-tenger, a Fekete-tenger és a Káspi-tó medencéje. Átalakulhat P_A-ból vagy P_E-ből, ritkábban A_G- vagy A_{SZ}-ből.
2. Poláris turáni levegő: P_T. Keletkezési helye: A turáni (középázsiai) lapály. Hasonlít a P_{DE}-re, de a szárazföldi jelleg hangsúlyozásával. Legtöbbször P_E-ből alakul ki.
3. Poláris kínai levegő: P_K. Keletkezési helyek: Mongólia belső vidékei, Kína középső és északi része.
4. A Japán-tenger és a Sárga-tenger poláris levegője: P_{Ja}, szárazföldi eredetű, amely sajátosságait a tenger felett megváltoztatta.

IV. Trópusi levegő:

Téli időszakban mindig kívülről tör be a Szovjetunió területére délnyugatról vagy délről.

1. Trópusi atlanti levegő: T_A. Keletkezési hely: az Atlanti-óceán északi szubtrópusi tájai (azori anticiklon).
2. Trópusi északafrikai levegő: T_{EA}.
3. Trópusi iráni levegő: T_I. Keletkezési hely: Irán déli része és Afganisztán. Betör Középázsiába.
4. Trópusi csendesóceáni levegő: T_{Cs}. Keletkezési helyek: a csendesóceáni szubtrópusi anticiklon, a Keletkínai-tenger és a Délkínai-tenger. Igen ritkán lép fel a Távol-Keleten.

Nyáron a déli övezetben szárazföldi poláris légtömeg trópusivá alakul át a szárazföld erős felmelegedésével kapcsolatban.

A nyári időszakban megkülönböztethetők:

I. Arktikus levegő:

1. A sarkvidék szibériai körzetének arktikus levegője: A_{SZ}.
2. A grönlandi-tenger arktikus levegője: A_G.

II. Poláris levegő:

1. Poláris atlanti levegő: P_A.
2. Poláris grönlandi levegő: P_G.
3. Poláris európai levegő: P_E.
4. Poláris szibériai levegő: P_{Sz}
5. Poláris ohotszki-tengeri levegő: P_O

III. Trópusi levegő:

1. Trópusi atlanti levegő: T_A
2. Trópusi földközi-tengeri levegő: T_{FT}
3. Trópusi déleurópai levegő: T_{DE}. Keletkezési helyek: A Balkán és a Szovjetunió európai részének déli vidéke.
4. Trópusi turáni levegő: T_T. Kialakulási területének északi határa kb. az 50. szélességi fok. A trópusi iráni levegő nyáron azonos jellegű a trópusi turánival.
5. Trópusi kínai levegő: T_K. Kialakulási helyének északi határa kb. az 50. szélességi fok.

6. Trópusi csendesóceáni levegő : T_{Cs}. A téli viszonyokkal szemben kialakulási területe jelentékenyen eltolódik észak felé és magában foglalja csaknem egész keletkezési helyét a P_{Ja} levegőnek.

Kiegészítőleg hozzátehető :

IV. Ekvatoriális levegő:

1. Ekvatoriális csendesóceáni levegő : E_{Cs}. Néha megjelenik a távolkeleti időjárási térképen alacsony szélességen, mint a Déli-félgömb monszunos levegője. A Szovjetunió területét a Föld felszínén általában nem éri el.

A fentiek értelmében a Szovjetunió időjárási térképein dolgozva a meteorológus téli időszakban a légtömegek 15 felsorolt alapfajtájával találkozik és ugyanannyival nyáron is.

4. A légtömegek gyakorisága a Szovjetunió európai részén a nyári időszak folyamán

Néhány adatot sorolunk fel a légtömegek különböző fajainak gyakoriságáról a Szovjetunió európai része felett *a nyári időszakban* (június—augusztus) A. A. Bacsurina és L. I. Blumina összeállításában.

A szárazföldi arktikus levegő és átmeneti formái (az előző és a visszatérő), valamint az arktikus eredetű szárazföldi poláris levegő lép fel a legnagyobb, 70%-ig terjedő gyakorisággal az európai Szovjetunió északkeleti vidékein ; délnyugaton megjelenése alig 20%-nyi gyakoriságú. A friss szárazföldi arktikus levegő Arhangelszkben 14, Moszkvában 4, Rosztovban 1%-nyi gyakorisággal bír. Az arktikusból származó szárazföldi poláris levegő gyakorisága éppen ellenkezőleg dél felé nő, minthogy a szárazföldi arktikus levegő átalakulása szárazföldi poláris levegővé éppen a Szovjetunió déli vidékein megy végbe leggyakrabban : Uszty-Cilma körül 10%, Asztrahán táján 22%.

A tengeri arktikus levegő az átmeneti fajtáival csak az ország északi övezetében figyelhető meg, de gyakorisága még itt sem több, mint 4%.

A tengeri poláris levegőnek és átmeneti fajtáinak gyakorisága általában nyugatról kelet felé csökken ; Vologda délkörénél kb. 25%-ot tesz ki, tőle nyugatra eléri a 45%-ot, míg távolabb keletre, az Uralnál 4%-ra csökken. Emellett a friss tengeri poláris levegő, amely nyugatról tekintélyes szélsebességgel érkezik be, igen ritka : gyakorisága még Leningrádban sem több 2%-nál.

A szárazföldi poláris levegő meleg válfajainak, valamint a trópusi levegő fajtáinak a gyakorisága általában délkeletről északnyugat felé csökken, 55%-ról 10%-nyira. Emellett a trópusi levegő aránya Asztrachánban 43%, Kazánban 19%, Uszty-Cilmában 6%. Ezek a számok azt mutatják, hogy nyáron a Szovjetunió európai részének nemcsak a déli övezetében, hanem még a középső vidékén sem ritka esemény a trópusi levegő megjelenése.

5. A Szovjetunió keleti részének légtömegei

Sztremouszov, Reksztyin és Szubbotyin kutatásai szerint az Unió keleti vidékeire vonatkozólag az alábbi osztályozást lehet elfogadni a levegőtömegek fajtáira :

1. Szárazföldi arktikus levegő (*cAM*). Keletkezési helyek : a Sarkvidék, télen a Csukcs-félsziget és a Kolima-medence. Vagy a Kara-tenger felől nyomul be Nyugat-Szibérián és a Bajkál-tó környékén át, vagy a Kelet-Szibériai-

tengerről jön a Jakut-földön keresztül, vagy a Lapp-tengerről és a Kolimáról az Ohotszki-tenger felé. Ritkán nyomul délebbre a 40. szélességi körnél.

2. A tengeri arktikus levegő (*mAM*) télen szokott beáramlani a Bering-szoroson keresztül a Csendes-óceánra.

3. A szárazföldi poláris levegő (*cPM*).

a) szibériai; keletkezési helyek: Jakut-föld, Bajkálkörnyék, az Amur felső vidéke;

b) kínai; keletkezési helyek: Kína és a hideg évszakban Mongolia.

4. A tengeri poláris levegő (*mPM*). Keletkezési helyek: Az Ohotszki- és a Japán-tenger. Csaknem kizárólag nyáron érkezik. Az átmeneti évszakokban és télen főleg a tengert és Kamcsatkát borítja.

5. Szárazföldi trópusi levegő (*cTM*). Keletkezési helyek: Kína középső része, Mongólia, Középázsia nyugati vidéke; ezeken a keletkezési helyeken alakul ki és innét áramlik át a Szovjetunióba nyáron, de részben az átmeneti évszakokban is.

6. Tengeri trópusi levegő (*mTM*). Keletkezési helyek: a Csendes-óceán szubtrópusi része, nyáron néha a Japán-tenger is. A Szovjetunió területére csak a meleg évszakban jut el.

Fentiek mellett a Szovjetunió területén kívül megfigyelhető:

7. Az egyenlítői levegő (*EM*) — a Déli-félgömbről származó monszun-levegő. Nyáron kiterjeszkedik a Délkínai-tengerre is, valamint a Fülöp-szigetekre, a szárazföldön pedig Indokínát és Délkínát borítja el.

A 3 téli hónapban (december—február) Vladivosztokban a szárazföldi légtömegek gyakorisága eléri a 97%-ot. Ez a monszun-jellegű áramrendszer eredménye a Távol-Keleten. Nyáron viszont a monszun irányának változása miatt a tengeri légtömegek vannak túlsúlyban a partok mentén és mögöttük; számszerű adat a gyakoriságukra azonban még nincsen.

6. *Észak-Amerika légtömegei*

Az északamerikai légtömegek osztályozásában, amely Willettől származik, nem szerepel külön fajtaként az arktikus levegő, hanem egyesítve van a mérsékelt öv levegőjével a poláris levegő általános elnevezése alatt. A poláris és trópusi levegőtömegek egyes válfajait a keletkezési helyek földrajzi fekvése szerint nevezték el vagy átalakulások helye szerint, mint ahogyan ezt Bugajev és Dzsordzsio csinálta a Szovjetunió légtömegeire vonatkozólag.

A Willet-féle osztályozás rövidített megjelölésekkel, amelyek széltében elterjedtek az amerikai szakirodalomban, a következő:

1. Poláris kanadai vagy szárazföldi levegő: P_C. Keletkezési helyek: Alaska, Kanada és az Északi-Sarkvidék.

2. Átmeneti poláris, szárazföldi levegő: N_{PC}. Az 1. típusú levegőnek az Egyesült Államok középső és déli vidékein átalakult formája.

3. Poláris csendes-óceáni levegő: P_P. Keletkezési helyei a Csendes óceán északi, hideg részein vannak.

4. Átmeneti poláris csendesóceáni levegő (száraz típus): $N_{PP(C)}$. Az előző 3. típusú levegőfajta, amely az USA nyugati és középső vidékein alakult át.

5. Átmeneti poláris csendesóceáni levegő (nedves típus) $N_{PP(M)}$. Ez is 3-as jellegű levegő, amely a Csendes-óceán meleg északi részein alakult át.

6. Poláris atlanti levegő: P_A. Keletkezési helyei az Atlanti óceán északi hideg részein vannak.

7. Átmeneti poláris levegő: N_{PA}. Ez 6-os típusú levegő, amely az Atlanti-óceán meleg északi részén alakult ki főleg tavasszal és nyáron.

8. Szárazföldi trópusi levegő: T_C. Az USA délnyugati vidékéről és Mexikóból származik, főleg a meleg félévben jelenik meg.

9. Trópusi levegő a Mexikói-öbölből: T_G. Keletkezési helyek: A Mexikói-öböl és a Karib-tenger; szintén főleg a meleg évszakban lép fel.

10. Trópusi atlanti levegő: T_A. Keletkezési helyek: a Szargasszo-tenger (az Atlanti-óceán közepe).

11. Átmeneti trópusi tengeri levegő: N_{TM}. Jellegére nézve 8. vagy 9. levegőfajta, mely átalakult az Egyesült Államok vagy az Atlanti-óceán északi vidéke felett.

12. Trópusi csendesóceáni levegő: T_P. Keletkezési helyek: a Csendes-óceán passzát-övezetének északi részei.

13. Átmeneti csendesóceáni levegő: N_{TP}. Voltaképpen 12-es típusú levegő, amely átalakult az Egyesült Államok vagy a Csendes-óceán északi része felett.

Az általános osztályozással egybevetve, amelyet ennek a paragrafusnak az elején ismertettünk, a P_C típus megfelel az *cAM*-nek; az N_{PC} és az $N_{PP(C)}$ megfelel a *cPM*-nek; a P_P és a P_A típus emlékeztet a *mPM*-re; az $N_{PP(M)}$ és a N_{PA} olyan, mint a *mPM*; a T_C típus egyforma a *cTM*-vel; végül a T_G, T_A, N_{TM}, T_P, N_{TP} mind hasonló a *mTM*-hez.

Az utóbbi időben az USA-ban olyan irányzat figyelhető meg, hogy Willet osztályozását az európai elvek alapján felépített osztályozással váltsák fel és az arktikus meg a poláris levegőt megkülönböztessék.

A fentieken kívül vannak még külön légtömegosztályozások Közép-Ázsia, Irán, Kína, India, Japán, az északi Csendes-óceán, Fülöp-szigetek, Dél-Amerika és i. t. részére is. Ezeket a szakirodalomban lehet megtalálni.

35. §. A légtömegek konzervatív tulajdonságai

Konzervatív tulajdonságoknak nevezzük a légtömegek *állandónak mondható* tulajdonságait vagyis olyan sajátosságokat, amelyek csak nagyon lassan változnak az idő folyamán. Világos, hogy ezek a konzervatív tulajdonságok jellemzik leginkább a légtömegek eredetét.

Természetes, hogy a konzervatív tulajdonságok sem invariáns, változatlan sajátosságai a légtömegnek, hanem idők folyamán átalakulnak úgy külső befolyások révén, mint adiabatikus állapotváltozások által.

1. A légtömegek tulajdonságait változtató tényezők

Annak megvilágítása céljából, hogy melyek a légtömegek leginkább konzervatívnak mondható tulajdonságai, előbb felsoroljuk azokat a hatásokat, amelyek egy légtömeg sajátosságait meg tudják változtatni. Ezeknek a hatásoknak két fajtáját lehet megkülönböztetni attól függően, hogy azok

entrópia változásaival járóknak (nem adiabatikusoknak) látszanak-e vagy pedig izentrópikusoknak (adiabatikusoknak) vagyis, hogy a környezettel való hőkicserélődés kíséretében folynak-e le vagy hőcserementesen.

Az *entrópia* változásával járó hatásokhoz tartoznak:

1. Sugárzó energia elnyelése a légtömeg által, ami felmelegedést eredményez:
   a) közvetlenül a Naptól;
   b) a talaj felszínétől (és részben az alsó levegőrétegektől).
2. A légtömeg kisugárzása, amely lehűléshez vezet:
   a) a magasabban fekvő légrétegek és a világűr felé;
   b) a talaj felszíne felé.
3. A légtömeg melegedése a talaj felszínétől hővezetés által, azonkívül örvénylések és konvekció által:
   a) hidegebb felszínről melegebb fölé való áthaladás által;
   b) a talajfelszínnek besugárzás miatti melegedése következtében (a nappali órákban).
4. A légtömeg lehűlése a talaj felszíne által hővezetés és örvénylések közvetítésével:
   a) melegebb felszínről hidegebb fölé való áthaladás által;
   b) a talajfelszín kisugárzás miatti lehűlése következtében (éjjel).
5. Az elpárolgás, amely a légtömeg nedvességtartalmát növeli:
   a) a víz, hó, jég vagy nedves talaj felszínéről;
   b) esőcseppekről vagy jégkristályokról, amelyek a légtömegen keresztülhullanak vagy benne lebegnek.

Az *izentrópikus* hatásokhoz tartoznak:

1. A levegő lefelé ereszkedése, amely dinamikus felmelegedést eredményez:
   a) súrlódási divergencia miatt és az anticiklonban fellépő zsugorodásoknál;
   b) frontfelületen való lesiklásoknál;
   c) a terep egyenetlenségei mentén.
2. A levegő emelkedése, amely dinamikus lehűléshez vezet:
   a) frontfelületen való felsiklásoknál;
   b) vízszintes súrlódási konvergencia kiegyenlítésénél;
   c) a terep egyenetlenségei mentén.
3. Helyi nyomásváltozások a légtömegben, amelyek a hőmérsékletet dinamikusan változtatják.
4. A levegő vízszintes mozgása olyan összetevő mentén, amely a légnyomási gradiens irányával megegyezik, ami dinamikus lehűlést eredményez.
5. Kicsapódás és csapadék kihullása, ami a légtömeg nedvességtartalmát csökkenti és ami rejtett hő felszabadulásával jár együtt. Utóbbi a hőmérsékletet emeli az entrópia változása nélkül.

Külön helyet foglal el a porosodás kérdése. Ennek hatását az entrópia megváltozásával járó hatásokhoz lehet sorolni, mert a levegőbe kerülő porrészecskéknek a hőmérséklete, amelyet besugárzás vagy kisugárzás folytán szereznek, különbözik a levegő hőmérsékletétől. Azáltal, hogy melegítik vagy hűtik a levegőt, a porrészecskék megváltoztatják az entrópiát.

Figyeljünk arra, hogy az alapvető, entrópiát változtató hatások a légtömegbe *alulról* jönnek, a talajfelszín felől (1/*b*, 3, 4, 5/*a*, és a porosodás). Mások mint a 2. alatti is, szintén az *alsó* légrétegekben a leghatásosabbak, amennyiben az alsó légrétegek, amelyeknek gazdag nedvesség- és portartalmuk van, erősebben sugároznak ki, mint a magasabban fekvő rétegek. Ennek a körülménynek döntő jelentősége van olyan fontos légtömeg-jellegzetesség szempontjából, mint amilyen a légtömegek stabilitása vagy labilitása, amiről az előzőkben már szó volt.

2. *A hőmérséklettel és nedvességgel kapcsolatos konzervatív tulajdonságok*

Vizsgáljuk először a légtömegek hőmérsékletével kapcsolatos tulajdonságait a konzervativitás szempontjából.

A tényleges (valódi, molekuláris) hőmérséklet a *földfelszín közelében* kevéssé konzervatív, mert erősen változik alulról jövő entrópikus hatások következtében és adiabatikus állapotváltozásoknál, például a terep egyenetlenségei mentén bekövetkező emelkedésnél vagy süllyedésnél.

A tényleges *hőmérséklet a szabad légkörben* csekélyebb mértékben érzi a Föld felszínének hatását; például már 1000 m magasságban a hőmérséklet napi ingadozása nagyon kicsi a talajmenti rétegekhez képest. Viszont a felszálló és leszálló mozgások és velük együtt a hőmérséklet dinamikus változásai a szabadlégkörben igen erősen kifejlődnek, ami, végeredményben, a szabadlégkörben uralkodó hőmérsékletet szintén kevéssé konzervatív tulajdonsággá teszi.

A *potenciális hőmérséklet a szabadlégkörben* éppen úgy alig van kitéve alulról jövő entrópikus hatásoknak, mint a valóságos hőmérséklet; ezenfelül a potenciális hőmérséklet változatlan marad száraz adiabatikus állapotváltozások esetében is. Ennek következtében a potenciális hőmérséklet konzervatívabb tulajdonság, mint a valódi hőmérséklet.

Még konzervatívabb a szabadlégkörben az *ekvivalens-potenciális hőmérséklet*, mert nem változik még a nedves-adiabatikus állapotváltozásoknál sem.

A szinoptikus gyakorlatban az ekvivalens-potenciális hőmérsékletet tekintjük a légtömeg legkonzervatívabb tulajdonságának.

A nedvesség jellemzői közül a *relatív nedvesség* egyáltalán nem konzervatív: a hőmérséklettel együtt változik, elpárolgásnál szintén. Az *abszolút nedvesség* sem eléggé konzervatív, minthogy nemcsak elpárolgásnál és kicsapódásnál változik, hanem függélyes mozgásoknál is, következőleg a légtömegben fellépő nyomásváltozások esetében is. A levegő nedvességi állapotát mutató jellemzők közül legkonzervatívabbnak látszik a *fajlagos nedvesség*, amely nyomásváltozások esetében alig változik.

3. *Az opalizáló homályosodás*

Térjünk át a levegő optikai sajátosságainak konzervatív voltára. A levegő homályosodását, mint ismeretes, a fénynek a levegő (és a vízgőz) molekuláin való szóródása idézi elő, azonkívül szóródik a fény olyan apró folyékony és szilárd részecskéken is, amelyek a levegőben lebegnek (köd, párásság, száraz légköri homály). Az a homályosodás, amelyet a levegőben levő kicsapódási termékek vagy nagyobb szilárd részecskék idéznek elő, nem konzervatív. Ha azonban a homályosodást előidéző szilárd részecskék roppant kicsinyek

és méreteik megközelítik a fény hullámhosszának méreteit vagy még ennél is kisebbek (a részecskék átmérője a milliméter tizezredrészeit éri csak el), akkor a homályosodás konzervatív tulajdonsággá lesz: a légköri homályt előidéző részecskék elég egyenletesen oszlanak el a légtömeg belsejében a feláramlások és örvénylések segélyével és soká megmaradnak a levegőben lebegő állapotban és nem hullanak ki.

Az ilyen homályt nevezték el *opalizálónak* (Bergeron). Minthogy ennél a zavart előidéző részecskék nagyon kicsinyek, a rövid fényhullámokat még jobban szétszórják, mint a hosszúkat (bár nem teljesen Rayleigh törvénye szerint, amely szigorúan csak a levegő molekuláira érvényes). Ezért sötét háttér felé az opalizáló légköri homály *kékes* árnyalatú : távoli erdők, hegyek, épületek kékes színárnyalatot vesznek fel, kékes színű fátyolba burkolóznak ; a világos vagy csillogó tárgyak viszont, mint a felhők, hó, az égitestek, *narancssárgás* színeződést kapnak.

A ködtől és az erős száraz légköri szennyeződéstől az opalizáló homály nemcsak ebben a színeződésben különbözik, hanem a vízszintes látási távolságnak az előzőknél sokkal csekélyebb romlásában is ; az opalizáló homályosodásnál a látási távolság még *több tízkilométerrel* mérhető. A ködnek tejfehér színeződése van (fűsttől szennyezett levegőben barnás vagy szürkés) ; az erős száraz szennyeződés (nagy porrészecskék, fűst- és koromrészecskék) szintén piszkossárga vagy szürkés színeződésű. A párásság, amely kisebb és szórványosabban lebegő vízcseppekből áll, mint a köd, ha eléggé erős, szintén szürkés ; ha azonban a cseppek elég kicsinyek, akkor a párásság is lehet olyan színeződésű, mint az opalizáló homályosodás. A megkülönböztetés ilyenkor nehezebb, mert gyenge párásságnál a vízszintes látás távolsága igen tekintélyes lehet.

A látási fokozatok a szinoptikus számkulcsban nem tudják kellő mértékben visszatükrözni az opalizáló homályosodás nagyságát. A látás 50 km-t meghaladó értékei mind ugyanazon 99-es számmal jelöltetnek. Pedig 50 km látástávolságnál az opalizáló homályosodás már jelentékeny fokozatot érhet el ; amikor a homály gyenge, a látás távolsága lehet 250—300 km is. Amikor csak a molekuláris szóródás van jelen, vagyis a levegőben egyéb részecskék teljesen hiányoznak, a vízszintes látás távolsága elérheti a 900 km-t is.

Ilyen módon csak az egyes tárgyak körvonalainak az eltűnését figyelve, nem lehet megállapítani akkora látási távolságokat, mint amilyenek az opalizáló homályosodás csekély fokával vannak kapcsolatban. Csak hegyvidéken lehetnek olyan látási pontok, amelyek többször tíz kilométer távolságban feküsznek (hegygerincek) ; hegyvidéken viszont a látási távolság nem teljesen a vízszintes irányt jellemzi, hanem a látás sugarát, amely a vízszintes síkkal rendszerint szöget zár be ; azonkívül a hóval fedett hegyek, amelyek a fényt erősen visszaverik, nem tartoznak a szokásos látási pontok közé. Bergeron emiatt azt javasolta, hogy a látási távolságot és az opalizáló homályosodás megfelelő fokozatát a színeződésből (kékülésből) és az egyes tárgyak részleteinek eltűnéséből figyeljék meg.

Az opalizáló homályosodás fokozata, mint konzervatív tulajdonság, útbaigazítást ad a légtömeg származására vonatkozólag. Az igen erős homályosodás Európában a trópusi származású légtömegek ismertető jele. Magán a trópusi levegő keletkezési helyén, főleg a szárazföld felett (jellegzetes példa — Közép-Ázsia) a levegő porosodása annyira tetemes és a beléje kerülő szilárd részecskék között olyan nagyok is vannak, hogy a homályosodás túlerős és

már nincs opalizáló sajátossága. A levegőt aránylag nagy porszemecskék telítik, amelyek a láthatárt tejszerű vagy szürkés függönnyel vonják be. Ez a légköri homály, amely teljesen száraz, erős szél mellett is néha olyan sűrű Közép-Ázsiában, mint a sűrű köd ; ugyanilyen az északafrikai sirokkó is.

A konvekció igyekezik az igen apró porrészecskéket többé-kevésbbé egyenletesen elosztani az egész légtömegben ; a nagyobb szemecskék fokozatosan kihullanak, amint a légtömeg észak felé vándorol. A lebegő állapotban megmaradt kicsiny részecskék erős opalizáló homályosodást okoznak. Az idő folyamán azonban azokat is kimossa a trópusi levegőből az eső, amely a trópusi légtömeg felsikló mozgása folytán indul meg. Ezért abban az időben, amikor a trópusi levegő polárissá alakul át, ilyen »légi planktonban« aránylag szegény ; következőleg az opalizáló homályosodás a poláris levegőben aránylag kicsi. Az arktikus levegőben még kisebb.

A poláris vagy az arktikus levegő, amikor erdővel vagy hóval nem fedett szárazföld felett halad, különösen pedig ipari körzetek felett beszennyeződik ; a homályosodás benne erősödik. Ha ez a szárazföldi szennyeződés nagyobb részecskékből áll (fűst, korom, nagyszemű por), a homályosodás nem lesz opalizáló tulajdonságú. Közép-Ázsiában a poláris és arktikus légtömegeknek nyáron teljesen jellegzetes opalizáló homályosodásuk van ; világos, hogy ebben nagy szerepe van a levegő igen finom porral való szennyeződésének miközben Kazahsztán felett elhalad.

4. A homályossági tényező, mint konzervatív tulajdonság

Homályossági tényezőnek, mint ismeretes, azt a viszonyszámot, T-t nevezzük, amely mutatja, hogy a valóságos légköri körülmények között a napsugárzás gyengülésének együtthatója, A, hogyan aránylik a sugárzás gyengülésének elméleti együtthatójához, a-hoz, amely »ideális« viszonyok között teljesen száraz és pormentes légkörben lenne érvényes. Ezért a gyengülés együtthatójának kifejezésére az alábbi képlet használatos, amely egyébként Lamberttől származik:

$$I = I_0 e^{-Am}$$

amelyben I a napsugárzás intenzítása, I_0 a napsugárzási állandó, m a légkör ama tömege, amelyen a sugarak keresztülmennek. Bizonyos közelítésben azt lehetne mondani, hogy a homályossági tényező megmutatja, mekkora »ideális« légkör kellene ahhoz, hogy a napsugárzás ugyanolyan gyengülését idézze elő, mint amekkorát a tényleges légkör okoz. Ilyen módon a homályossági tényező szemléletesen mutatja a légkör állandó alkatrészeinek gyengítő hatását (molekuláris szétszórás), valamint a hozzákeveredett alkatrészekét (a vízgőz általi elnyelést és szóródást, a por és a kicsapódási termékek hatását) és mindezt nemcsak a talajmenti rétegre vonatkozólag, hanem a levegőnek abban az egész vastagságában, amelyen a napsugarak áthaladnak. Ha olyankor végezzük a mérést, amikor nincsen kicsapódási termék (köd vagy párásság) a levegőben, sőt nincsen száraz vendéganyag sem, az állandó légköri alkatrészek molekuláris szórásának levonása után a homályossági tényező a vízgőz és az apró porszemek gyengítő hatását fogja jellemezni, vagyis, hogy az utóbbiak mennyire nyelik el és szórják szét a sugárzást. Amennyire az általános vízgőztartalom és a lebegő igen apró porrészecskék mennyisége (amelyek az opalizáló homályosodást előidézik) nagyjából állandónak vehető, annyira a

homályossági tényező is a légtömeg konzervatív jellemzőjének tekinthető. A homályossági tényező, amint az a meghatározásból is következik, mindig nagyobb az egységnél. Európában és Észak-Amerikában különböző légtömegeknél végzett megfigyelések szerint az arktikus levegőben az értéke 2,0—2,5 között, szárazföldi levegőben 3,5—4,0 között mozog. Erre vonatkozó részletek még a továbbiakban találhatók.

36. §. A légtömegek jellemzői

1. A jellegzetes értékek

A gyakorlati időelemzés szempontjából nagyon fontos a légkörtani elemek *jellegzetes értékeinek* az ismerete vagyis azon értékeké, amelyek jellemzőek (típikusak) lennének bizonyos légtömegre, vonatkozólag adott körzetben, adott évszakban. Érdeklődésünk elsősorban a legkonzervatívbb tulajdonságok értékei felé fordul, minthogy azokon át lehetne leginkább az illető légtömeg származására következtetni, valamint ezek segítenének bennünket a légtömegek határainak a megvonásában az időjárási térképen vagy a felszállások megrajzolásánál. A gyakorlatban azonban a légtömegek azonosításánál (identifikáció) tekintetbe jönnek a kevésbbé konzervatív tulajdonságok jellemző értékei is (a hőmérséklet, az abszolút és relatív nedvesség, a hőmérséklet függélyes gradiense). Az utóbbiaknál fellépő gyors időbeli változékonyság ellenére ezek az adott körzet különböző légtömegeinél eléggé elütnek egymástól. A talajmenti hőmérsékleti és nedvességi értékeket, amelyeket a rendes meteorológiai észlelőhálózat közvetít nekünk aerológiai segítség nélkül, elsősorban fel kell használni az elemzésnél, akármennyire kevéssé konzervatívnak is tartjuk őket. Itt azonban szem előtt kell tartani, hogy mennyire reprezentatívak az észlelések, vagyis lehetőleg ki kell kapcsolni azokat az értékeket, amelyek magukon hordják a talajmenti zavaró hatások feltűnő jeleit (talajmenti inverziók, nappali felmelegedés).

Így aztán a jellemző értékek egyszersmind *reprezentatívak* is, mert az adott fajtájú légtömeg egészére kell jellemzőnek lenniök és úgy kell megállapítani őket, hogy ennél minden helyi és véletlen hatást kizárjunk és a jellemző képtől minden elhajlást elkerüljünk.

Jellemző értékeket legegyszerűbben közepeléssel nyerünk; a közepelésnél azonban gondosan ki kell rekeszteni a nem reprezentatív értékeket.

2. A hőmérséklet jellemző értékei

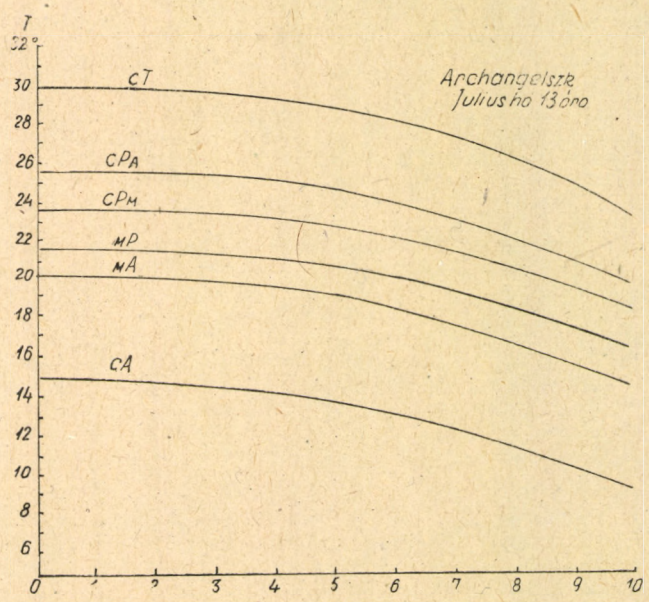
A *valódi* hőmérséklet a földfelszín közelében (2 m magasságban), bár nem nevezhető konzervatívnak, az esetek többségében elég jellemző a légtömegek különböző típusaira bármely adott vidéken. Pl. Közép-Európában a hőmérséklet átlagos különbsége *TM* és *AM* levegő között 10—15 fokot elér; januárban a *TM* + 14 fok hőmérsékletű, amíg az *AM* — 2°; júniusban a megfelelő értékek 20 és 10°. Ugyanilyen nagyságrendű értékeket kapott B. P. Aliszov Moszkvára vonatkozólag. A *cAM* közepes hőmérséklete januárban — 19°, augusztusban + 11°; a *mPM* hőmérséklete januárban + 1°, júliusban + 16°; a *cPM* januárban — 7°, míg júliusban + 20°; a *cTM* októberben + 16°, míg júliusban és augusztusban 26°.

Délebbre fekvő vidékeken a légtömegek alapfajtái között levő hőmérsékleti különbség csekélyebb, mert a hideg légtömegek is felmelegednek. Így pl. Jaltában 1934-ben a *TM* augusztusi hőmérséklete 26° volt, a *cPM* levegőé pedig 21°; a különbség mindössze 5 fok, amíg Moszkvában ugyanebben a hónapban 11 fokot tesz ki.

Bacsurina és Blumina A. I. Aszknazij elgondolása szerint meghatározta a különböző légtömegek hőmérsékleti értékeit a felhőzettel való összefüggésben. A 78. ábrán látható görbék feltüntetik a nappali hőmérséklet értékét a felhőzettel való összefüggésben a légtömegek különböző fajtáira vonatkozólag Archangelszkben július hónapban (1930 — 1934. évben). A rajz szélén fel vannak tüntetve a hőmérséklet ingadozásának a határai különböző légtömegek esetében balról derült ég mellett, jobbról teljes borultság mellett. Láthatjuk, hogy miképen növekedik a hőmérséklet, ha a *cPM* átalakul *cTM*-vé, vagy ha az *AM* átalakul *cTM*-vé.

A hőmérséklet különbsége az egyes levegőtömegek között felfelé növekedik. Így Közép-Európában májusban a hőmérsékleti különbség a *TM* és az *AM* között a Föld felszínénél 13° (19 és 6°); 2000 m magasságban 16° (+ 7 és — 9°), 5000 m magasságban pedig már 21° (— 11 és — 32°).

A hőmérséklet és egyéb elemek jellemző értékeinek összeállításai, amelyek a különböző fajtájú légtömegekre a Szovjetunió területén vagy a külföldön érvényesek, nagy számban találhatók a vonatkozó irodalomban. Itt részletesen nem sorolhatjuk fel ezeket. Még néhány adatot fogunk közölni ennek a fejezetnek az utolsó pontjainál a különböző alapfajtájú légtömegek tulajdonságainak a leírása kapcsán.



78. ábra. A különböző típusú légtömegek hőmérséklete a felhőzet függvényében

3. A nedvesség jellegzetes értékei

A *fajlagos* és az *abszolút* nedvesség (vagy a páranyomás) a légtömeg származásának elég jó jellemzőjéül szolgálhat. Vegyünk néhány példát. Közép-Európa számára a fajlagos nedvességnek alábbi jellegzetes értékeit állapították meg (grammokban egy kilogramm levegőre) a légtömegek alapfajtáira vonatkozólag:

AM-nél a téli hónapokban 2—3, nyáron 5—6;

mPM-nél a hideg évszakban kb. 5, a meleg évszakban kb. 7,5; a visszatérő *mPM*-nél a hideg évszakban kb. 6, a melegben kb. 9;

cPM-nél télen kb. 4, nyáron kb. 8;

TM-nél télen kb. 7, nyáron kb. 12.

Moszkva vidékére a nyári hónapokban (1930—1934. év) a páranyomás (mb-ban): *cAM* — 8,8; *mAM* — 9,9; *mPM* — 12,5; *cPM* — 14,8; visszatérő *cPM* — 16,0; *TM* — 18,3.

Jaltában 1934. májusában a páranyomás (mb-ban) a következő értékű volt: *AM* — 6,9, *cPM* — 11,7, *TM* — 13,7; augusztusban a *TM* abszolút nedvessége 19,2-ig emelkedett.

A relatív nedvesség, akármennyire nem konzervatív is, mégis hasznos lehet a légtömegek elemzése szempontjából, legalább is bizonyos esetekben. Például: amikor nyáron egy légtömeg északafrikai keletkezési helyéről (aránylagosan) igen szárazon indul el és az erősen felmelegedett európai szárazföldön halad át, aránylag soká meg tudja őrizni eredeti kis relatív nedvességét. Igen alacsony relatív nedvességi értékével tűnik ki a középázsiai eredetű szárazföldi trópusi levegő is nyáron a Szovjetunió területe

felett. A friss arktikus levegőt a hideg évszakban gyakran megkülönbözteti az igen alacsony relatív nedvességi érték a lehült szárazföldi poláris levegőtől, amely viszont már nedvességgel majdnem telítődött. Az Atlanti-óceán felett a relatív nedvesség segít elhatárolni a nedves trópusi levegőt a szárazabb poláris levegőtől. A 72. ábrából látható, hogy a *TM*-ből *PM*-be való átmenetnél a nedvesség 30%-kal csökkent és kis ingadozásai jelentékenyen megerősödtek a *mPM* élénk nyugtalanságával kapcsolatban.

4. Az ekvivalens hőmérséklet jellemző értékei

A különböző fajtájú légtömegekre vonatkozólag az *ekvivalens* hőmérséklet jellemző értékei erősebben különböznek, mint a valódi hőmérséklet jellegzetes értékei.

Moszkvában a nyári évszakban (1930—1934. évben) az ekvivalens hőmérséklet a friss *AM*-ben 31—32° volt, *mPM*-ben 38°, *cPM*-ben 45°, *TM*-ben 56°. *AM*-ből *TM*-be való átmenetnél az ekvivalens hőmérséklet emelkedése eléri a 25°-ot. A valódi hőmérsékletek közötti különbség ugyanekkor kb. 13°. Hasonló nagyságrendű különbséget lehet találni az ekvivalens hőmérsékletnél nyáron az *AM* és a *TM* között a Szovjetunió európai részének egyéb vidékein is, sőt messze a Bajkálon-túli területen is.

Közép-Európában az ekvivalens hőmérsékletek különbsége *AM* és *TM* között egész évben kb. 23—27°, vagyis olyan nagyságrendű, mint a Szovjetunióban nyáron. Az ennek megfelelő valódi hőmérsékleti különbség 10—15° nagyságrendű.

Rá kell mutatni arra, hogy az ekvivalens hőmérséklet a talaj mentén éppen úgy a helyi hatások függvénye, mint a valódi hőmérséklet, vagyis kevéssé konzervatív. Mindamellett jellemző értéke van, habár az ekvivalens hőmérséklet kritikanélküli használata a légtömegek elkülönítésénél többször hibás következtetéshez vezet. Így például, ha az illető légtömeg részben a szárazföld felett, részben a tenger felett fekszik, egyforma valódi hőmérséklet esetében a tengerfeletti rész ekvivalens hőmérséklete jóval magasabb lesz, mert a víz felszínéről sok párát fogad be. Ha csak az ekvivalens hőmérsékletre lennénk tekintettel, azt gondolhatnánk, hogy két különböző légtömeggel van dolgunk és esetleg frontot rajzolnánk közéjük, amely a valóságban egyáltalán nem létezik.

5. Az ekvivalens-potenciális hőmérséklet jellegzetes értékei és a tetagrammok homológjai

Mint fentebb rámutattunk, az *ekvivalens-potenciális* hőmérséklet látszik a légtömeg legkonzervatívabb tulajdonságának a szabad légkörben, ennélfogva legjobban jellemzi a légtömeg származását. *A* Θ' különbségei a légtömegek főfajtáinál jelentékenyen nagyobbak, mint a *T* és Θ különbségei.

Például A. N. Poljakova adatai szerint Moszkvára vonatkozólag a talajszinttől 3,5—5 km magasságig Θ' az alábbi értékekkel bírt:

	Tavasz	Nyár	Ősz
cTM	40°	45—50°	40°
cPM	30	35—37	30
AM	—	30	10

Schinze szerint Közép-Európára vonatkozólag Θ' értékei különböző magasságban ilyenek:

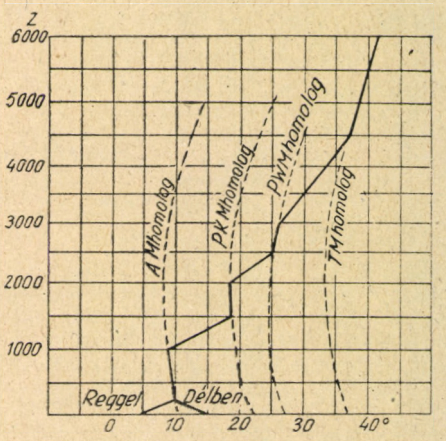
	Január		Július	
	Földfelszín	5 km	Földfelszín	5 km
AM	6°	10°	27°	23°
TM.....	31	38	48	49

Felfelé a függélyesben Θ' sokkal kevésbbé változik, mint *T* vagy Θ, főleg ingatag egyensúlyú légtömegeknél.

A Θ' értékeinek függélyes eloszlása különösen jellemző a légtömeg fajtájára vonatkozólag és a légtömegek azonosításánál szem előtt kell tartani a függélyes eloszlás görbéjét az egész légrétegben, amelynek az állapotát megmértük. Ha sok mérés áll

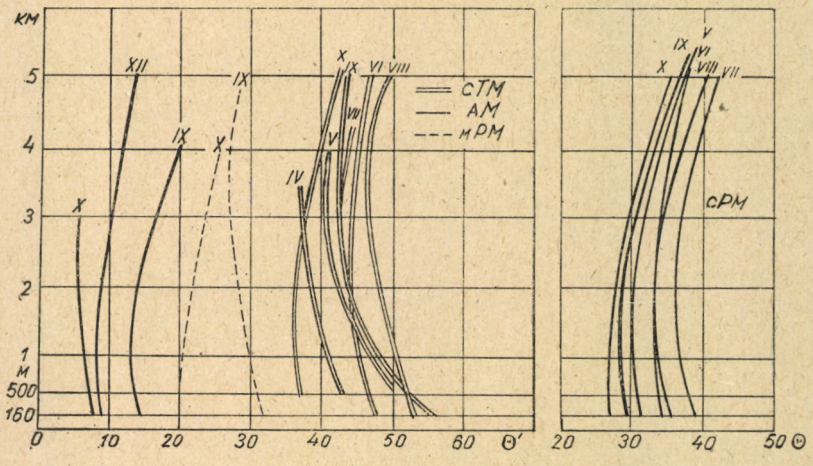
már rendelkezésre, akkor közepelés útján jellegzetes Θ'—z görbéket lehet szerkeszteni a különböző légtömegekre és évszakokra. Θ' függélyes eloszlásának görbéjét, mint már a 14. §-ban is említettük, tetagrammnak nevezzük. A különböző fajtájú légtömegek jellegzetes tetagrammjainak az ekvivalens-potenciális hőmérséklet homológjai nevet adták, vagy röviden *tetagramm-homológoknak* is nevezik.

Ilyen homológok láthatók a 79. ábrán, ahol pontozott vonal mutatja az arktikus, a kétféle poláris és a trópusi levegő homológjait, a folytonos vonal pedig egy bizonyos állapotmérés egyszerűsített tetagrammját tárja elénk. Világos, hogy ha összehasonlítjuk a légállapotmérés tetagrammját a főfajtájú légtömegek ugyanarra az évszakra érvényes



79. ábra. A főbb légtömegek sematizált tetagrammjai és homológjai.

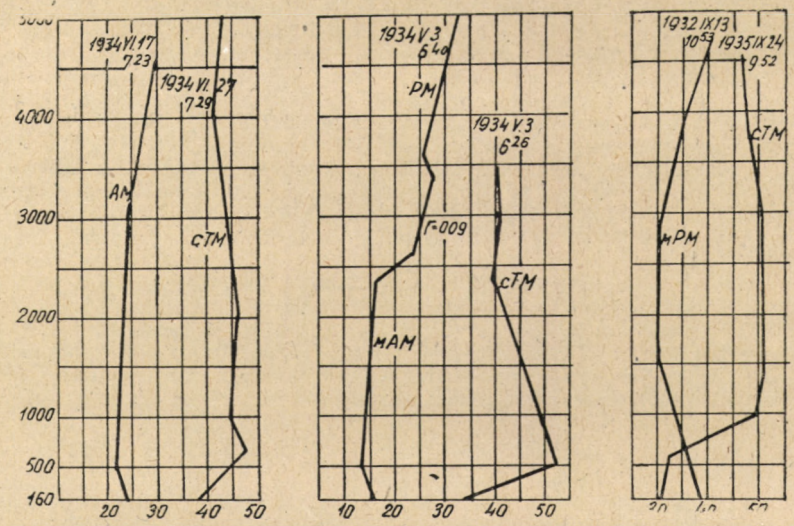
homológjaival, rögtön megállapíthatjuk, hogy milyen fajtájú levegővel van dolgunk ebben vagy abban a magasságban, megállapíthatjuk a zárórétegeknek vagy az átmeneti zónáknak a fekvését és í. t. Ha már előre felrajzoltuk a tetagramm homológjait millimméter beosztású papírra minden hónapra az adott körzetben az arktikus és trópusi levegőre vonatkozólag és aztán erre az űrlapra rárajzoljuk a valódi felszállás tetagrammját, lehetőséget nyerünk a csaknem automatikus kiértékelésre.



80. ábra. Az alaptípusú légtömegek ekvivalens-potenciális hőmérsékleteinek eloszlási homológjai Moszkvában A. N. Poljakov szerint

A 80. ábrán a különböző fajtájú légtömegek Moszkvában érvényes Θ' homológjait adjuk (A. N. Poljakova szerint). Általában elég közel feküsznek Közép-Európa homológjaihoz. Figyelemreméltó az arktikus levegő magas ekvivalens-potenciális hőmérséklete nyáron és a trópusi levegő Θ' értékei, amelyek magasabbak a középeurópaiaknál.

A 81. ábrában néhány tényleges moszkvai mérés tetagrammját tüntettük fel.

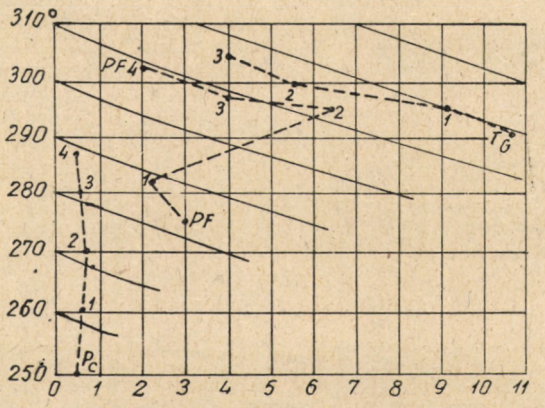


81. ábra. Különböző típusú légtömegek tetagrammjai Moszkvában.

6. *Jellegzetes görbék homológjai a rossbygrammon*

A rossbygramm koordinátáiként a légtömegek két legkonzervatívabb tulajdonsága szerepel: a potenciális hőmérséklet Θ (pontosabban a száraz levegő parciális potenciális hőmérséklete Θ_d) és a keverési arány m (majdnem egybeesik a fajlagos nedvesség értékével, s-sel). Az űrlapon szerepelnek még a harmadik — különösen konzervatív — tulajdonság izovonalai, az ekvivalens-potenciális hőmérsékletei, amely függvénye a két elsőnek.

Ezért a görbe fekvése és alakja a rossbygrammon jellemző a légtömeg fajtájára; innen ered a »*karakterisztikus görbe*« elnevezés. Ha adott pont felett több légtömeg helyezkedik el, a karakterisztikus görbén a közöttük levő átmeneti rétegeket is meg lehet állapítani.



82. ábra. A P_C és T_G karakterisztikus görbék a rossbygrammon

Még nyáron is, amikor a légtömegek sajátosságai közel esnek egymáshoz, a rossbygrammon éles eltéréseket lehet felfedezni, ami ezt a módszert különösen alkalmassá teszi a légtömegek azonosítására, felismerésére. A szárazföldi poláris levegő képe a rossbygrammon majdnem függélyes vonal, amely az alsó baloldali szögletből indul, amely a csekély nedvességtartalmat jelzi, azonkívül mutatja a potenciális hőmérséklet gyors növekedését a magassággal (szilárd rétegződés) ; a tengeri trópusi levegő képe majdnem vízszintes vonal a diagramm felső részén, amely megfelel részben a magas Θ_d és m értékeknek, részben pedig az m gyors függélyes csökkenésének és a Θ_d lassú növekedésének (82. ábra ; látható az is, hogyan tükröződik a rossbygrammon a tipikus poláris front).

Általában a karakterisztikus görbék jobbról balra és felfelé haladnak, minthogy a nedvességtartalom a magassággal csökken, a potenciális hőmérséklet pedig növekedik. Néha a görbék kisebb szakaszai lefelé hajolnak, ami arra mutat, hogy bizonyos elhatárolt övekben az adiabatikust meghaladó gradiensek vannak. Ha a görbe jobbról balfelé hajlik, de a Θ_d és a Θ' vonalai között fekszik (mint a T_M), akkor a levegő konvektívlabilis egyensúlyú, amint erre a 14. §-ban rámutattunk. Néha előfordul az is, hogy a görbe balról jobbra emelkedik felfelé, ami frontális inverziót jelez, efelett meleg és nedves levegővel.

Hő felvétele a légtömegbe alulról a nedvesség megnövekedése nélkül a görbe alsó részének kiegyenesedését idézi elő. Ha a hőfelvétellel egyidejűleg a nedvességtartalom is növekedik, a magassági jelzések a görbe alsó részén közelednek. Alulról jövő hűtés széthúzza a görbe alsó részét függélyes irányban. A lefelé szüremkezés abban tükröződik a görbén, hogy a magassági jelzések felfelé tolódnak (Θ_d megnövekedése minden szintben a nedvesség egyidejű csökkenése mellett).

7. *Az opalizáló homályosodás jellegzetes értékei*

Bergeron javaslatára az opalizáló homályosodást ki lehet fejezni önkényes egységekben az $O_p = \frac{100}{V}$ kifejezéssel, ahol V a vízszintes látás távolsága kilométerekben. Ilyen egységekben például a 2,00 értékű homályosodás megfelel 50 km látási távolságnak, a 0,25 értékű pedig 400 km látási távolságnak. Svédország középső vidékein végzett látási észlelések szerint a homályosodás 0,3 és 0,5 határok között mozog. A különböző fajtájú légtömegeknél az opalizáló homályosodás értékei az alábbiak voltak :

AM	kisebb, mint 0,5
PM	0,5—1,5
mTM	nagyobb, mint 1,5

E. V. Pjaszkovszkaja által Kucsinában, Moszkva mellett 1931. nyarán végzett fotometriai mérések alapján az opalizáló homályosodás következő értékei adódtak :

AM	0,6—1,0
mPM	1,3—1,8
cPM és *cTM*	2,1—3,1.

A svédországi egész évi adatok és a moszkvai egy nyári észlelések eredményei nem teljesen összehasonlíthatók. Érthető, hogy Moszkvában a homályosodás az arktikus és a tengeri poláris levegőben valamivel nagyobb, mint Skandináviában, és hogy a szárazföldi poláris, valamint a szárazföldi trópusi levegő homályosabb, mint a tengeri trópusi levegő. Közép-Európára (Szilézia) vonatkozólag adatok vannak a síkság feletti átlagos vízszintes látási távolságról. Felsorolunk ezek közül néhányat kilométerekben és opalizáló homályosodási egységekben.

Ezen adatok szerint a homályosodás jelentékenyen nagyobb, mint a megelőző adatok szerint, ami részben valószínűleg azzal magyarázható, hogy a megfigyelési módszerek különbözők voltak (az utóbbi megfigyeléseknél ugyanis a párásság nem volt kizárva) :

	V km	O_p
AM	48	2,0
mPM	40	2,5
cPM	30	3,3
TM.....	17	5,1

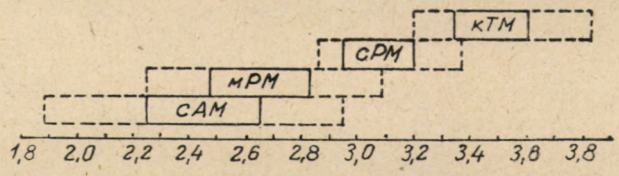
Meghatározták ugyanazon a vidéken a *távoli tárgyak színeződését* is a különböző fajú légtömegekben. Az arktikus levegő világoskék színeződést kölcsönöz a tárgyaknak,

de gyakran meghagyja saját színüket még 45 km távolságban is (pl. hegyeket) ; a tengeri poláris levegő már valamivel kisebb távolságon szürkés-kék színnel vonja be a tárgyakat ; a szárazföldi poláris levegő sötét kékesszürke árnyalatot von a tárgyak köré, míg a trópusi levegő már 18 km távolságban elszínteleníti a tárgyakat (ez már nem opalizáló homályosodás).

Megjegyezzük rögtön, hogy az *ég kéksége* bizonyos mértékben szintén jellegzetes a különböző fajtájú légtömegeknél. Minél fokozottabb a homályosodás, annál fehéresebb az ég színe ; következőleg az arktikus és tengeri légtömegeknél az ég színének a teltsége nagyobb, mint a trópusi és szárazföldi légtömegeknél. A számbeli értékek azonban a Szovjetunióban és Nyugat-Európában végzett megfigyelések szerint időben és térben igen erősen különböznek egymástól.

8. A homályossági tényező jellegzetes értékei

Felsoroljuk a homályossági tényező közepes értékeit, T-t a Szovjetunió területének néhány pontjára vonatkozólag (Mamontova, Buto és Torleckaja után). Ezek az értékek jellegzeteseknek vehetők ; az eltérések ezektől egyes esetekben nem nagyon éles határok között mozognak, amint ez a 83. ábrán Moszkvára vonatkozólag látható, ahol az ingadozás abszolút határát szaggatott vonal jelzi, a közepes eltérést pedig folytonos vonal mutatja.



83. ábra. Különböző típusú légtömegek homályosodási tényezőinek szélső értéke Moszkvában (a folytonos vonalak a közepes napi értéket, a szaggatott vonalak a szélső értéket jelölik)

	Moszkva	(Don melletti) Rosztov	Jalta
cAM	2,45 (22)	2.24 (8)	2,48 (7)
mPM	2,66 (22)	2,91 (16)	2,71 (19)
cPM	3,09 (12)	2,84 (26)	2,67 (34)
cTM	3,49 (17)	3,04 (17)	3,05 (51)

A zárójelben álló számok az esetek számát jelzik, amelyekből a középértéket kiszámították.

Összehasonlítás kedvéért közlünk még néhány T-értéket egy nyugateurópai pontra (Wick szigete az Északi-tengerben) és egy északamerikai pontra vonatkozólag (Washington) Friedrichs és Wexler szerint :

	Wick	Washington
cAM.....	2,01	2,54
mPM	2,52	2,62
cPM	2,99	2,80
mTM	3,73	3,32
cTM	—	3,70

Odessza számára (F. A. Beleckij) a homályossági tényezőt külön meghatározták a rövidhullámú sugárzásra ($\lambda \leq 46$ m μ) és a hosszúhullámúra ($\lambda > 620$ m μ). A színkép hosszúhullámú részére nyert közepes T értékek jobban jellemzik a légtömegeket, mint az egész színkép T értékei, éspedig :

cAM.....	8,21
mAM	9,52
mPM	10,64
cPM	10.15
TM.....	13,45

37. §. A légtömegek átalakulása

1. Részleges és teljes átalakulás

A konzervatív tulajdonságok változása a külső körülmények változásával párhuzamosan (földrajzi szélesség, talajfelszín minősége) a légtömeg jellegének a változásához vezet vagy más szóval az *átalakuláshoz*. Az átalakulás részben külső behatások nélkül is végbe mehet kinematikus okok folytán: például magas légnyomású területen leszállás miatt, amely dinamikus melegedéssel jár, a szabad légkör abszolút hőmérséklete és a függélyes hőmérsékleti gradiense megváltozik.

Az említett behatások következtében a légtömeg többé-kevésbbé megváltoztatja azokat a tulajdonságait, amelyekkel a keletkezési helyén rendelkezett. Ez a változás olyan mértékű lehet, hogy a légtömeg fajtája is megváltozik ill. átalakul, mondjuk, poláris levegőből trópusi levegőtömeggé és i. t.

A légtömeg tulajdonságainak részleges átalakulása nem sokkal a keletkezési helyéről való elindulása után megkezdődik, amint másik földrajzi területre vonul át. Ezt a fokozatos átalakítást, amely a légtömeg helyváltoztatásának mértéke szerint és az egész helyváltoztatás folyamán végbemegy, részleges (vagy viszonylagos) átalakulásnak nevezzük. (Bakalov.)

A mozgó légtömeg átalakulása nem nagyon jelentékeny és a részleges átalakulás mellett is megőrzi *eredeti típusának jellegét*. Érthető, hogy pl. az arktikus levegő, amint a Szovjetunió európai területén végigvonul, már más tulajdonságokkal rendelkezik, mint azok, amelyek a Sarkvidéken jellemezték; de a tulajdonságai még mindig elég lényegesen fognak különbözni ugyanabban a körzetben a poláris vagy trópusi levegőétől, ezért megtartjuk az arktikus levegőtömeg elnevezését, legfeljebb annyit teszünk hozzá, hogy »előbbi« vagy »régi«.

A tulajdonságok teljesebb és gyorsabb átalakulása következik be akkor, ha a légtömeg stabilizálódik, vagyis valamilyen körzetben huzamosan tartózkodik, egy-egy stabil anticiklon vagy gyenge mozgású depresszió körzetében (mint amilyen a »termikus depresszió« nyáron Közép-Ázsia felett, vagy mint az u. n. középponti-ciklon). Ilyenkor a légtömeg végeredményben *másik földrajzi jellegű levegőtömeggé* változik át, például az arktikus levegő polárissá és ez a folyamat a *teljes* (abszolút) átalakulás nevet kapta. Lényegében minden légtömeg kialakulása teljes átalakulás (abszolút transzformáció), amely egy levegőtömegen vagy annak egy részén ment végbe. Az a terület, ahol a teljes átalakulás megtörténik, az új légtömeg keletkezési helye.

Vannak azonban fontos *kivételek* is. Ismerünk olyan vidéket, ahol a légtömegek átalakulása mozgás közben valósul meg; a talajfelszín hatása itt olyan jelentős és tartós, hogy az elégséges valamely légtömeg átalakításához másik fajta légtömeggé. Ilyenek az Atlanti-óceán és a Csendes-óceán olyan körzetei, ahol az északamerikai vagy északázsiai származású szárazföldi poláris levegő átalakul ugyanilyen fajú tengeri levegővé (lásd a 4. körzetet a 76. ábra térképén). A légtömeg mozgása tartós, útja igen hosszú, az óceán felszínének hőmérsékleti jellege élesen elüt a szárazföldétől. Ezért aztán, mielőtt a légtömeg elérné Európa partját vagy az Egyesült Államok nyugati szélét, már megváltoznak a tulajdonságai, vagyis részleges átalakulás helyett teljes átalakulást szenved.

Hasonló folyamat játszódik le télen Japántól és az USA-tól délre, ahol a téli monszun *cPM*-je mozgás közben átváltozik *mTM*-vé, vagy Ázsia déli részein, ahol a téli monszun hatalmas áramlásában a *cPM* még ekvatoriális levegővé is átváltozik.

Az átalakulás első sorban a légtömeg hőmérsékleti jellegében jelentkezik, de éppígy a páratartalomban és a szennyeződésben is. A *poláris levegő trópusivá* való átalakulásánál a folyamat a troposzféra *alsó részében megy* végbe és a földfelszíni szinoptikus térképeken is követhető. A hőmérsékleti átalakulás főoka itt a talajfelszínnel való hőkicserélődés, beleértve a sugárzásit is, kisebbik oka pedig a levegő közvetlen melegedése a besugárzás folytán. Szerepet játszik még a levegő dinamikus melegedése leszálló áramlás következtében stabil anticiklonok belsejében, főleg télen.

Az ellenkező irányú átalakulás — *trópusi levegőből polárissá* — túlnyomó részben a troposzféra *magasabb* rétegeiben megy végbe, még pedig kisugárzási hőveszteség következtében. A földfelszíni térképeken ilyen fajtájú átalakulás természetesen nem figyelhető meg, csak aerologiai mérések segélyével lehet megállapítani. Különösen kedvezőek az átalakulás feltételei *TM*-ből *PM*-vé úgynevezett középponti-ciklonok magasabb rétegeiben vagyis nagykiterjedésű, mély és alig mozgó kisnyomású képződmények felett, amelyek néhány okkludált ciklon egyesüléséből keletkeznek (lásd az 51. §-t.)

A trópusi levegő folytonos átalakulásának szükségessége poláris levegővé kitűnik abból is, hogy úgy a poláris (beleértve az arktikust is) mint a trópusi levegő átlagos mennyisége nagyjából állandó. Ezért, amennyi *PM TM*-vé való átalakulását figyeljük meg, ugyanannyinak kell más helyen másik időben kiegyenlítésképen átalakulnia *TM*-ből *PM*-vé.

A Szovjetunió hatalmas területe nagykiterjedésű, aránylag homogén talajú térségeivel a légtömegek átalakulásának egyik legfontosabb helye. Nyugat-Európában az anticiklonok állandósulása sokkal ritkábban történik meg és a szinoptikus folyamatok is olyanok, hogy a különböző származású légtömegek hamarább kicserélődnek, mielőtt átalakulnak.

Nem véletlen tehát, hogy maga a légtömegek átalakulásának a fogalma is a Szovjetunióban merült fel (Aszknazij és Hromov, 1934.) és hogy ezt az egész problémát főleg szovjet meteorológusok dolgozták ki.

Utóbbi időben a légtömegek átalakulásának a kutatásához kötött léggömböket használnak, amelyek hosszú időn át lehetővé teszik a megfigyelést ugyanazon magasságban és helyen. Sok anyagot lehet ehhez a kérdéshez találni »A Központi Aerológiai Obszervatórium Munkálatai« című kiadványban (Trudü Centralnoj Aerológicseszkoj Obszervatorii), amely akkor jelent meg, amikor ez a könyv már sajtó alatt volt.

A légtömegek átalakulásának elméletével foglalkozó legújabb munkák (I. A. Kibel, N. R. Malkin) szintén e könyv nyomdai előkészítése után láttak napvilágot.

2. *A hőmérséklet helyi változásainak elemzése*

A légtömeg-átalakulás okainak tisztább megértése érdekében vizsgáljuk meg közelebbről a levegő időbeli hőmérséklet-változásának az egyenletét, amely a hőterjedés egyenletéből következik. Írjuk azt a következő alakban

$$\frac{dT}{dt} = \frac{1}{c_p}\frac{dQ}{dt} + \frac{AR}{c_p}\frac{T}{p}\cdot\frac{dp}{dt}, \qquad (1)$$

ahol $\frac{dT}{dt}$ és $\frac{dp}{dt}$ az abszolút hőmérsékletnek és a légnyomásnak időszerinti individuális változása valamely légtömegben, Q a hőtartalom, c_p a levegő állandó nyomáson vett fajhője, A a munka hőegyenértéke, R a gázállandó. Az egyenlet értelme világos: a hőmérséklet változása a levegő egy kis elemi részében függ: 1. a kapott vagy a leadott hőmennyiségtől és 2. a nyomás változásától (adiabatikus vagy dinamikus változás).

Mi azonban nem tudjuk megfigyelni a hőmérsékletet a mozgó levegő egy elemi részecskéjében, hanem megmérjük azt a tér bizonyos pontján. Ezért át kell térnünk a teljes differenciálhányadosról a parciálisra a mező elméletének ismert összefüggése alapján (Euler-operator):

$$\frac{dT}{dt} = \frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla \cdot T, \tag{2}$$

ahol $\frac{\partial T}{\partial t}$ a parciális differenciálhányados, $\mathbf{V}$ a T skaláris átviteli sebessége és ∇T az aszcendense; a pont a vektorok skaláris szorzatát jelöli.

Egyszerűség kedvéért vegyük az x tengelyt pozitívnak a mozgás irányában; ekkor

$$\mathbf{V} \nabla T = u \frac{\partial T}{\partial x}.$$

Átalakítva az (1) egyenletet (2) segélyével és beállítva

$$\frac{RT}{p} = \varrho^{-1},$$

ahol ϱ a sűrűség, azt találjuk, hogy

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{1}{c_p} \frac{dQ}{dt} + \frac{A}{c_p \varrho} \left(\frac{dp}{dt} + u \frac{\partial p}{\partial x} \right)$$

vagy

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{c_p} \frac{dQ}{dt} + \frac{A}{c_p \varrho} \frac{\partial p}{\partial t} + u \left(\frac{A}{c_p \varrho} \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{\partial T}{\partial x} \right).$$

Bevezetve a potenciális hőmérsékletet

$$\Theta = T \left(\frac{1000}{p} \right)^{\frac{AR}{c_p}},$$

végeredményül kapjuk

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{c_p} \frac{dQ}{dt} + \frac{A}{c_p \varrho} \frac{\partial p}{\partial t} - \frac{T}{\Theta} u \frac{\partial \Theta}{\partial x} \tag{3}$$

Ebből az következik, hogy a hőmérséklet helyi alakulása három tényezőtől függ: a hőfelvételtől vagy hőleadástól (a jobboldali rész első tagja), a helyi nyomásváltozástól (második tag) és a potenciális hőmérsékleti áramlástól, vagyis a levegő vízszintes irányú mozgásától, amennyiben Θ-nak

horizontális gradiense van benne (harmadik tag). Az átalakulást az *első két tag* határozza meg és együttesen képezik a hőmérséklet-változásnak azt a részét, amelyet *transzformáltnak* nevezhetünk. A harmadik tag csak a levegő vízszintes áramlásával van kapcsolatban; következőleg, ha meg akarjuk határozni a hőmérséklet változásának nagyságát az átalakulás folyamán vagy az átalakulás gyorsaságát, a megfigyelt helyi hőmérséklet-változásból, $\frac{\partial T}{\partial t}$-ból le kell vonni az említett advekciós tagot. Utóbbi értéke megállapítható, ha ismerjük u és $\frac{\partial \Theta}{\partial x}$-t vagy az időjárási térkép vagy az aerológiai állapotmérés adataiból. Két egymásután következő időjárási térkép vagy két egymást követő magassági felszállás alapján meg lehet határozni a második, az adiabatikus tagot is.

Tegyük fel, hogy a megfigyelési adatok segélyével meg lehet határozni az átalakulási hőmérséklet-változás egészét vagy annak azt a részét, amelyet csak a hőátvitel okoz.

A (3) egyenletbe T és Θ helyére be lehet helyettesíteni az ekvivalens és az ekvivalens-potenciális hőmérséklet értékét T' és Θ'-t, azért, hogy a kicsapódás rejtett hőjének a változását is tekintetve vehessük. Kapjuk:

$$\frac{\partial T'}{\partial t} = \frac{1}{c_p}\frac{dQ}{dt} + \frac{A}{c_p \varrho}\frac{\partial p}{\partial t} - \frac{T'}{\Theta'} u \frac{\partial \Theta'}{\partial x} \qquad (4)$$

A légtömeg új keletkezési helyén való teljes átalakulása folyamán a hőmérséklet advektív változása csekély és első közelítésben úgy lehet venni, hogy a hőmérséklet transzformációs változása, $\frac{\partial T}{\partial t}$ a helyi változással egyenértékű, amelyet az állomáson mérni lehet.

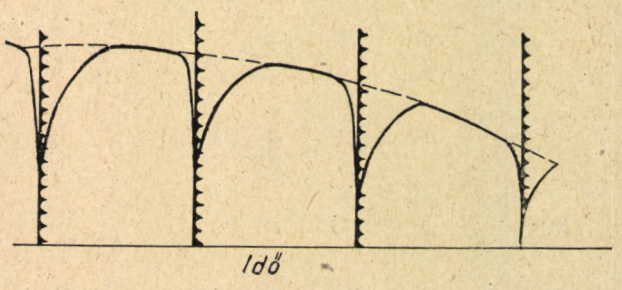
3. Egyensúlyi hőmérséklet

A hideg levegőnek meleggé való átalakulásánál a hőmérséklet átalakító emelkedése eleinte az alsó rétegekben igen gyorsan megy végbe, azután mindig lassabban, amint a levegő hőmérséklete közeledik az ú. n. *egyensúlyi hőmérséklethez* (Hromov), amelynél a légtömeg hőnyeresége (turbulens kicserélődés és sugárelnyelés folytán) és a légtömeg hővesztesége (turbulens kicserélődés és kisugárzás folytán) egyenlővé válik. Az egyensúlyi hőmérséklet, amely a legmagasabb lehetséges hőmérséklet egy légtömeg számára adott földrajzi helyen és adott évszakban, egyike az illető hely éghajlati állandóinak. Világos, hogy az egyensúlyi hőmérsékletnek évi járása van, amennyiben téltől nyárig növekedik, nyártól télig csökken. Nem esik össze az illető időszak hőmérsékletének abszolút csúcsértékével, hanem általában alacsonyabb annál, minthogy az abszolút csúcsértéket olyan légtömeg is kialakíthatta, amely más, melegebb vidékről érkezett oda.

Jellegzetes a hőmérséklet menete a *PM* átalakulásánál *TM*-vé a Szovjetunió déli részén nyáron (Feketetengeri-medence, Középázsia), amely egyszerűsítve a 84. ábrán látható.

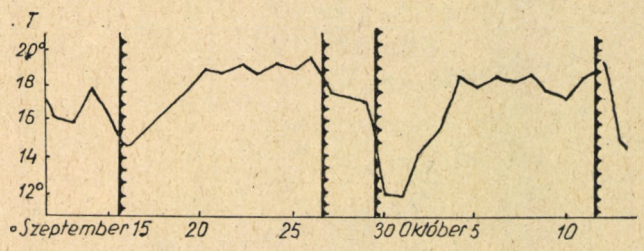
Minden egyes hidegfrontnak az átvonulása erősen süllyeszti a hőmérsékletet; azután ez ismét emelkedik, először gyorsan, majd mindig lassab-

ban (az ábra a hőmérséklet napi közepét tünteti fel; a hőmérséklet napi ingadozása nincsen benne). Az egyensúlyi hőmérséklet elérése után a hőmérséklet menetének görbéje vízszintes irányt vesz fel, majd ismét élesen lesüllyed a következő hideg-betörésnél. A 84. ábrában a hőmérsékleti menet



84. ábra. A hőmérséklet sematikus menete hideg betörések esetén és az azt követő transzformáció (a szaggatott vonal az egyensúlyi hőmérsékletet tünteti fel)

erősen hasonlít az 1934. év nyarának második felében a Szocsiban tényleg megfigyelt légállapotra (85. ábra). A pontozott vonal az egyensúlyi hőmérsékletet jelzi, amely nyártól ősz felé süllyedőben van. Meleg légtömegek beáramlásától ebben az ábrázolásban eltekintettünk, ami körülbelül meg is felel a déli vidéken nyáron uralkodó időjárási körülményeknek.



85. ábra. A hőmérséklet közepes napi menete Szocsiban 1934. szept. okt.-ban

Lehet beszélni egyensúlyi hőmérsékletről a szabad légkörre vonatkozólag is, valamint ekvivalens-potenciális egyensúlyi hőmérsékletről.

A trópusi levegő polárissá való átalakulásánál a középponti ciklonokban a troposzféra felső rétegeiben az átalakuló légtömeg hőmérséklete egészen addig csökken, amíg az egyensúlyi hőmérsékletet el nem éri. De ebben az esetben már az illető szélességi öv *sugárzási* egyensúlyának megfelelő hőmérsékletről van szó, mert az átalakulási folyamat kisugárzás útján megy végbe.

4. Az átalakulás és a konvekció

A. I. Aszknazij 1934-ben rámutatott a konvekció szerepére a légtömegek nyári átalakulásában a Szovjetunió európai területe felett és figyelmeztetett arra, hogy a konvekció következtében a rétegződés labilitása csökken, valamint arra is, hogy az átalakulásnak egyik fontos kísérőjelensége a függélyes hőmérsékleti gradiens megváltoztatása a poláris és artikus levegőt jellemző éles labilitásból a trópusi levegőfajta arányos stabilitása felé. Később (1938—39.) ezt Sz. Sz. Klucsarev is megerősítette. Ő elsőként mutatott

rá, hogy el lehet választani az individuális (transzformációs) hőmérsékletváltozást az advektív változástól Euler tételének segélyével az átalakulás folyamatánál. Azt is kimutatta, hogy a moszkvai körzetben a légtömegek nyári átalakulása jelentős melegedésre és a páratartalom tetemes megnövekedésére vezet a levegő alsó rétegében, aminek következtében az ekvivalens-potenciális hőmérséklet 50—60 fokig emelkedik, emellett a konvekció gyenge és annak az anticiklonnak — amelynek a kerületén a hideg-betörés végbement — a nyomási gradiensei csökkenőben vannak. Az anticiklon végleges feloszlása után igen elmosódott légnyomási gradiensek mellett erős konvekció fejlődik ki, amely az összegyülemlett labilitási energia felszabadulásához vezet és kiegyenlíti a hőmérsékleti, valamint a fajlagos nedvességi gradiensek különbségeit a légtömeg belsejében, miközben a hőmérséklet az egyensúlyi érték felé közeledik.

5. *Az átalakulás és a dinamikus folyamatok*

H. P. Pogoszjan és N. L. Taborovszkij (1940.) rámutatott a légtömegek átalakulásának jelentőségére a légkörben végbemenő dinamikus folyamatok szempontjából. A hideg levegő átalakulása meleggé, miközben a légtömeg alacsonyabb földrajzi szélesség felé mozog vagy például hideg tengerről meleg szárazföldre halad át, a légtömeg melegedéséhez vezet, következőleg az izobárikus szintek relatív topográfiájánál, valamint e magassági szintek abszolút topográfiájánál is némi növekedéssel jár. Ezzel kapcsolatban a magasban megváltoznak a vízszintes légnyomási gradiensek is, valamint a frontális zónák helyzete és élessége, ami azután kifejezésre juthat az esetleges anticiklonképződés folyamataiban. Például, ha a légtömeg nyugatról kelet felé tartó mozgása közben a hideg óceánról a felmelegedett szárazföld fölé kerül, a magasban a relatív és az abszolút izohipszák a szárazföld felett észak felé tolódnak el, aminek eredményekép a szárazföld felett a magasban a légnyomási gradiens megnő és az izophipszák a parti részek felett a magasban konvergenciát mutatnak. Ennek eredménye a légnyomás növekedése lesz és anticiklon kifejlődése is lehetséges az óceán és a szárazföld határvidéke felett. Erre még visszatérünk a hatodik fejezetben a helyi ciklonképződés kérdésének a vizsgálatánál.

6. *Az átalakulás néhány tényleges adata*

Harkovban nyáron az átalakulás *AM*-ből *TM*-vé 7—9 napot vesz igénybe (A. A. Liszickaja adatai szerint); az esetek többségében az átalakulás folyamatát újabb hidegbetörés félbeszakítja és csak a *PM* állapotot éri el. Középázsiában (Sz. V. Sztarosztina) az átalakulás időtartama *AM*-ből *TM*-vé nyáron legfeljebb 5—6 nap az északi és középső részeken, míg a déli vidéken 3—4 nap; nyár elején valamivel több, mint a nyár második felében. Ezen idő alatt a napi közép-hőmérséklet a megvizsgált esetekben Taskentben átlagosan 9,5°-kal, az ekvivalens hőmérséklet 13,5°-kal emelkedett. Liszickaja és Sztarosztina adatai a talajmenti viszonyokra vonatkoznak; az advekció esetleges hatása adataikban benne foglaltatik, de Középázsiában e hatás nagyon kicsi.

A hőmérséklet változásának legnagyobb értékét az átalakulás folyamatánál Középázsiára vonatkozólag (közepes adatok szerint) úgy kaphatjuk meg, ha összehasonlítjuk két távoleső levegőfajta hőmérsékleti jellegét:

karatengeri arktikus (A_K) és a turáni trópusi (T_T) levegőnél az átalakulás végső eredményét. I. N. Jaroszlavcev az alábbi T és Θ' értékeket kapta Taskentben július hónapban a különböző magasságokban:

Magasság, m-ben	T		Θ'	
	A_K	T_T	A_K	T_T
425 (talaj)	19,4	30,1	39,4	62,3
1000	17,1	30,4	41,4	60,4
2000	7,3	23,4	35,3	56,2
3000	—1,0	14,4	34,5	52,5
4000	—7,8	6,5	35,1	50,8
5000	—15,2	—1,3	36,4	51,8

Bakalov a (4) egyenletet alkalmazta arra, hogy megkapja változást különböző szintekben (0-tól 5 km-ig) a légtömegek átalakulásának néhány esetében Közép-Európa felett. Egy esetben — télen — *AM*-nek *cPM*-vé való átalakulásánál a hőmérséklet emelkedése 11 napig tartott és ennél a Θ' az egész időszak alatt 20°-kal melegedett. A kezdetben igen gyors növekedés idővel lelassult, amint a Θ' az egyensúlyi értékéhez közeledett.

Egy másik, nyári esetben a *mPM* átalakulásánál *cPM*-vé a Θ' növekedése az átalakulás közben kb. 15° volt, az átalakulás időtartama pedig 5 nap.

A hőmérséklet dinamikus változása téli átalakulásnál nagyjából ugyanolyan nagyságrendű volt, mint a hőfelvétel következtében fellépő változás; csakhogy a dinamikus hőváltozás inkább a magasabb légrétegekben (3 km-en felül) jelentkezett, a hőkicserélődés miatti pedig jobbára az alsókban (1 km-en alul).

A hőmérséklet függélyes gradiensének változása igen gyorsan megy végbe, ha a talajfelszín minősége is megváltozik. Még a viszonylagos, részleges átalakulás folyamatával kapcsolatban is a függélyes gradiens olyan nagy mértékben megváltozhat, hogy a légtömeg rétegződése a troposzfére alsó részén stabilból labilissá válik és viszont.

Az átalakulás kifejeződik a *páratartalomban* és a *homályosodásban* is. Így Taskentben (Sztarosztina szerint) a *PM* átalakulása *TM*-vé nyáron együtt jár a homályossági tényező megnagyobbodásával, 2,4—2,5 értékről hozzávetőleg 3,1—3,3 értékig. Ez a növekedés a hőmérséklet emelkedésével egyidejűleg történik nagyjából 5 nap alatt. Az abszolút nedvesség Taskentban *PM TM*-vé való átalakulásánál 4 mm-nyivel nő, Termezben 3 mm-rel.

38. §. A légtömegek földrajzi típusai

A jelen időkig nagyon sok kutatási eredmény gyűlt össze a különböző típusú légtömegekről a Föld egyes vidékeire vonatkozólag. Teljesen lehetetlen ezt az anyagot itt ismertetni, még rövid összefoglalásban sem. A továbbiakban főleg *Európa* légtömegeinek a tulajdonságaival fogunk foglalkozni és csak egyes megjegyzésekben térünk ki más vidékek jellegzetes légtömegeire.

1. Az arktikus levegő

a) Keletkezési helyek

Az arktikus légtömegek kialakulási területe az Északi-Jeges-tenger medencéje ; télen azonban ez a terület nagyobb, magába foglalja a szárazföldek legészakibb részeit is, amelyek a Sarkvidékkel határosak : így Alaszkát, Kanada északi vidékét, Tajmirt, Kolimát és a Csukcs-félszigetet. Az arktikus levegőnek a Déli-féltekén az antarktikus levegő felel meg, amelynek a tömegei az Antarktisz felett alakulnak ki és az óceánnak vele érintkező részei felett, amelyeket jégréteg takar.

Európába a *tengeri* arktikus levegő *(mAM)* északnyugatról érkezik, Grönland és a Spitzbergák körzetéből, — a szárazföldi arktikus levegő *(cAM)* pedig északról vagy északkeletről a Barentsz- és a Kara-tengeren át. Az első esetben a levegő nagy utat tesz meg az óceán nyílt vize felett ; a második esetben a légtömeg útja túlnyomó részben szárazföld és jég felett vezet.

Ázsiába a *cAM* szintén tengeren át érkezik, amely keletre fekszik a Kara-tengertől : a Lapp- és a Kelet-Szibériai-tenger jegén át.

Észak-Amerikába a *mAM* a Csendes-óceán északi vidékeiről áramlik be, a *cAM* pedig Amerika és Kanada sarki vidékeinek szigettengerén keresztül.

b) Elnevezések

A meteorológiai irodalomban az 1929—1930. évig az »arktikus levegő« elnevezés helyett a »friss poláris levegő« elnevezést használták vagy az »igazi poláris levegő« nevet és i. t. A légtömegek északamerikai, Willet szerinti osztályozásánál az »arktikus levegő« elnevezést még most sem használják ; az arktikus levegőt ez az utóbbi osztályozás polárisnak hívja, csak éppen a keletkezési helyére mutat reá. Az arktikus levegő megkülönböztetését a poláristól (a mérsékelt övi levegőtől) szükségesnek tartjuk főképen azért, mert *e két típusú légtömeg között elég éles frontok észlelhetők*, amelyeken ciklonok is képződnek. Éppen ezeknek a frontoknak a létezése szolgáltatott alapot arra, hogy az arktikus levegőt külön főtípusú légtömegeknek tekintsük.

Az 1932—1937. évek irodalmában még ilyenfajta elnevezést is találunk »arktikus poláris levegő« *(aPM)*. Ezt az elnevezést olyan arktikus származású légtömegre alkalmazták, amelyet a mérsékelt-övi légtömegektől front nem választott el, hanem a kettő együttesen alkotott egy főfajtájú levegőt, ami nem volt más, mint éppen — poláris levegő. Feltételezték, hogy nyáron gyakran áll fenn ilyen eset, amikor az Északi-Sarkvidéket megszakítás nélkül éri a Nap, az arktikus és mérsékelt-övi légtömegek között a hőmérsékleti különbség elsimul és arktikus frontok kialakulása lehetetlenné válik. A későbbi szinoptikai tapasztalat azonban kimutatta, hogy *arktikus frontok kialakulása egész évben lehetséges*, következőleg azokat a légtömegeket, amelyek a Sarkvidék felett alakulnak ki, mindig úgy lehet tekinteni, mint külön főtípusú légtömegeket, vagyis mint arktikus levegőt. Ezért az *aPM* elnevezésnek nem látjuk szükségét és a továbbiakban nem fogjuk használni.

Függélyes kiterjedés (vastagság)

Az arktikus levegőtömegek magassága, függélyes kiterjedése (vastagsága) igen változó. A tengeri arktikus levegőnek, amely Európába északi vagy északnyugati szelekkel érkezik a Grönland és Jan-Mayen közötti vidékről, Schinze szerint különösen nagy függélyes vastagsága van. Légtömegei Európá-

ban nagyobb részben elérik a 3—5 km magasságot és átömlenek az Alpok felett. A ciklonok hátoldalánál, az arktikus fronton a tengeri arktikus levegő tömegeinek vastagsága elérheti, sőt meghaladhatja a 6 km-t. A szárazföldi arktikus levegőnek, amely kelet és észak közötti szelekkel tör be, a függélyes vastagsága tetemesen kisebb, átlagban mindössze 2 km. Schinzének ezek a megállapításai egyébként kérdésesek: arra lehet gondolni, hogy az arktikus légtömegek magassága nála túl kis értékkel szerepel. Igen erős ciklontevékenység mellett végzett kutatások azt mutatták, hogy a troposzférai arktikus levegővel együtt még az arktikus sztratoszféra is betörhet a mérsékelt öv légterébe.

Minél tovább hatol dél felé az arktikus levegő, annál inkább szétterül vízszintes irányban és annál laposabbá válik a légtömege. Ezért Közép- és és Dél-Európa hegygerincei, a Pireneusok, az Alpok, a Kárpátok, a Kaukázus gyakran szolgálnak természetes határul az arktikus levegő szétterülése számára. Legfeljebb vízszintes irányban megkerüli azokat és többször megtörténik, hogy a Kaukázus északi lejtői felől a Káspi-tengeren át tör be az arktikus levegő a hegység déli, mögöttes területére.

d) Hideghullámok

Az *AM* képződése a kisugárzás miatt lehűlt talajfelszín behatása alatt megy végbe, amely jéggel és hóval fedett, de a téli évszakban ehhez még hozzájárul, hogy nagyon kevés a besugárzási hőnyereség, amely a sarki éj egy részében teljesen hiányzik. Ezért az *AM* hőmérséklete egész vastagságában alacsonyabb, mint bármilyen más típusú légtömeg hőmérséklete.

A talajmenti rétegben azonban a *cPM* hőmérséklete alább is szállhat, mint az *AM* hőmérséklete, ha a kisugárzás a talaj felszínéről igen erős, a szél viszont gyenge és a helyi körülmények kedveznek az áthűlt légréteg megmaradásának. Mint ismeretes a legalacsonyabb léghőmérsékletet nem a Sarkvidéken észlelték a talajközeli rétegekben, hanem a Jakut-földön a Sarkkörtől délre (Verhojanszkban és Ojmekonban).

Az *AM* sorozatos betörései a mérsékelt övbe éles és gyors hőcsökkenéssel járnak, amelyek »*hideghullám*« név alatt ismeretesek. Egész Nyugat-Európában, beleértve Angliát és a földközi-tengeri országokat is, az *AM* betörései télen többé-kevésbbé erős faggyal járnak. Így pl. 1929. februárjában a fagy Közép-Európában —25, —35 fokot ért el, Páduában és Trieszt-ben —18 fokot, Rómában —6 fokot. Majdnem ugyanilyen erős fagyot okozott Európában az arktikus levegő betörése 1933. január közepén. Megjegyzendő, hogy a legerősebb fagyokat *nem azonnal* a betörés után lehet észlelni; a fagyok fokozatosan erősödnek, amint az anticiklon a szárazföld felett állandósul és a talajfelszín kisugárzása fokozódik, főleg hótakaró felett. Hogy milyen erős lehet az arktikus betörés hőmérsékleti hatása a kisugárzás miatti lehülés útján, azt mutatja a következő példa: 1932. december 27-én 7 órakor Moszkvában *mPM* alatt a hőmérséklet 0° volt; ugyanakkor Kazánban *cAM* alatt derült és csendes éjszaka után —40°-ot mértek. A következő napon, december 28-án reggel 7 órakor Kazán már az arktikus levegőből poláris légtömegbe került át, mire hőmérséklete 0°-ra emelkedett.

A Szovjetunió területén nemcsak az igen szigorú fagyok járnak együtt az arktikus levegő betöréseivel, hanem hozzájuk kapcsolódnak az átmeneti évszakokban gyakori talajmenti fagyok is.

A széles körben húzódó hegygerincek, mint a Pireneusok, az Alpok, a Kárpátok, a Balkán-hegység, a Kaukázus akadályozzák az arktikus betörések vagyis, a hideghullámok terjeszkedését Európa déli részei felé. Ennek ellenére az arktikus levegő eléggé gyakran elárasztja a Földközi-tenger medencéjét, Kis Ázsiát, a Kaukázuson túli vidéket és nem ritkán eljut Észak-Afrikáig. Ázsiában a hideghullámokat, amelyek arktikus betörésekkel álltak kapcsolatban, követni lehetett Iránig, Tadzsikisztánig, Kína északi részéig, sőt egyes esetekben Indiáig. Ahhoz, hogy a sarki légtömeg megtegye az utat az Északi-Jeges-tengertől Közép-Ázsiáig, rendszerint nem kellett több 3—5 napnál. A hideghullámok többször igen erősek Észak-Amerika keleti vidékén, ahol a kanadai hideg *AM* szabadon áramlik le Floridáig.

e) A hőmérséklet évi járásának feltűnő jelenségei

A tengeri arktikus levegőben a hőmérséklet magasabb, mint a szárazföldiben, amit kielégítően megmagyaráz az óceán nyílt vize felett megtett hosszadalmas út. Ismertetjük itt a *cAM* és a *mAM* napi közepes hőmérsékletét a Föld felszínén Moszkvában (B. P. Aliszova szerint); összehasonlítás céljából közöljük a tengeri poláris levegő *(mPM)* megfelelő hőmérsékleti értékeit is (lásd a köv. táblázatot).

	cAM	mAM	mPM
Január	—19°	—9°	—1°
Február	—16°	—8°	+2°
Március	—13°	—6°	+1°
Április	+1°	—	+4°
Május	+8°	—	+12°
Június	+10°	—	+13°
Július	—	—	+16°
Augusztus	+11°	—	+15°
Szeptember	+7°	—	+12°
Október	+4°	+4°	+5°
November	—10°	—6°	+2°
December	—18°	—8°	+1°

A számokból kiolvasható a hőmérséklet erős növekedése a *cAM*-ben, ami márciustól áprilisig 14 fokot tesz ki, és az éppen ilyen éles csökkenés októberről novemberre. A *mPM*-ben is nagyon jelentős az a hőmérséklet-emelkedés, amely valamivel később köszönt be, áprilisról májusra és 8°-ot ér el. A tengeri poláris és a szárazföldi arktikus levegő közötti különbség Moszkvában januárban 18° (—19 és —1°); júniusban e különbség 3 fokra csökken (13 és 10°). Láthatjuk, hogy milyen éles a változás téltől nyár felé az arktikus levegő tulajdonságainál és hogyan közeledik tulajdonságában a poláris (szubpoláris) levegőtömegekhez.

Erre a megállapításra jutunk az aerológiai adatok alapján is. Az ekvivalens-potenciális hőmérséklet Moszkvában így alakul (A. N. Poljakova után):

Magasság mm-ben	Augusztus		Október	
	AM	*cPM*	*AM*	*cPM*
Talaj	31°	36°	9°	26°
3000	30°	35°	11°	31°
5000	38°	39°	13°	36°

Láthatjuk, hogy augusztusban aránylag csekély a különbség az *AM* és a *cPM* között (5—6°), az *AM* ugyanis esetleg nem éri el az 5 km magasságot, ezzel lehet megmagyarázni azt, hogy alig van hőmérsékleti különbség ebben a magasságban. Viszont elég nagy októberben, kb. 20°; ezek a különbségek a légtömeg egész vastagságában megvannak.

f) A páratartalom

A *szárazföldi* arktikus levegő páratartalma igen csekély. A földközeli rétegben fajlagos nedvességének értéke Közép-Európában télen 2—3 g/kg; a Szovjetunióban, Kanadában és az USA-ban 1 g/kg alá is csökken, néha a magasabb rétegekben kissé emelkedik. Nyáron a fajlagos nedvesség értéke Európában földközelben, valamint Amerika mérsékelt övi részében nem haladja meg a 6—9 g/kg értéket.

A relatív nedvesség igen nagy télen, amikor alacsony hőmérsékleten jelentéktelen mennyiségű vízgőz is elégséges a telítéshez; Közép-Európában a téli időszakban 85—95%-ot tesz ki. Nyáron, amikor a levegő a szárazföld felett felmelegszik, a relatív nedvesség csökken: Közép-Európában 75% körül van; a Szovjetunió felett, főleg annak déli részein, lényegesen kisebb. Az *AM*-nek *cPM*-vé való átalakulása közben nyáron a Szovjetunióban a relatív nedvesség igen alacsony értéket ér el (20—30%).

A *tengeri* arktikus levegőben a páratartalom nagyobb: Nyugat-Európában télen földközelben kb. 3,5—4 g/kg, az USA csendes-óceáni partvidékén 4,5—6 g/kg.

g) Az átlátszóság

Az arktikus levegő átlátszósága kivételesen nagy, mert a kondenzációs termékek jórészt hiányoznak belőle. Különösen feltűnő az arktikus levegő kristály-tisztasága tavasszal, mély égkékség mellett ragyogó napsütéssel és éles árnyékkal. A látási távolságot *mAM*-ben Közép-Európában nagyon sokszor jellemezzük a számkulcs 99-es számával (több, mint 50 km), a *cAM*-ben pedig a 98-as számmal (20 és 50 km között). Az ég kékségét azonban ennél nem mindig jellemezzük a legmagasabb értékkel; *mPM*-ben Moszkvában tapasztalat szerint az ég kékebb, mint *cAM*-ben. A homályossági tényező alacsony értékeiről az arktikus levegőnél Moszkvában — számszerűleg átlagban 2,45 — már beszéltünk a 36. §-ban; a homályossági tényező abszolút minimuma Moszkvában *cAM*-ben mindössze 1,73.

h) A rétegződés és a kicsapódási jelenségek

Az arktikus légtömeg a keletkezési helyén, vagyis a sarki medencében *erősen stabil* rétegződésű, ami természetes is, hiszen alulról hül, az alatta levő talajfelszín felől.

G. M. Tauber adatai szerint Dickson szigetén a függélyes hőmérsékleti gradiens *AM*-ben 200 és 1000 között évi középben 0,13°/100 m. 1000 m-től 2000 m-ig az átlagos gradiens 0,45/°100 m.

Ha nő is a gradiens a magasabb rétegekben, még mindig nem éri el a nedves-adiabata szerinti értéket. A 200—7000 m-es réteg egészét tekintve a közepes gradiens *AM*-ben Dickson felett 0,48°/100 m. Észak-Amerikában végzett magassági légállapotmérések szintén kimutatják a kanadai levegő határozott stabil egyensúlyát (inverziókkal) a keletkezési hely közelében; ugyanez vonatkozik a téli arktikus levegőre a Kolima felett.

A Sarkvidéken a levegő alulról még nyáron is hűl valamelyest néhány száz méter magasságig, mert jégtakaró felett fekszik. Ezért talajmenti inverziók vagy legalább is izotermiák a Sarkvidéken nyár folyamán mindennaposak; velük áll kapcsolatban a sarkvidéki nyár tartama alatt a köd kivételesen nagy gyakorisága és erőssége. Télen a rétegződés stabilitása természetesen még nagyobb; de az *AM* páratartalmának rendkívüli csekélysége következtében télen a köd a Sarkvidéken ritka jelenség és rendszerint csak könnyű »fagyos párásság« észlelhető.

Amint az *arktikus levegő* dél felé mozog, mint hideg légtömeg, akkor szerzi meg a rétegződés labilitását főleg az átmeneti évszakokban és nyáron. Európában különösen a *mAM* igen labilis egyensúlyú, mert nagy távolságon keresztül az óceán felett haladt át. A hőmérséklet függélyes gradiense az arktikus levegőben Közép-Európában a földfelszíntől 5 km magasságig 0,80°/100 m; a felhőzet túlnyomóan gomolyos jellegű, záporszerű lecsapódásokkal. A *cAM*-ben *Cu* és *Sc* translucidus és undulatus az uralkodó forma gyenge lecsapódásokkal. A *mAM*-ben a gomolyfelhőkön kívül igazi zivatarfelhők is kialakulnak szélrohamokkal és záporszerű csapadékkal; havazások gyenge zivatarokkal jellemzők a *mAM*-re még télen is.

Hasonló átalakuláson megy át a P_c levegőfajta is, stabil légtömegből labilisba, amint Kanadából az USA-ba áramlik át, főleg a parti körzetek felett (Boston).

A Szovjetunió európai területe felett az *AM* az átmeneti évszakokban — ősszel és tavasszal — mindenképen instabil légtömeg. Főleg tavasszal (áprilisban—májusban), amikor a Sarkvidéken a levegőnek még igen alacsony a hőmérséklete, de a kontinensen a hótakaró már eltűnt vagy olvadozik és a talaj jelentékenyen melegszik, az *AM* rétegződésének labilitása igen jellegzetes. A *Cb* felhőzet gyors képződése és felvonulása szélrohamok, azonkívül részben dara, hó vagy nagyceppű eső kíséretében (egyébként csekély mennyiségű csapadékkal) néha gyenge zivataros jelenségekkel; ugyancsak gyors (néhány perc alatti) kiderülés, ami napjában többször ismétlődik — ezek azok a jelenségek, amelyek jellemzők az *AM* tavaszi betöréseire. Közép-Európában az ilyen formájú időjárást nevezik *»áprilisi időnek«*.

Figyelemreméltó a lecsapódási jelenségek napi járása is az *AM*-ben, amelyeket a talaj napi besugárzás miatti felmelegedése irányit. Tavaszi időben jellemző a zivatarfelhők egész tömegének megfigyelhető jegesedése is a cseppfolyós részek teljes eltünésével. Hasonló jellege van az időjárásnak nyári arktikus betörések alkalmával is, mint ezt 1937. júliusában tapasztaltuk.

Télen az arktikus levegő labilitása a Szovjetunióban kevésbbé kifejezett. Igaz, hogy a *mAM* tél közepén eléggé határozott konvektív jellegű felhőzettel érkezik a moszkvai körzet fölé, de a felhők nem olyan vastagok, mint Közép-Európában (általában $C_L = 1{,}4$); jelentékeny kiderülések igen jellemzőek reá. Az instabilitás gyengülése a hideg kontinens belsejébe való előrehaladásával párhuzamosan érthető. A szárazföldi arktikus levegő télen a kontinensen többször közvetlenül az erősen áthűlt (előbb ott fekvő kontinentális anticiklonban) hótakaró fölé kerül és egyáltalában nem válik instabillá; ilyenkor a derült ég jellegzetes. Amint az arktikus levegő megnyugszik a szárazföld felett, a talajmenti áthűlt rétege gyorsan megszünteti a konvekciós jelenségeket (főleg hótakaró felett).

A talajmenti inverzión kívül, a szárazföldi anticiklonban, amely arktikus levegőben képződött, egyéb magas, zsugorodási inverziók is kifejlődnek, amelyek a konvekciót akadályozzák. Késő ősszel a moszkvai térségben a kezdeti instabilitás után az arktikus levegő már a betörés utáni harmadik napon elveszti felhőzetének konvektív jellegét ; kialakul a derült időjárás ; gyakran hullámos felhők is megjelennek, amelyek zsugorodási, lesiklási inverziók kifejlődésére mutatnak.

A felhőzet és a lecsapódások az *AM*-ben általában nem lehetnek erősek, kiadósak, főleg télen, mert a levegő páratartalma nagyon kicsi. Ugyanezen okból kifolyólag télen az *AM*-ben nem képződnek erős kisugárzási ködök még a szárazföld feletti végleges megnyugvás után sem. De az átmeneti évszakokban, első sorban ősszel, a kisugárzási köd nagyon jellemző az anticiklonokra, amelyek a szárazföld felett az arktikus levegőben képződnek és főleg, ha tengeri levegőben fejlődtek ki. Napközben kialakulhat konvekció is gomolyfelhők képződésével, éjjel azonban erős talajködök lépnek fel (például 1932. október 1-én Moszkva környékén).

h) Példa

Vegyük például a hőmérséklet közepes eloszlását a függélyes mentén *mAM*-ben Németország északi része felett és az USA csendesóceáni partvidékén a téli évszakban, valamint *AM*-ben a Szovjetunió európai részének északi partján nyáron :

mAM télen

Észak-Németország						Seattle (47,6° é. sz. 122,3° ny. h.)			
p	Φ	T	s	Θ	Θ'	z	T	s	Θ'
1000	—	2°	3,7	2°	14°	Felszin	8°	4,4	19°
900	800	— 2°	2,3	6°	15°	1000	0°	2,7	16°
800	1700	— 9°	2,0	9°	15°	2000	— 8°	1,5	15°
700	2700	—15°	1,1	13°	16°	3000	—14°	0,8	16°
600	3850	—23°	0,6	17°	18°	4000	—19°	0,4	21°
500	5150	—32°	0,3	21°	22°				

AM nyáron; Murmanszk és Archangelszk

p	Φ	T	s	Θ	Θ'
1000	0	9°	5,1	9°	24°
900	850	2°	3,7	10°	23°
800	1750	— 2°	3,5	16°	28°
700	2800	—11°	1,8	18°	23°
600	3850	—16°	0,8	25°	27°
500	5150	—27°	0,3	28°	28°

Itt és a további hasonló táblázatokban p a légnyomás a főizobárfelületeken, Φ a dinamikus magasság berkekben, z a magasság méterekben, T a hőmérséklet, Θ a potenciális hőmérséklet, Θ' az ekvivalens-potenciális hőmérséklet (mind a három Celsius fokokban), s a fajlagos nedvesség g/kg-

ban. Ezeket az adatokat (amelyek egyébként Willettől és Petterssentől származnak) nem eléggé egyöntetű és teljes anyagból számolták ki, amiért is csak tájékoztató jellegük van.

2. A tengeri poláris levegő

a) Származás

Nyugat-Európában az uralkodó nyugat-keleti légmozgás esetén a tengeri poláris levegő a légtömegek leggyakoribb típusa; nagy gyakorisága van a Szovjetunió európai részében is. Keleti irányban ez a gyakoriság csökken. Minden egyes ciklon, amely az óceánról az európai szárazföldre vonul át, hátoldalán nagy tömegű *mPM*-t hoz magával; betörései különösen erőteljesek a cikloncsaládok hátoldalán.

A *mPM* legjelentősebb keletkezési helyei télen, sőt jelentékeny részben nyáron is — Észak-Amerika (Kanada) magas vagy mérsékelt szélességi övezetének szárazföldi anticiklonjai; amíg ott van a levegő, természetesen a szárazföldi poláris levegőfajtához tartozik. Az Atlanti-óceánon való átvonulása közben ez a levegő teljes átalakuláson megy keresztül és Európába már mint tengeri poláris levegő érkezik.

Nyáron, amikor az anticiklonok többé-kevésbbé huzamos ideig tartózkodnak az Atlanti-óceán felett elég magas földrajzi szélességen, a tengeri poláris levegő közvetlen és kizárólagos óceáni származással is bírhat.

Európában a *mPM* két válfaját lehet megkülönböztetni:

Az első, igen gyakori esetben a levegő Közép-Európába közvetlenül északnyugatról tör be, Skandinávia és a Brit-szigetek között. A levegő útvonala ebben az esetben mind melegebb és melegebb talajfelszín felett vezet, főleg télen, amikor a levegő az áthűlt amerikai szárazföldről az enyhe óceán fölé ér. Következőleg az Atlanti-óceán felett a *mPM hideg* légtömegként jelenik meg és rétegződésében erős hőmérsékleti instabilitást szerez. Ezt a típust nevezik *friss* tengeri poláris levegőnek.

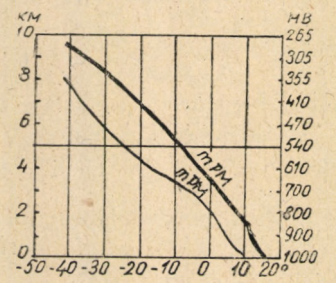
A második esetben a *mPM* aránylag alacsony földrajzi szélességről lép az óceánra (egy-egy nagynyomású terület keleti oldalán) kb. az északi szélesség 50. fokáig és ott jelentékeny mértékben felmelegszik. Ha a továbbiakban magasabb szélességi övezetbe vonul át, pl. egy kelet felé mozgó ciklon elülső oldalán, ott már *meleg* légtömegként mutatkozik. Észak felé vezető útja folyamán stabil rétegződést vett fel az ezzel járó következményekkel együtt. Az ilyen légtömeget *visszatérő* tengeri poláris légtömegnek fogjuk hívni.

Európán át a Szovjetunió területe felé haladó *mPM* télen általában meleg, nyáron pedig hideg légtömegként viselkedik. Ha Európa területére való belépésekor labilis rétegződése volt (vagyis friss volt), a kontinens belsejébe való behatolásának mértékéhez képest a rétegződés kezdeti labilitását fokozatosan stabilitás váltja fel. Nyáron éppen ellenkezőleg, a *mPM*, amint kelet felé vonul az átmelegedett kontinens felett, labilis rétegződést vesz fel, vagy a már meglevő labilitását még fokozza.

b) A friss *mPM* hőmérséklete és nedvessége

A *hideg* évszakban a friss *mPM* betörése Közép-Európában a síksági állomásokon hőemelkedést okoz, a hegyi állomásokon pedig erős hősüllyedést. Ez érthető is: a szárazföldi levegőben a *mPM* betörése előtt talajmenti inverziók voltak, a magasabb rétegekben pedig dinamikus felmelegedés az anticiklonhoz tartozó lesiklás következtében.

A friss *mPM* olyan függélyes hőmérsékleti gradiensekkel érkezik Európába, amelyek az adiabatikus értékhez közel állanak; következőleg a hőmérséklet a magasabb rétegekben jellegzetesen alacsony még akkor is, ha a talajmenti hőmérséklete magas. Schinze szerint a friss *mPM* jellegzetes hőmérséklete a magasabb rétegekben középben csak 5 fokkal magasabb, mint az arktikus levegő jellegzetes hőmérséklete (az ekvipotenciális hőmérséklete 10 fokkal magasabb). De a hőmérséklet az alsó rétegekben a levegőnek a meleg vízfelület feletti hosszú útja miatt olyan magas lehet, hogy néha alig különbözik a trópusi levegő hőmérsékletének talajmenti értékeitől (ami megnehezíti az időjárási térkép elemzését). A magasabb rétegekben azonban a hőmérsékleti különbség a tengeri poláris és a trópusi levegő között teljes világossággal szembetűnik. Bergeron szerint az óceán felett az 50. szélességi fokon ősszel a közepes hőmérsékleti különbség a *TM* és a *mPM* között a Föld felszínénél nem több 5 foknál, míg a troposzféra magasabb felében meghaladja a 15 fokot (86. ábra).



86. ábra. A hőmérséklet közepes függőleges eloszlása *mP* és *mT* légtömegben anticiklon felett októberben (50° é. sz. alatt)

A Szovjetunió európai részében a tengeri poláris levegő télen rendszerint a szárazföldi poláris levegőt váltja fel, amely alsóbb rétegeiben már jelentősen lehűlt. A betörésnél tehát a Föld felszínén erős hőemelkedés figyelhető meg, amely többször olvadáshoz is vezet.

Nyáron a friss *mPM* betörése Nyugat-Európában és a Szovjetunió európai részében hősüllyedést okoz nemcsak a magasabb rétegekben, hanem a Föld felszínén is.

A fajlagos nedvesség a friss tengeri poláris levegőben Nyugat-Európában a hideg évszakban kb. 4—5 g/kg, a meleg évszakban pedig kb. 7—8 g/kg (az alsó rétegekben).

c) Friss *mPM*. A rétegződés. A látási távolság

Nyugat-Európában a friss tengeri poláris levegő labilitása igen jellegzetes. Különösen nagy a labilitás télen, minthogy az Atlanti-óceán a mérsékelt öv alatt ilyenkor óriási hőtárolót képez az erősen lehűlt szárazföldek között. A függélyes hőmérsékleti gradiens átlagos értéke a friss poláris tengeri levegőben Közép-Európa felett 5 km magasságig kb. 0,70°/100 m. Emellett a nedveslabilitás felhatol legalább is 3—5 km magasságig, sőt magasabbra. Érthető, hogy az ilyen légtömegek Nyugat-Európába jellegzetes »záporos« időt hoznak nagy gomolyokkal, zivataros *Cu* és *Cb* felhőzettel, mindenfajta záporszerű lecsapódással, zivatarokkal, görgőviharokkal. Télen és az átmeneti évszakokban e jelenségeknek szembeszökő napi járása van, éjjeli derülésekkel; nyáron jellemző reá a változékony, esős, csapadékos idő helyi hatások következtében kiváltódó zivatarokkal.

A *mPM* téli zivatarai kizárólagosan Nyugat-Európára vonatkozólag jellemző tünemények. A Brit-szigeteken 6 hónap alatt, októbertől márciusig bezárólag 70—90 zivataros napot lehet észlelni. Közismertek az erős téli zivatarok a norvég partokon. Teljesen téves felfogásra vall, hogy egyes tankönyvek ezeket a zivatarokat mind a frontzivatarok közé sorolják. A valóságban ezek a jelenségek csaknem teljes számban az instabil légtömegek belsejében kifejlődő konvekcióval vannak kapcsolatban.

A friss *mPM* rétegződésének labilitása különösen élesen tünik elő tavasszal (ú. n. »áprilisi idő« Közép-Ázsiában, görgőviharok hózáporral és darával, teljes kiderülésekkel). Ebben az időszakban a függélyes hőmérsékleti gradiensek a *mPM*-ben a legnagyobbak. Előzőleg az óceán felett is már jelentékenyek voltak, de a besugárzástól felmelegedett szárazföld feletti mozgás közben még tovább növekedtek. Vannak olyan megfigyelések, hogy az ilyen erősen labilis *mPM*-ben a záporok egyes sávokban követik egymást csaknem ritmikusan. Arra lehetne gondolni, hogy az ilyen labilis levegőtömegben örvények képződnek vízszintes tengelyű hengerek formájában. (Más szóval: görgőviharok. Ford).

Amikor a friss tengeri poláris levegő — a *téli évszakban* — nyugat felől a *Szovjetunió európai területe* fölé ér, már jelentékeny mértékben vesztett instabilitásából, mert nagy távolságon át hideg szárazföld felett haladt. Ennek ellenére még a tél közepén is többször érkezik a Szovjetunióba kimondott konvektív felhőzettel. Világos, hogy ezek a téli konvekciós felhők a tengeri poláris levegőben a Szovjetunió felett már nem olyan jellegzetesek, mint a szárazföldi levegő nyári *Cu* és *Cb* felhőzete. Ezek kevésbbé tornyosodó, lapultabb formák, amelyek inkább a szép idő gomolyaihoz hasonlítanak, vagy a *Sc*-hoz és a *Fnb*-hoz. De a felhőzet mennyiségében fellépő változások gyakran rendkívüliek; néhány perc lefolyása alatt a kék ég, amelyen előbb még félig átlátszó, szép időjárási gomolyok úsztak, sötét, halmozódó, tépett felhőkkel vonódik be; a havas szélrohamos görgővihar egy-kettőre ott van.

Nyáron a tengeri poláris levegő a Szovjetunióba a legtöbbször magas légnyomással érkezik, mozgó léghátságok vagy anticiklonok alakjában. Minthogy ilyen képződményekben a magasabb rétegekben lesiklási inverziók és izotermiák vannak, a konvekciós felhőzet a Szovjetunió európai részének középső és déli részein hasonló esetekben gyengén fejlődik ki; a szép napos idő az uralkodó. Az északi állomásokon azonban, ha ott a légnyomás alacsonyabb és a szél erősebb, a tengeri poláris levegőben, amikor nyugatról megérkezik, a konvekció hatalmas *Cb* felhőzet kialakulásához vezethet, foszlányos *Fnb* és egyéb felhőkkel.

A látási viszonyok a friss tengeri poláris levegőben igen jók. A nemzetközi számkulcs szerint legtöbbször a 98-as számmal kell jellemezni. Felső-Sziléziára vonatkozólag közepesen 40 km. A tengeri poláris levegő betörése a szárazföldre rendszerint éles javulást hoz a látási viszonyokba.

d) Visszatérő *mPM*

Az olyan tengeri poláris légtömegnek, amely az Atlanti-óceán meglehetősen alacsony szélességi övezetéből mint visszatérő légtömeg érkezik, Közép-Európában átlagosan 0,55—0,60°/100 m-es a hőmérsékleti gradiense és könnyen keletkeznek benne talajmenti inverziók. Mikor a kontinensre betör, nemcsak az alsó rétegekben okoz hőemelkedést, hanem a magasabb rétegekben is. Még a leghidegebb hónapokban is olvadást okoz a stabil *mPM* Németország hegységeiben kb. 1200 m magasságig. Jellegzetes hőmérséklete nagyjából 4—5 fokkal alacsonyabb csak, mint a trópusi levegőé; fajlagos nedvessége 1—2 grammal kisebb, mint a trópusi levegőé. A visszatérő tengeri poláris levegő homályosabb, mint az előző típusú légtömeg; a látás benne általában 10 km-nél kisebb. Felhőzete Közép-Európában túlnyomó részben *Sc* és lapos *Cu*-ból áll gyenge havazással vagy esővel, szitálással és ködökkel.

A Szovjetunió európai része felett a visszatérő *mPM* télen különösen éles hőemelkedést hoz huzamos olvadási időszakokkal, amelyek hatalmas területre terjeszkednek ki, néha az Uralig, sőt azon túl is elérnek. Mint tipikus stabil rétegződésű meleg légtömegben, könnyen fejlődnek ki benne réteges felhők és advekciós ködök. A téli olvadási időszakok kapcsolata a ködökkel a Szovjetunió európai részén eléggé közismert. Nyáron a visszatérő *mPM* a Szovjetunió európai részének északi szakaszán átlagban 2 fokkal melegebb, mint a friss *mPM*; kevesebb benne a felhőzet, mint a frissben és uralkodó a szép időben képződő gomolyos forma.

e) Átalakulás a kontinens felett

Bizonyos idő után a *mPM* Európa, főleg pedig a Szovjetunió területe felett szárazföldi poláris levegővé alakul át.

Nyáron ez a folyamat a hőmérséklet emelkedésével jár együtt, valamint a felhőzet általános csökkenésével és a helyi konvekció kifejlődésével, amely szép időben képződő gomolyfelhőket eredményez; télen éppen ellenkezőleg a hőmérséklet csökkenésével, valamint jórészben zárt réteges felhőtakaró kialakulásával kapcsolatos.

f) A *mPM* a Távol-Keleten

A nyári tengeri poláris (monszunos) levegőnek érdekes tulajdonságai vannak a távolkeleti tengerek partvidékén. A Japán-tenger és a Tatár-szoros északnyugati részén levő hideg tengeráramlat felett és az Ohotszki-tenger északi részének hideg vizei felett a tengeri poláris levegő alul erősen lehűl és a tengerparton a stabil légtömegek jellegzetes kicsapódási formáit lehet megtalálni nála: a réteges felhőket, a ködöt és a szitálást. Télen a tengeri poláris levegő csak úgy tud bejutni a távolkeleti tengerek fölé, ha az Ohotszki-tenger feletti központi ciklont délkeletről, északról és északkeletről megkerüli; amint ez a levegő az enyhe óceánról az Ohotszki-tenger és a Japán-tenger jóval hidegebb vize fölé ér, igen stabil rétegződést szerez vastag ködtakarókkal és szitálással. Kamcsatkában és az Ohotszki-tengeren tél közepén erős enyhülést hoz, a hőmérséklet a fagypont fölé is felemelkedik.

g) Példa

Példaképpen feltüntetjük az egyes meteorológiai elemek átlagos függélyes eloszlását *mPM*-ben Németország északi vidékén télen és nyáron:

	Tél					Nyár				
p	Φ	*T*	*s*	Θ	Θ'	Φ	*T*	*s*	Θ	Θ'
1000	—	+ 3°	3,8	3°	15°	—	15°	8,5	15°	41°
900	800	— 2°	3,0	6°	15°	850	10°	6,3	18°	38°
800	1700	— 8°	1,7	10°	15°	1800	4°	4,7	22°	38°
700	2750	—14°	0,9	14°	16°	2850	— 2°	3,1	27°	38°
600	3900	—21°	0,5	19°	20°	4050	— 9°	1,8	33°	39°
500	5150	—30°	0,3	24°	24°	5400	—17°	1,0	39°	42°

3. A szárazföldi poláris levegő

a) Származása

A szárazföldi poláris levegő jelenlétének a Szovjetunió területén sokkal nagyobb gyakorisága van, mint bármely más levegőfajtának. Ez azzal magyarázható, hogy a *cPM* sokszor szerepel *helyi* légtömegként, amely a Szovjetunió légterében alakul ki az előzőleg betört arktikus vagy tengeri poláris levegőből.

Télen a kisugárzó hótakaró hűtő hatása és a nagy téli anticiklonokban uralkodó lesiklás következtében a levegőtömeg stabil rétegződésű, inverziókkal, de *nyáron* az áthevült talaj melegítése miatt labilis egyensúlyú. Nyáron csak az éjjeli lehülés hozhat létre benne rövid ideig tartó stabil rétegződést (talajmenti inverziót) a szárazföldi légtömeg legalsó rétegében, ami átmenetileg megszünteti bent a konvekciót.

Természetesen a *cPM kívülről* is érkezhetik úgy a Szovjetunió európai részének egyik vagy másik vidékére, mint Nyugat-Európába; a fennálló körülményektől függően megjelenhetik mint hideg, vagy mint meleg légtömeg. Így a téli szibériai anticiklonból származó *cPM* az európai oldalra hideg légtömegként érkezik; a Szovjetunió vagy Észak-Európa felett elhelyezkedő téli anticiklonok levegője Közép-Európába is mint hideg *cPM* érkezik. De lehet a *cPM* télen is visszatérő légtömeg, amennyiben Közép-Európába vagy a Szovjetunió európai részének középső, esetleg északi vidékeire délről vagy délkeletről tör be. Ilyen esetben, természetesen, meleg légtömegként érkezik, a stabilitás többé-kevésbbé kifejezett jeleivel. Nyáron a *cPM* levegője, ha az a Szovjetunió európai részére kelet vagy méginkább, ha délkelet felől érkezik, túlnyomóan meleg. Ugyanilyen meleg jellegűek Közép-Európában a *cPM* légtömegei nyáron, ha azok a Dél-Európában uralkodó magas légnyomás területéről származnak.

A *cPM*-nél különösen jól tudjuk követni a légtömeg kialakulását, pontosabban — a légtömegek állandó átalakulását a troposzférában. A szárazföldi poláris légtömegek rendszerint arktikus vagy tengeri poláris levegőből erednek, amely a kontinens fölé került és az új körülmények között a tulajdonságait megváltoztatta. A magasabb rétegekben a poláris levegő a trópusi légtömegek cirkulációjából pótlódik.

Európa számára a szárazföldi poláris levegő legfontosabb keletkezési helyei télen Kelet-Európának és Ázsiának csaknem állandó anticiklonjai.

Az arktikus vagy a tengeri poláris levegőnek nyári átalakulása szárazföldi poláris légtömeggé a télinél jóval rövidebb élettartamú anticiklonokban megy végbe. A tengeri poláris levegő nyáron rendszerint nyugatról áramlik be egy-egy okklúziós front mögött anticiklon vagy csak nagyobb nyomású léghátság formájában. Ebben a nagynyomású képződményben néhány nap leforgása alatt végbemegy a levegő átalakulása, ami első sorban a melegedésben nyilvánul; ez a konvekció segélyével a légtömeg egész vastagságára kiterjed; a felhőzet konvekciós jellegűvé válik, egészen a zivataros alakzatokig. Az utóbbiak nagyon jellegzetesek a nyári időszakban a szovjetunióbeli szárazföldi poláris levegőre. A Szovjetunió területének déli harmadában (valamint Kazahsztánban és Közép-Ázsiában is) a melegedés annyira jelentős, hogy az átalakulás nem fejeződik be a szárazföldi poláris levegő kialakulásánál. Végeredményben szárazföldi trópusi légtömeg keletkezik.

b) A téli tulajdonságok

A szárazföldi poláris levegő tulajdonságai tetemes ingadozást mutatnak az év folyamán. Azok a légtömegek, amelyek mérsékelt földrajzi szélességen szárazföldön alakultak ki, természetesen, olyan hőmérsékleti tulajdonságokkal rendelkeznek, amelyek a szárazföldi éghajlatra jellemzők, vagyis nyáron elsősorban igen magas, télen viszont igen alacsony hőmérsékletűek. Ebben a tekintetben nyáron a sajátosságaik a szárazföldi trópusi levegőé felé közelednek, télen pedig az arktikus levegőé felé, főleg a talajmenti rétegekben.

Közép-Európában télen a szabad légkörben a hőmérséklet a szárazföldi poláris levegőben átlagosan 10 fokkal magasabb, mint az arktikus levegőben; az ekvivalens-potenciális hőmérséklet közepesen 5—10 fokkal magasabb, mint az arktikus levegő megfelelő értékei. A fajlagos nedvesség a szárazföldi poláris levegőben Európában télen kb. 2—4 g/kg, vagyis 1—2 g/kg-mal nagyobb, mint a szárazföldi arktikus levegőben. Általában mérsékelten jó látás mellett a szárazföldi poláris levegőben gyorsan keletkeznek párarétegek az inverziós felületek alatt, sőt többször köd is, amely a látás távolságát erősen lecsökkenti. Jellegzetes felhőalakok és csapadékformák: *Sc*, gyenge havazás, havazás ködde vagy havaseső; emellett gyakran van derülés is, kevés felhő vagy köd.

A Szovjetunió európai részében, ahol a téli *cPM* igen gyakran helyi légtömegként szerepel, a hőmérséklet a talajmenti rétegben igen alacsony, ami a talajfelszín kisugárzás miatti lehülésével kapcsolatos. Összehasonlításul közöljük a *közepes téli hőmérsékletet a talajközeli rétegben* a *cAM*-ben, *mAM*-ben, *mPM*-ben és *cPM*-ben Moszkvára vonatkozólag (Aliszov szerint):

	cAM	*mAM*	*mPM*	*cPM*
November	—10°	—6°	+2°	—1°
December.....	—18°	—8°	—1°	—6°
Január	—19°	—9°	—1°	—7°
Február	—16°	—8°	—2°	—9°
Március	—13°	—6°	+1°	—5°

Látható, hogy a hőmérséklet a *cPM*-ben lényegesen alacsonyabb, mint a *mPM*-ben és közel van a *mAM*-éhez. A páratartalom igen csekély, 1 g/kg nagyságrendű. A talajmenti inverzók a *cPM* téli keletkezési helyén különösen fejlettek. Az anticiklonok belsejében derült időjárás és a talajfelszín erős kisugárzása mellett a turbulens kicserélődés nem elégséges ahhoz, hogy a normális hőmérsékleti gradienst fenntartsa. A talajmenti rétegben izotermia vagy inverzió fejlődik ki; ennek a kifejlődése azután még jobban gátolja a turbulenciát, ami ismét az inverzió megerősödéséhez vezet. A talajmenti inverzió nagysága néha meghaladja a 20°-ot.

Az időjelleg a *cPM*-ben a Szovjetunióban télen túlnyomó részben felhőtlen, mérsékelt látással (párásság); néha *St* vagy *Sc* felhők lépnek fel vagy kisugárzási köd.

A visszatérő *cPM*, amely a távolabbi déli vidékről jön fel (Anatóliából, Iránból stb.) magasabb hőmérsékletű, gyakran hoz olvadást erős advekciós ködök kíséretében.

Szibériában a helyi *cPM* az anticiklonos keletkezési helyein rendkívü stabil rétegződésű. A talajmenti inverzió olyan fejlettséget ér el, hogy például

a Jakut-földön a hőmérséklet a Föld felszínén leszáll —70°-ig, sőt valószínűleg alább is (a téli »hidegpólus«) ; de ehhez a hegyrajzi viszonyok is hozzájárulnak, mert a lehült levegő semerre sem tud lefolyni. A magasabb rétegekben a talajmenti inverzió átmegy az anticiklonokra jellemző zsugorodási inverzióba. A távoli tengermellék déli részeire a szibériai *cPM* a szárazföld belsejéből már mint hideg-tömeg érkezik meg. A *cPM* hőmérséklete a 700 mb felület magasságában Habarovszkban és Vladivosztokban télen egyforma (kb. —32°) ; de az 1000 mb-os felületen Vladivosztokban a hőmérséklet 6°-kal magasabb, mint Habarovszkban (—19° illetve —25°). A vladivosztoki téli sárkányfelszállások eredménye arra mutat, hogy az alsó 1000 méterben a száraz adiabatához közeleső hőmérsékleti gradiens van, azaz a rétegződés erősen labilis. Ennek ellenére a konvekciós felhőzet nem tud kifejlődni ; csak néha lehet látni kisebb gomolyos felhőcsomókat. Világos, hogy ennek a jelenségnek az okát a levegő nagy szárazságában kell keresni.

A fajlagos nedvesség a *cPM*-ben Vladivosztokban és Habarovszkban majdnem azonos és igen csekély (0,4—0,5 g/kg), a melegedés folyamán a levegő még távolabb kerül a telítettségi állapottól.

Ha a téli szibériai *cPM* egész Pekingig eljut, még tovább melegszik, például alsó rétegében —9°-ig ; páratartalma azonban az eredeti marad.

c) Példa

Példaképen közöljük a meteorológiai elemek értékeinek téli átlagos eloszlását a függélyes mentén *cPM*-ben Novoszibirszkben, a Szovjetunió európai részének közepe táján (Moszkva-Szmolenszk) és az európai kontinens nyugati vidékén :

p	Novoszibirszk					Moszkva—Szmolenszk					Nancy—Frankfurt				
	Φ	T	s	Θ	Θ	Φ	T	s	Θ	Θ'	Φ	T	s	Φ	Θ'
1000	—	—28°	0,4	—28°	—27°	—	—17°	1,0	—17°	—15°	—	— 6°	2,0	—16°	0°
900	750	—22°	0,6	—14°	—13°	800	—14°	1,0	— 6°	— 4°	800	— 9°	1,5	— 1°	3°
800	1600	—22°	0,6	— 6°	— 4°	1650	—16°	1,0	1°	3°	1650	—20°	0,7	8°	10°
600	3650	—32°	0,3	6°	6°	3700	—32°	0,4	6°	7°	3800	—25°	0,5	14°	16°
500	4900	—40°	0,2	12°	12°	4950	—41°	0,2	10°	11°	5100	—34°	0,2	19°	20°

Figyeljük meg az inverziót 1000 és 900 mb között Novoszibirszkben és Moszkvában, valamint a felette következő izotermiát Novoszibirszkben. Szembetünő a fajlagos nedvesség igen alacsony értéke és növekedése a magassággal Novoszibirszk felett (900 és 800 mb).

d) Nyári tulajdonságok

Nyáron a szárazföldi poláris levegő a kontinensek északi vidékeiről származik rendszerint az arktikus vagy a tengeri poláris levegő átalakulása révén. Amint a meleg szárazföld felett dél felé halad, fokozatosan felmelegszik, sőt elég alacsony földrajzi szélességen szárazföldi trópusi levegővé alakul át. Ezért a hőmérséklete széles határok között változik. Közép-Európában és Moszkva környékén a nyári *cPM*-nek általában igen magas a hőmérséklete, megközelíti a *cTM* hőmérsékletét a földközeli réteg éjjelenkinti lehülésével. Fajlagos nedvessége elég alacsony, főleg, ha a levegő arktikus származású és nem tett meg hosszú utat nyílt vízfelület felett. Közép-Európában még nyár

közepén sem haladja meg a földközeli rétegben a 8—9 g/kg értékét és általában 2 g/kg-mal alacsonyabb, mint a trópusi levegőben. A Szovjetunió európai részének közepén még ennél is alacsonyabb. A rétegződés az alsó szintekben eléggé labilis, főleg nappal és ez a labilitás északról dél felé növekedik. A kicsapódási szint aránylag magasan van, a felhőmennyiség általában nem nagy, de amint az instabilitás fokozódik, a konvekció következtében *Cu* humilis képződik, sőt kisebb mértékben *Cu* congestus is ; jellemző még az *Ac*, részben lenticularis és castellatus. Néha gyenge zivatar is kitör ; éjjel kisugárzási köd képződhet. A látás elég gyenge (10 és 1 km között).

A *cPM* hőmérsékleti viszonyai nyáron a Szovjetunió európai területe felett az alábbi táblázattal jellemezhetők amely a moszkvai *napi közepes hőmérsékletet* tartalmazza (B. P. Aliszov szerint) ; fel van tüntetve benne a friss *cPM*, a visszatérő *cPM* és a *cTM* :

	Friss *cPM*	Visszat. *cPM*	*cTM*
Május	13°	18°	—
Június	16°	20°	24°
Július	20°	22°	26°
Augusztus	16°	21°	26°
Szeptember	11°	16°	20°

A nyári *cPM* a Szovjetunió területe felett főleg helyi labilis levegőtömegként jelenik meg. A felhőzete túlnyomóan konvekciós jellegű, azonkívül a zivataros tevékenység is igen heves lehet benne. Még a visszatérő *cPM*-ben is a felhőzet kizárólag konvekciós jellegű, nem ritkán *Cu congestus*. A fajlagos nedvesség az *cPM*-ben nyáron Moszkva környékén 8—10 g/kg, a visszatérő *cPM*-ben 9—12 g/kg.

e) Példa

Példaképpen közöljük az *cPM* tulajdonságainak eloszlását a függélyesben nyáron a Szovjetunió európai területének középső övezete felett (Moszkva—Szmolenszk) :

p	Φ	T	s	Θ	Θ'
1000	—	17°	7,4	17°	42°
900	900	16°	7,0	25°	50°
800	1850	9°	5,1	28°	44°
700	2900	2°	3,5	32°	43°
600	4100	— 5°	2,2	38°	44°
500	5500	—14°	1,1	43°	47°

4. A tengeri trópusi levegő

a) Származása

A trópusi légtömegek képződésének legfontosabb és »legszabályosabban működő« keletkezési helyei a szubtrópusi övezet tengerei ; ezek az ú. n. szubtrópusi anticiklonok. Ezekben alakul ki a tengeri trópusi levegő, amely aztán innen mind a mérsékelt földrajzi szélességek, mind az Egyenlítő felé terjeszkedik. Utóbbi esetben passzát szél a neve.

A tengeri trópusi levegőtömegek Európához legközelebb eső keletkezési helye az Atlanti-óceán északi felének szubtrópusi vidékein van az Azori-

szigetek körzetében ; régen ismert tény, hogy ezen a területen többé-kevésbbé állandó anticiklonok vannak. Az éghajlati térképeken az Azori-szigetek közelében magas légnyomású terület központját találjuk (az azori anticiklonét), amely különösen az év meleg szakában fejlődik ki erősen. Ebből azonban nem következik, hogy ezen a vidéken mindig egy és ugyanazon anticiklon van jelen. Az anticiklonok a poláris levegő friss tömegével, a magasabb földrajzi szélességű helyekről időnként újból és újból erre a vidékre vonulnak, itt azonban megállapodnak és kifejlődnek, miközben megerősítik vagy felváltják a már előbb ott levő anticiklont. A poláris levegő eközben átalakul trópusi levegővé.

A tengeri trópusi levegő másodrendű, főleg nyári keletkezési helye a *Földközi-tenger*.

Az azori anticiklon északi szakaszából kitörő tengeri trópusi levegő és az Atlanti-óceán magasabb szélességeiről érkező tengeri poláris levegő között állandóan megújuló főfrontok vannak, úgynevezett poláris frontok. A Nyugat-Európába érkező ciklonok túlnyomó nagy része éppen az atlanti poláris frontokon fejlődik ki. A trópusi levegő ezekkel a ciklonokkal benyomulhat az Atlanti-óceánról a Biscayai-öblön át Európa területére erős, néha viharos nyugati és délnyugati szelekkel (64. ábra). Egyes alkalmakkor még a Szovjetunió nyugati részeit is eléri. Valamivel gyakoribb a *mTM* betörése a Szovjetunió területére a Földközi-tenger medencéje felől.

Az USA-ba a tengeri trópusi levegő a *csendes-óceáni (honolului)* szubtrópusi anticiklonból nyomul be, de többször az azori anticiklonból is, amikor az utóbbi közepes helyzetéből erősen eltolódik nyugati irányba. Abban az esetben, ha a nagy légnyomás a Mexikói-öbölre is kiterjed, a *mTM* ebből a körzetből lép az USA területére, mint amely legközelebb van a szárazföldhöz.

A csendesóceáni *mTM* télen Ázsia délkeleti részeire hatol be, de nyáron többször elárasztja a Távol-Kelet magasabb szélességű helyeit is egész a Szovjet-tengermellékig.

Amint a trópusi levegő észak felé mozog, a hidegebb poláris légtömegek gyorsan felfelé szorítják — ez a ciklonok okkludálási folyamata — és további útját észak felé már a magasabb légrétegekben folytatja, ahol fokozatosan »átalakul«, vagyis a hőmérséklete megváltozik, a sugárzási energia leadásával alkalmazkodik az áramlás új körülményeihez, míg végül poláris levegővé alakul át. Más részről, a poláris fronton ciklon-családok képződésének eredményeként, a poláris levegő lejut a szubtrópusi övezetbe, újjáalakítja vagy megerősíti az ott levő anticiklont és átalakul benne trópusi levegővé.

b) Általános tulajdonságok

A tengeri trópusi levegő, amíg a keletkezési helyén van — a szubtrópusi anticiklonban — alulról hőt vesz fel és megtörténik, hogy hőmérsékleti egyensúlya labilissá válik. Igaz, hogy az anticiklonban uralkodó lesiklás gátolja kialakulását és 1—2 km magasság felett a *mTM*-ben inverziók alakulnak ki, amelyek a konvekciót megakadályozzák. *Amint azonban a mTM északkelet felé mozog* a szubtrópusi anticiklon északi szegélyén a tengeri trópusi levegő melegtömegként tűnik fel : az útja ugyanis nemcsak a magasabb szélesség felé vezet, hanem az óceán felszíni hőmérsékletének gradiense irányában is. Ezért alulról fokozatosan hűl és ez növeli rétegződésének stabilitását. Mint tipikus melegtömeg a *mTM* nagyfokú vízszintes egyneműségével tűnik

ki. Ugyanazon évszakban a különböző esetekben a tulajdonságai csaknem teljesen egyenlőek.

A kelet felé áramló *mTM* alsó rétegének hőmérséklete és a tenger felszíni hőmérséklete közötti különbség az előzők alapján mindig pozitív. A tengeri poláris levegő (hidegtömeg) hőmérsékletének különbsége ezzel szemben a tenger felszíni hőmérsékletéhez képest mindig negatív. Ezért a különbség előjele alapján, akármilyen kicsiny is maga a különbség (néha csak néhány tizedfokos), fel lehet ismerni az óceán felett a levegő származását. A szárazföld felett ez a módszer nem alkalmazható, mert a földközeli léghőmérséklet nem reprezentatív és a talaj felszínének hőmérséklete még kevésbbé. Meg kell jegyezni, hogy a rétegződés eltérő jellege miatt a *mTM*-ben a hőmérséklet (és nedvesség) kis ingadozásai az óceán felett sokkal gyengébbek, mint a *mTM*-ben (lásd a 72. ábrát).

Mindebből az következik, hogy lényeges különbség van a *mTM* tulajdonságaiban az anticiklon délnyugati és északkeleti része között. Az első melegebb és instabil egyensúlyú, a második alul hűvös és stabil rétegződésű és a kezdetben derült időjárása párássá, ködössé válik, réteges, gomolyos-réteg- és párnafelhőkkel, néha szitálással. Látjuk ezt az atlanti *mTM* példájából: az USA felett igen magas hőmérsékletű és eléggé labilis (nyáron még zivataros is), ahová az anticiklon nyugati szegélyéről kerül. Európába már valamivel hűvösebben érkezik, mint jellegzetes stabil légtömeg a kicsapódás megfelelő jelenségeivel.

Amíg a szubtrópusi anticiklonban kialakul és az azt követő vándorlása alatt a *mTM* a talajfelszíntől erősen nedvessé válik; a páratartalom átvitele felfelé nem jelentős, mert a turbulencia is csekély. Végeredményben a fajlagos nedvesség a magassággal gyorsan fogy $\left(\frac{\partial s}{\partial z} < 0\right)$ és elég nagy ahhoz, hogy a levegő konvektív instabilitását növelje. Ez tükröződik a levegő tulajdonságaiban az anticiklon nyugati részén, ahol a labilitás már enélkül is fennállott.

c) Tulajdonságok Nyugat-Európában

Az atlanti *mTM*, amint Európa felé halad az azori anticiklon északi pereme mentén, amint előbb is említettük, alulról hűl, alsó rétegeiben stabil hőmérsékleti egyensúly uralkodik és idők folyamán ezt a stabilitást még növeli. Európába télen is, nyáron is úgy érkezik, mint jellegzetes melegtömeg szembetűnő stabilitással (64. ábra); réteges felhőzet, szitálás és köd megszokott jelenségek. Az áramlás jellege még erős szél mellett is eléggé lamináris benne, mert a konvekció hiányzik. Az átlagos függélyes hőmérsékleti gradiens a *mTM*-ben 5 km magasságig kb. 0,55°/100 m; az alsó néhány száz méteren még jóval kisebb. Inverziók igen gyakoriak benne: a hőmérséklet 600 és 1000 m között különösen magas. A földközeli rétegben a *mTM* hőmérséklete ugyanazon szélesség alatt néha nagyon kevéssé különbözik a *mPM* hőmérsékletétől, de még tél közepén is eléri a 10—12 fokot nulla felett (64. ábra).

A *mTM* páratartalma Európában igen nagy: a fajlagos nedvessége a téli 7 g/kg értéktől a nyári 12 g/kg értékig ingadozik. A látás benne eléggé mérsékelt, elsősorban a rétegződés stabilitása miatt, amely a földközeli rétegekben kicsapódásra vezet (köd, szitálás). Ezenfelül a trópusi levegő, még az atlanti származású is, bizonyos mértékben poros, ami aztán meglehetősen

erős opalizáló homályosodást idéz elő. Ez a körülmény azzal magyarázható, hogy a Szahara homokját a passzát-szelek kiviszik messzire az óceán fölé, az azori anticiklon területére. Kiadós homokesőt lehet megfigyelni az Atlanti-óceánon a téli időszakban átlagosan egész a 36. délkörig, egyes esetekben pedig egészen a nyugati hosszúság 46. délköréig. A homokeső néha annyira bőséges, hogy pl. 1934. februárjában a Kanári szigeteknél egy hajónak olyan színe lett, mintha a »cementgyárból jött volna ki«, a látás pedig 350 méternyire csökkent.

A vízszintes látási távolság a *mTM*-ben Közép-Európában általában kisebb 4 km-nél, nagy részben 200 m és 4 km között. Ha azonban nincsen benne köd vagy párásság, akkor elérhet 15 km-t, sőt Észak-Európában még nagyobb értéket is.

d) Tulajdonságai más vidékeken

A *mTM* betörései a Szovjetunió európai területére azoknak a ciklonoknak gyorsan okkludálódó meleg részében megy végbe, amelyek a Fekete-tengerről vagy a Balkánról vonulnak észak felé (»déli ciklonális előretörések«); ezért a *mTM* jelenléte a Szovjetunióban rövid időtartamú. Ukrajnában télen is megnövelheti a hőmérsékletet 6—9 fokig. Többször nehéz eldönteni, hogy az a légtömeg, amely a Földközi-tenger keleti vidékéről (Levante) jön fel, túlnyomóan tengeri vagy éppen ellenkezőleg szárazföldi eredetű-e, minthogy a tenger által borított felszín ebben a körzetben jóval kisebb a szárazföldnél.

Az atlanti eredetű tengeri trópusi levegő az USA-ban tetemesen melegebb és nedvesebb, mint Európában. Télen földközelben a hőmérséklet benne 15—20° körüli az európai 6—10°-kal szemben; nyáron 30 fokos az európai 20 fokkal szemben. Fajlagos nedvessége télen az USA-ban 7—9 g/kg, míg Európában 6—7 g/kg, nyáron pedig 15—20 g/kg, míg Európában mindössze 9—12 g/kg. Különösen meleg és nedves az a tengeri trópusi levegőfajta, amely a Mexikói-öböl felől lép a szárazföldre. Minthogy ez a légtömeg közvetlenül kialakulása helyéről áramlik be az USA területére, még nem veszíthette el eredeti instabilitását, amelyet a meleg vízfelület felett szerzett, sőt nyáron az erősen áthevült talajfelszín felett még meg is növeli azt. Éppen ezért ennek a levegőfajtának az USA-ban jellemző tulajdonsága az erősen fejlett konvekció, sőt a zivatarosság. A hirhedt északamerikai *tornádókat* túlnyomó részben bennük lehet észlelni, aminél fel kell tételezni, hogy a frontok a tornádók képződésének csak katalizátoraiként (gerjesztőiként) szerepelnek.

A csendesóceáni *mTM* tulajdonságai Kaliforniában közel állanak az atlanti *mTM*-éhez Európában. A Csendes-óceán nyugati partja felé a *mTM* hőmérséklet és nedvesség szempontjából hasonlít az atlanti *mTM*-hez Észak-Amerikában. Nyáron feltűnő benne a hőmérséklet egyenletes vízszintes eloszlása a Fülöp-szigetektől Koreáig és Vladivosztokig. A hőmérséklete (kb. 25°) jelentékenyen magasabb, mint a *mPM*-ben a poláris fronttól északra (a különbség kb. 10°), de alacsonyabb, mint a *cTM*-ben Kína, Mandzsuria vagy a Bajkál-tó vidéke felett.

e) Példa

Példaképpen közöljük a *mTM* tulajdonságainak téli és nyári függélyes közepes eloszlását Nyugat-Európában, valamint, összehasonlításul az USA keleti és déli részein.

Észak-Németország

p	Télen					Nyáron				
	Φ	T	s	Θ	Θ'	Φ	T	s	Θ	Θ'
1000	—	9°	6,2	9°	28°	—	20°	8,9	20°	46°
900	850	5°	5,4	14°	30°	900	14°	7,5	23°	46°
800	1800	2°	3,7	20°	32°	1850	9°	6,2	28°	48°
700	2850	— 4°	2,2	25°	32°	2900	3°	4,6	33°	48°
600	4000	—12°	1,4	30°	34°	4100	— 4°	3,3	39°	50°
500	5500	—19°	0,8	38°	40°	5500	—11°	2,1	47°	54°

h, m-ben	Boston, télen			Broken Arrow, nyáron			Seattle, télen		
	T	s	Θ'	T	s	Θ'	T	s	Θ'
Felszín	14°	8,5	37°	30°	15,4	45°	13°	7,4	32°
1000	14°	6,5	41°	27°	12,3	72°	8°	5,7	35°
2000	14°	6,2	46°	20°	9,9	69°	2°	4,3	35°
3000	2°	4,6	45°	13°	8,2	66°	—2°	2,9	36°
4000	—4°	2,9	46°	7°	5,4	63°	—	—	—
5000	—	—	—	2°	3,5	63°	—	—	—

Broken Arrow 36°N és 95,8°W; Seattle 47,6°N és 122,3°W.

5. *A szárazföldi trópusi levegő*

a) Keletkezési helyek

A szárazföld felett a trópusi levegő kialakulása gyakran elmosódó gyenge, alacsony nyomású légköri képződmények területén megy végbe, valamint vonuló anticiklonokban, amelyek távolról sem olyan állandó képződmények, mint az óceán feletti anticiklonok. A szárazföldi trópusi levegő fő keletkezési helyei a keleti félgömbön — Afrika északi vidékei és Arábia.

Ázsia déli része felett, a monszun-cirkuláció övezetében, nincsenek meg a megfelelő körülmények tartós anticiklonok kialakulásához, amelyek a *cTM*-nek keletkezési helyéül szolgálhatnának. Télen ezeket a területeket átfújja a téli monszun szárazföldi poláris levegője, amely fokozatosan átalakul ekvatoriális levegővé. A levegő melegedése kezdetben adiabatikusan történik Dél-Ázsia magas hegygerinceiről való leereszkedése közben, később pedig miközben a meleg talajfelszín felett halad tova. Ez a levegőfajta India felett nagyon száraz ($s = 4$—6 g/kg, $f \approx 30\%$ földközelben). Nyáron a tengeri monszun sok nedves ($s \rightarrow 20$ g/kg-ig) ekvatoriális levegőt szállít Ázsia déli részei fölé. A monszun-levegő tulajdonságaira még visszatérünk a VII. fejezetben. A meleg évszakban a trópusi levegő keletkezési helyei kiterjednek a szárazon a mérsékelt övezet déli körzetéig, főleg Nyugat-Európa déli felére, különösen a Balkánra, Kis-Ázsiára, Ukrajna déli kerületeire, a Kaukázusra, a Volga alsó folyására, Kazahsztánra, a középázsiai köztársaságokra, Mongóliára és Észak-Kínára. A nyugati féltekén *cTM* télen nem alakul ki: Mexikó és Közép-Amerika magas fennsíkot alkot, amely télen tetemesen lehűl, amiért a felettük levő légtömegek is elég hidegek maradnak. Nyáron azonban *cTM* ki tud alakulni úgy Mexikó felett, mint az USA déli vidéke felett is.

A *cTM* keletkezési helyeinek kiterjeszkedése észak felé a nyári időszakban a szárazföld, főleg pedig a puszták és szteppék igen erős felmelegedésével magyarázható. Télen viszont a *cTM*-nek ezeken a nyári keletkezési helyein már *cPM* tömegei alakulnak ki.

b) Tulajdonságai Közép-Európában

Közép-Európában a hideg évszakban a szárazföldi trópusi levegő tulajdonságai kevéssé különböznek a tengeriétől; nyáron melegebb és viszonylagosan szárazabb, mint a tengeri trópusi levegő. A főnös melegedés hozzájárulása miatt a szárazföldi trópusi levegő Közép-Európában az év bármely napján és szakában a hőmérséklet abszolút maximumát hozza.

A szárazföldi trópusi levegőben átlagosan nagyobb függélyes hőmérsékleti gradienst találtak Közép-Európában, mint a tengeri trópusi levegőben. Azok a szárazföldi trópusi légtömegek, amelyek a meleg évszakban Észak-Afrikából törnek be Közép-Európába a Földközi-tengeren át, teljesen labilis rétegződésűek (függélyes hőmérsékleti gradiensük kb. 0,8—0,9°/100 m); ezzel magyarázható többek között az a bőséges csapadékmennyiség, amely a Földközi-tengerről felvonuló ciklonokban hull.

A szárazföldi trópusi levegő jellegzetes felhői Közép-Európában a magas gomoly, *Ac*, főleg *Ac* lenticularis. A szárazföldi trópusi levegő szennyezettsége persze nem kisebb, hanem nagyobb, mint a tengerié. De a köd nem ér el a szárazföldi trópusi levegőben olyan erős fejlettséget, mint a tengeriben és a látás rosszabbodása sem olyan nagymértékű. A közepes látás a szárazföldi trópusi levegőben Közép-Európában mégis nagyjából olyan, mint a tengeriben, vagyis 4 km alatt van. A szárazföldi trópusi levegőben a homályossági tényező, mint tudjuk, nagyobb, mint bármely más fajtájú légtömegben; ugyanez vonatkozik az opalizáló homályosodás nagyságára is.

c) Tulajdonságai a Szovjetunióban

A Szovjetunió európai részén a szárazföldi trópusi levegő sokkal gyakrabban található, mint a tengeri. Télen a trópusi levegő csak a délibb körzetekből, főleg Kis-Ázsiából juthat az Unióba és ezekben az esetekben nem lehet mindig pontosan megállapítani, hogy az a levegő tényleg szárazföldi vagy földközitengeri-e. A meleg évszakban viszont a szárazföldi levegő a Szovjetunió területén helyi légtömeg. Ott alakul ki a Szovjetunió európai területének déli részén transzformáció útján a szárazföldi poláris levegőből. Ezzel kapcsolatban a Szovjetunió európai részének déli vidékein nyáron háromszor annyi hidegfront vonul át, mint melegfront: a poláris levegő felváltása trópusi által igen gyakran front nélkül történik meg, folyamatos átalakulás útján. Hasonló a helyzet Közép-Ázsiában is.

Az átalakulás a Szovjetunió európai területének déli részén azokban a nagynyomású képződményekben megy végbe, amelyek nyugatról keletre vonulnak át Európa déli felén. Közép-Ázsia felett a trópusi levegő kialakulása nagykiterjedésű, mérsékelten alacsony nyomású, elmosódó képződményekben játszódik le, amelyekben gyenge szél uralkodik. Ezekhez a képződményekhez lehet kapcsolni legalább is részben a légtömeg monszunos, termikus eredetét. A Szovjetunió feketetengeri partjain a meleg évszakban (május—szeptember) a napok 30—40%-ában trópusi levegő van jelen, míg Moszkvában kb. 5%. Egyes évek különösen forró hónapjaiban (1936. júniusa és júliusa, 1938. augusztusa) a trópusi levegő gyakorisága Moszkvában is megnő 30—40%-ig.

Moszkvában a *cTM* napi közepes hőmérséklete májustól—júliusig 3—4 fokkal magasabb, mint a visszatérő *cPM*-é és 10—12 fokkal magasabb, mint a *mPM*-é. Jaltában a trópusi és a tengeri poláris levegő hőmérséklete közötti különbség kisebb: csak 4—5°. Augusztusban, amikor a poláris levegő hő-

mérséklete Moszkvában már csökkenőben van, a trópusi levegő hőmérséklete még tovább növekedik és a különbség még nagyobb lesz. A legmagasabb napi közepes hőmérséklet Moszkvában trópusi levegőnél augusztusban 28° ; a napi maximum nyáron jelentékenyen meghaladhatja a 30°-ot is főleg a Szovjetunió európai részének déli kerületeiben. A trópusi levegő júliusban még az északi övezet állomásain is kialakít 29—30 fokos nappali hőmérsékletet, ha az ég derült, de még borus idő esetében is mérnek benne 24—25 fokot.

Az ekvivalens-potenciális hőmérséklet a szárazföldi trópusi levegőben Moszkvában minden magasságban 15 fokkal melegebb, mint a *mPM* vagy az *AM* azonos hónapokban : Jaltában a különbség földközeli értéke kb. 12°.

Meg kell emlékezni a *cTM* a Szovjetunió területén mért páratartalmáról is. A Volgához Közép-Ázsiából érkezik a ciklonok meleg szektoraiban, amint azok délkeletről felvonulnak és ilyenkor a levegő nedvessége 10—12 g/kg. A relatív nedvesség ennél általában nem nagyon magas, mert a levegő igen meleg. Jaltában a fajlagos nedvesség trópusi levegőben (amely legtöbbször helyi vagyis félig tengeri eredetű) májustól augusztusig 8,5—12 g/kg között mozog, míg *AM*-ben vagy *mPM*-ben csak 4—9 g/kg érték között. Moszkvában májusban 8 g/kg, júliusban (maximum) 13 g/kg, augusztusban 10 g/kg, vagyis jelentékenyen több, mint a *cPM*-ben vagy *mPM*-ben és kicsivel több, mint a visszatérő *cPM*-ben. Az északafrikai trópusi levegőben Közép-Európában a fajlagos nedvesség nyáron szintén elég nagy : 9—11 g/kg.

A nyári szárazföldi trópusi levegő a Szovjetunió európai terület felette rétegződését tekintve eléggé instabil egyensúlyú, ennek következtében konvekciós felhőzete van, legalább is szép idő gomolyfelhők (65. ábra) képződnek benne, de néha zivatarok is. Jellemző reá nézve az *Ac* lent. Eredeti nedveslabilitási energia-készlete, amelyet még képződési helyén szerzett, nagy, de az alatta levő talajfelszín a Szovjetunió európai részének nemcsak déli, hanem közepes szélességen fekvő kerületeiben is ugyancsak erősen átmelegedett állapotban van. Ezért a *cTM* észak felé áramlása közben is *instabil légtömeg marad*. N. P. Buzov kimutatta, hogy, amikor a *cPM* észak felé vonul nyáron és eközben egész kevéssé le is hűl, feltéve, hogy az áramlása szárazföld felett történik, a konvekció kifejlődése még könnyebbé válik benne, mert hiszen a kis lehűlés miatt a levegő közeledett a telítési állapothoz és ilyenkor a konvekció létrejöttéhez elégséges a nedves-adiabata szerinti gradiens is. Ősszel és tavasszal a szárazföldi trópusi levegő észak felé mozgása közben a Szovjetunió területén annyira lehűl, hogy legtöbbször a stabilitás jellegzetességeit lehet észlelni benne : ködöt, rétegfelhőket és szitálást.

A homályossági tényező értéke a szárazföldi trópusi levegőben mindig nagyobb, mint bármely másfajtájú légtömegben ; ugyanez vonatkozik természetesen az opalizáló homályosodás mértékére is. Az Unió európai területén, főleg délkeleten, a középázsiai származású szárazföldi trópusi levegőben a lősz-por okozta homályosság olyan erős lehet, hogy a vízszintes látás távolságát pár kilométerre csökkenti.

A szerzőnek alkalma volt ilyen finom porral szennyezett levegőt megfigyelni Pjatigorszkban a nyári hónapok folyamán keleti szél esetén. Ilyenkor a homályosság már elveszti opalizáló jellegét : színezete inkább tejes-szürke. A Szovjetunió délkeleti vidékein »pomoha« néven ismeretes jelenség, amely népiesen »száraz ködöt« és »porharmatot« jelent, tipikus jelensége a szárazföldi trópusi levegőnek. Még erősebb a látás romlása száraz homályosodás következtében a szárazföldi trópusi levegő olyan keletkezési helyén, mint

Közép-Ázsia és Kazahsztán. Itt a száraz homályosodás a köd sűrűségét is elérheti.

d) Példa

Példaképpen közöljük a *cTM* tulajdonságainak függélyes eloszlását Kelet-Európa felett télen és nyáron, valamint az USA felett nyáron:

Tél

	Észak-Németország					A Szovjetunió európai részének középső szakasza				
	Φ	T	s	Θ	Θ'	Φ	T	s	Θ	Θ'
1000	—	6°	5,5	6°	22°	—	—	—	—	—
900	850	5°	5,5	13°	22°	—	—	—	—	—
800	1800	1°	4,2	20°	32°	—	3°	3,4	15°	26°
700	2850	— 6°	2,7	24°	32°	—	—10°	2,0	19°	24°
600	4000	—11°	1,8	31°	36°	—	—15°	1,4	26°	30°
500	5400	—19°	1,1	38°	41°	—	—23°	0,8	32°	35°

Nyár

p	Észak-Németország					A Szovjetunió középső övezete					Ellendale			
	Φ	T	s	Θ	Θ'	Φ	T	s	Θ	Θ'	z	T	s	Θ
1000	—	21°	11,6	21°	57°	—	—	—	—	—	Felsz.	27°	11,3	62°
900	900	17°	8,7	27°	54°	900	23°	9,3	32°	62°	1000	28°	8,0	60°
800	1850	11°	6,6	29°	52°	1900	15°	7,2	34°	58°	2000	22°	6,1	59°
700	2925	3°	4,6	32°	49°	3000	6°	4,5	36°	51°	3000	15°	4,6	59°
600	4125	— 4°	2,9	39°	49°	4200	— 1°	3,0	42°	52°	4000	6°	3,3	56°
500	5500	—12°	1,6	46°	51°	5000	—10°	1,6	48°	54°				

V. FEJEZET

FRONTOK

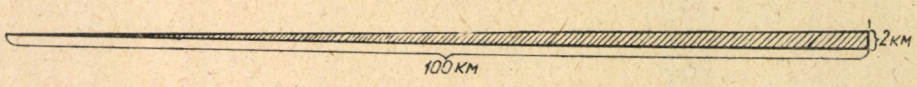
39. §. A légköri frontok általános értelmezése

1. A front meghatározása

Frontnak nevezik a troposzféra két légtömege közötti átmeneti zónát, amelyet horizontális irányban a meteorológiai elemek értékeinek éles megváltozása jellemez.

Tekintettel arra, hogy az ilyen átmeneti zóna a légtömegek horizontális méreteihez képest nagyon kisszélességű, közelítőleg felületnek vehető és a frontot mint két légtömeg közötti *választófelületet* határozhatjuk meg. Ugyancsak »front« elnevezést visel az említett választófelületnek a földfelszínnel alkotott *metszésvonala* is. A megfogalmazásból már rendszerint világos, hogy magáról a választófelületről, vagy annak a földfelszínnel alkotott metszésvonaláról van-e szó. Azokban az esetekben, amikor ez nem világos, a *frontfelület* és a *front* kifejezéseket kell alkalmazni.

A frontfelületek a Föld felszínéhez viszonyítva úgy hajlanak, hogy a hideg levegő a meleg alatt fekszik, ék formában, a földfelszínnel hegyes szöget alkotva; a frontfelület hajlásának, vagyis a hajlásszög tangensének nagyságrendje pedig 0,01—0,001. Ez azt jelenti, hogy a frontfelület lejtése közel áll a vízszinteshez. Ha a front vonalának normálisa mentén, a hideg levegő irányában, 100 km-es távolságra megyünk, a frontfelület néhány száz



87. ábra. 1/50-ed hajlású frontfelület profilja. A méretek mind a vízszintes, mind a függőleges tengelyen azonosak

méternyi magasságban lesz a fejünk felett. A frontfelület függőleges metszetben csak úgy ábrázolható, ha a függőleges léptéket a vízszintes lépték sokszorosaként vesszük fel, vagyis a front hajlásszögét az ábrán 20—30°-kal ábrázolják néhány perc helyett. A 87. ábra a frontfelületet vízszintes és függőleges irányban azonos léptékben ábrázolja, a front hajlásszöge ebben az esetben 0,02.

2. Front és frontális tömeg

Frontról beszélünk, ha az átmeneti zóna szélessége a vízszintes síkban nem haladja meg a néhány tíz km-es nagyságrendet. Ebben az esetben a szokásos léptékű szinoptikus térképen a front nagyobb hiba nélkül vonallal

ábrázolható. Az átmeneti zóna függőleges kiterjedése néhány tíz vagy száz méter, annak megfelelően, amit a front hajlásáról fentebb mondottunk.

Néha előfordulnak sokkal szélesebb átmeneti zónák is, melyeknek szélessége eléri a többszáz kilométeres nagyságrendet. Ezeket nem frontoknak, hanem *frontális tömegeknek* nevezik. A frontális tömeg már megközelítőleg sem képzelhető el felület formájában. A szinoptikus térképen ezt nem vonal tünteti fel, mint a frontot, hanem egy eléggé széles sáv.

A frontális tömeg szélessége mégsem haladhatja meg a 100 km-es nagyságrendet. Arról van szó, hogy a hőmérséklet horizontális különbsége két légtömeg között (pl. a trópusi és poláris levegő között) 10°-os nagyságrendű. Ha az átmeneti zóna szélessége 1000 km, akkor abban a hőmérséklet horizontális gradiense 100 km-ként 1°. Ilyen horizontális hőmérsékleti gradiens azonban azonos légtömegen belül is lehetséges, tehát az említett szélességű átmeneti zóna elveszti átmeneti jellegét.

A légtömegre, frontális tömegre és frontokra a következő (méterekben kifejezett) nagyságrendek érvényesek:

	Légtömeg	Frontális tömeg	Front
Hosszúság	10^6	10^6	10^6
Szélesség.....	10^6	10^5	10^4
Magasság (vastagság).....	10^4	10^3	10^2

A troposzférában mindig előfordul, hogy a frontális tömeg fronttá »élesedik« és fordítva, a frontok frontális tömeggé »mosódnak el«, a frontális tömegek újra keletkeznek, majd teljesen elmosódnak. A továbbiakban elsősorban a kiélesedett frontokról fogunk beszélni, feltételesen használva ebben az esetben a »felület« és a »vonal« kifejezéseket.

3. *A frontok típusai*

Az általános légkörzésben játszott szerepnek megfelelően megkülönböztetünk:

1. Főfrontokat, vagyis olyan választófelületeket, amelyek két eredeti légtömeget különítenek el.

Ide tartoznak: 1. az arktikus és poláris levegő közötti *arktikus* front; 2. a poláris és trópusi levegő közötti *poláris* front; 3. a trópusi és egyenlítői levegő közötti *trópusi* front. Különösen fontosak az időjárás nem periódikus változásainak szempontjából a mérsékelt szélességeken a poláris frontok.

2. Másodlagos frontokat, vagyis az eredeti légtömegen belül kialakult olyan választófelületeket, amelyek a vízszintes irányban elegendő nagyságot elért inhomogén tulajdonságok következtében jönnek létre. Másodlagos front észlelhető pl. az artikus levegőn belül, ha elkülönítjük annak »frissebb« részét a már aránylag transzformáltabb »öregebb« részétől. Pl. a szárazföldi eredetű (poláris) és tengeri eredetű poláris levegő között kialakult okkluziós frontra is ráillik a másodlagos front meghatározása. A süllyedés (zsugorodás) inverziós felületre is ugyanilyen frontnak tekinthető, csakhogy ez a földfelszínhez képest aránylag kis hajlást mutat.

Az áthelyeződés irányát tekintve a másik metszetben a frontok két csoportra oszthatók :

1. A hideg levegő irányában mozgó *meleg front.*
2. A meleg levegő irányában mozgó *hideg front.*

Végül osztályozhatók a frontok a front mentén történő cirkuláció, vagyis a *frontális mozgás jellege szerint* is. Itt a következő típusokat különböztetjük meg :

1. Felsikló front (anafront), amikor a meleg levegő a frontfelület fölött felfelé irányuló mozgást végez.

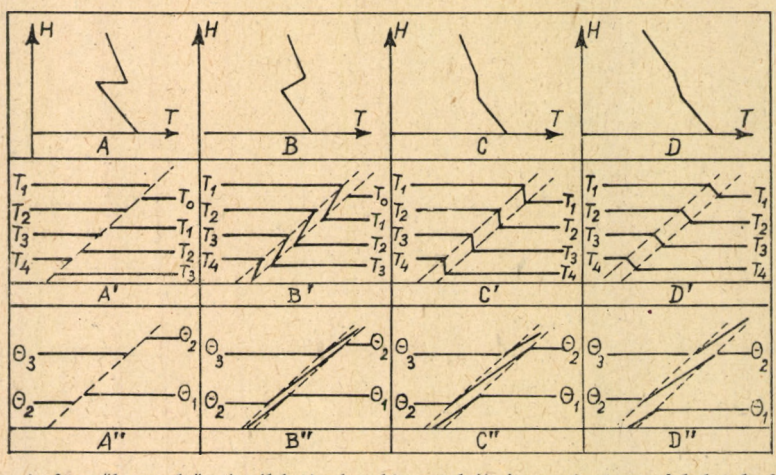
2. Lesikló front (katafront), ha a meleg levegő a frontfelület fölött lefelé irányuló mozgást végez.

Elméletileg lehetséges még *stacionárius front*, ennek a kifejezésnek azonban különböző értelmet tulajdonítanak. Stacionárius fronton rendszerint *mozdulatlan* frontfelületet értenek, amely tehát sem meleg, sem hideg frontnak nem tekinthető. Néha így nevezik azokat a frontfelületeket is, ahol a frontmenti *függőleges irányú mozgás* hiányzik, vagyis mindkét légtömeg tiszta horizontális mozgást végez, tehát se nem anafront, se nem katafront. A stacionárius front egyik és másik értelemben *nem mindig azonos.*

A légkör tényleges viszonyai között a stacionárius front ritkán fordul elő.

4. A meteorológiai elemek változása a front zónájában

Ha a frontot mint geometriai felületet fogjuk fel, akkor azon a meteorológiai elemek értékeit tekintve (a nyomás kivételével), szakadást találunk. A dinamikus meteorológiában a frontokat úgy tekintik, mint *szakadási felületeket.* Ha ilyen esetben a front áthalad az észlelési hely fölött, a meteorológiai elemek, mindenekelőtt a hőmérséklet, nedvesség, szél és nyomási gradiens értékeire *ugrásszerűen* megváltoznak.

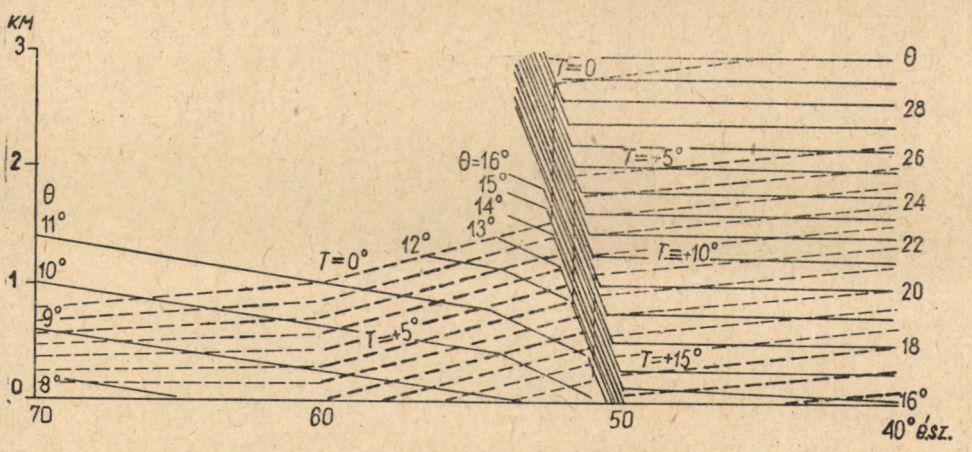


88. ábra. A függőleges hőmérsékleti eloszlás görbéi és az izoterm-felületek függőleges metszetei geometriai választófelület (*AA'*) és különböző erősségű valóságos frontok esetén

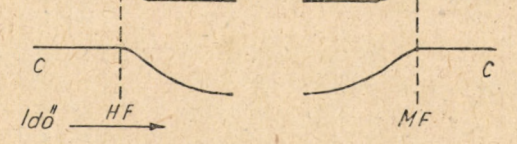
BB' — inverzió, *CC'* — izotermia, *DD'* — kisebb mértékű hőmérsékletcsökkenés.

A valóságban, mivel a frontnak kiterjedése (szélessége) van, a frontot nem a szakadás, hanem a hőmérséklet, a nedvesség, a szél *horizontális gradienseinek megnövekedése* és rendszerint a horizontális nyomási gradiens *éles megváltozása* jellemzi. Frontátvonulás esetén az öníró műszerek nem mutatnak a szó szoros értelmében vett ugrást, hanem a meteorológiai elemek menetében *többé-kevésbbé gyors és jelentős változás* tapasztalható.

A 88. ábra bemutatja, hogyan mennek át az izoterm felületek a különböző erősségű geometriai választófelületeken. Az első esetben az izoterm felületek a front mentén nem törnek meg, a többi esetben az izoterm felületek megtartják folytonosságukat, csak a hideg levegőből a melegbe történő átmenetnél emelkednek magasabbra, emellett a frontálzónában közelednek

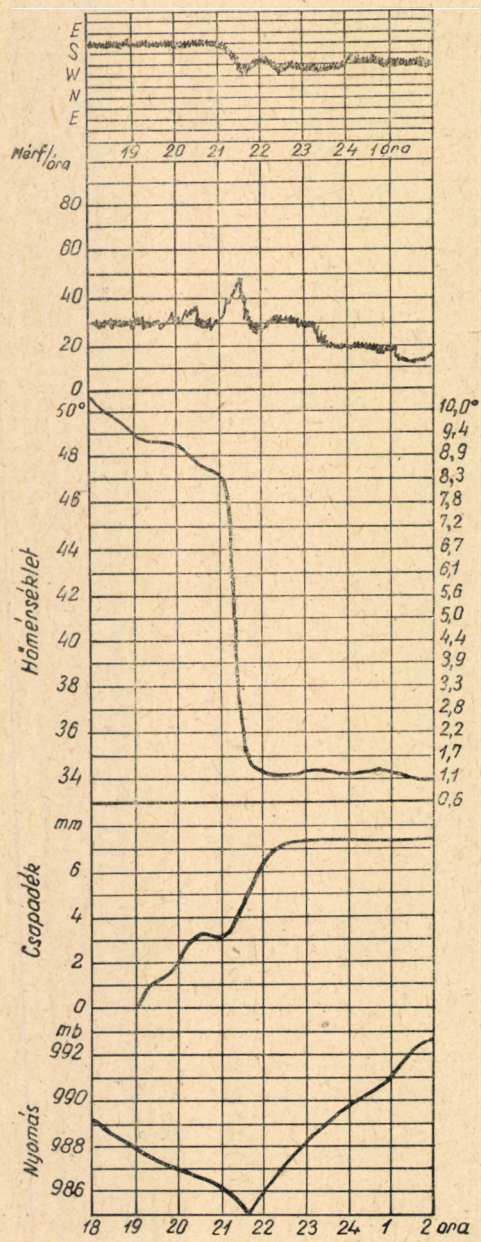


89. ábra. Az izoterm-izentrópikus (T — Θ) szolenoidok elhelyezkedése Európa felett 1923. október 10—11-én a 70°—40°-os délkörök közötti függőleges metszetben. A metszet átszeli a polár-frontot. Az izotermák a frontálzónában 5°-onként vannak feltüntetve



90. ábra. A hőmérséklet sematizált menete különböző erősségű frontok átvonulása esetén

egymáshoz. Ugyanígy megközelítik egymást a frontálzónában az izentrópikus felületek is. Ennek következtében az izoterm-izentrópikus szolenoiodok száma (sűrűsége) a frontálzónában lényegesen (tíz-, húszszorosan) nagyobb, mint bármelyik légtömegen belül. Ez látható a 89. ábrán, amely az izoterm-izentrópikus (T — Θ) szolenoidok eloszlását tünteti fel Európa felett, a 70—40° délkörök között, 1923. október 10—11-én.



91. ábra. Az öníró műszerek feljegyzései hideg front átvonulása alkalmával (Andover, 1925. február 11).

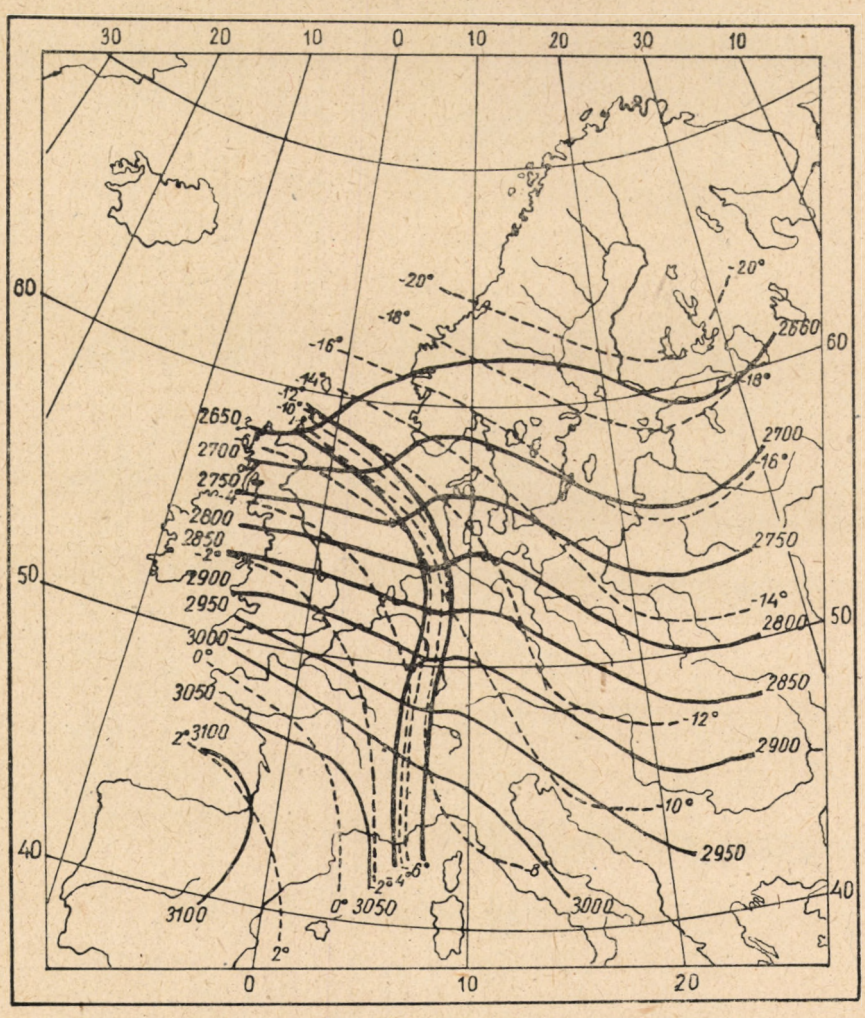
A hőmérséklet és nedvesség megváltozásának sebessége és erőssége frontátvonulás alkalmával meglepő lehet: a termográf írótolla pl. 20—30 perc alatt eshet vagy emelkedhet néhány fokkal. A szokásos léptékű időjárási térképen ilyen éles változást jelent, ha a hőmérséklet 50 km-es távolságon belül 10°-kal változik, vagy ha a szél 10—20 km-es távolságban *SE*-ről *NW*-re fordul.

Minél szűkebb a frontálzóna, minél nagyobb a légtömegek között a meteorológiai elemek értékeinek különbsége és minél gyorsabban mozog a front, annál élesebb a meteorológiai elemek menetében mutatkozó változás.

A frontok természetesen nem mindig olyan élesek, mint a fentemlített esetben. A meteorológiai elemek értékeinek térbeli megváltozása — nagy szélességű frontálzóna mellett — gyakran jelentéktelen. Ha ezenkívül a front még lassan is mozog, akkor a meteorológiai elemek menetében beálló helyi változás egyáltalában nem éles. Ha figyelembe vesszük, hogy a meleg levegő vízszintes irányban homogénebb, mint a hideg, érthető, hogy ilyen elmosódott frontok esetében az öníró műszerek feljegyzésein az átmeneti zónát a hideg légtömeghez kapcsolják, mint ezt vázlatosan a 90. ábra mutatja.

A meteorológiai elemek menetének frontátvonulás alkalmával bekövetkező tipikus példáját mutatja a 91. ábra.

Ha a frontfelület eléri egy meghatározott izobárfelület magasságát, akkor a frontot a magasban könnyű felismerni, feltéve, hogy az abszolút topográfia térképére rávezetjük ennek a felületnek a hőmérsékleti értékeit és megvonjuk az izotermákat. A front zónájában az izotermák közel esnek egymáshoz (92. ábra). Az egész levegőréteg közepes hőmérsékletét feltüntető relatív topográfia térképén a front nem mutatkozik ilyen élesen.



92. ábra. A 700 mb-os izobárfelület izohipszái és az izotermák 1935. február 15-én este. A vastag vonalak a frontálzónát határolják

5. A front izallobárikus mezeje

A fronttal természetesen az általa meghatározott izallobárikus mező is összefügg, amelyet a nyomási tendenciák segítségével előállított $\frac{\partial p}{\partial t}$ helyi nyomásváltozás jellemez. *Meleg* front esetében a *prefrontális területen nyomássüllyedést* találunk. A süllyedést elsősorban az okozza, hogy az észlelési hely fölötti levegőoszlopban a front közeledésekor a hideg levegő helyét meleg foglalja el. A nyomásnak ilyen advektív okból eredő süllyedése annál nagyobb, minél nagyobb a front áthelyeződésének sebessége, a frontfelület hajlása és a légtömegek hőmérsékleti különbsége. Másrészt a nyomás prefrontális süllyedése a ciklon elülső részében a magassági szél divergenciájával van kap-

csolatban (lásd 51.§). A nyomássüllyedésnek ez a »dinamikus« komponense azonban nem frontális jellegű, mivel a ciklon keletkezésével függ össze. Végeredményben a nyomássüllyedés területe kiterjed a front mögé is, a meleg levegő területére. A süllyedési terület *középpontja* (a legnagyobb negatív tendenciák területe) azonban a front előtt terül el. Az izallobárikus gradiensek itt világosan kifejezett konvergenciát mutatnak.

Hideg front esetén a meleg levegő helyébe érkező hideg levegő és a ciklon hátoldala felett végbemenő szélkonvergencia következtében a *postfrontális területen a nyomás növekszik.* Az izallobárikus gradiensek a nyomásnövekedés területén szétáramlást mutatnak.

Az izallobárikus mező a fronton megszakad. Ezt a következőképpen bizonyíthatjuk be. Jelöljük az egyéni nyomásváltozást a fronttal együtt mozgó koordináta rendszerben $\frac{dp}{dt}$-vel, a helyi változást a Földhöz kötött koordináta rendszerben pedig $\frac{\partial p}{\partial t}$-vel. A front dinamikus feltétele alapján (lásd 14. §) $p_1 = p_2$, vagyis a nyomásnak a fronton nincs szakadása, ahonnan

$$\frac{dp_1}{dt} - \frac{dp_2}{dt} = 0 \tag{1}$$

Az x tengely legyen merőleges a frontra és a front a Földhöz kötött koordináta rendszer ezen tengelyéhez képest mozogjon C_F sebességgel.

Alkalmazva a $\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + C_x \frac{\partial}{\partial x}$ Euler-operátort, (1)-ből kapjuk:

$$\frac{\partial p_1}{\partial t} - \frac{\partial p_2}{\partial t} + C_F \left(\frac{\partial p_1}{\partial x} - \frac{\partial p_2}{\partial x} \right) = 0, \tag{2}$$

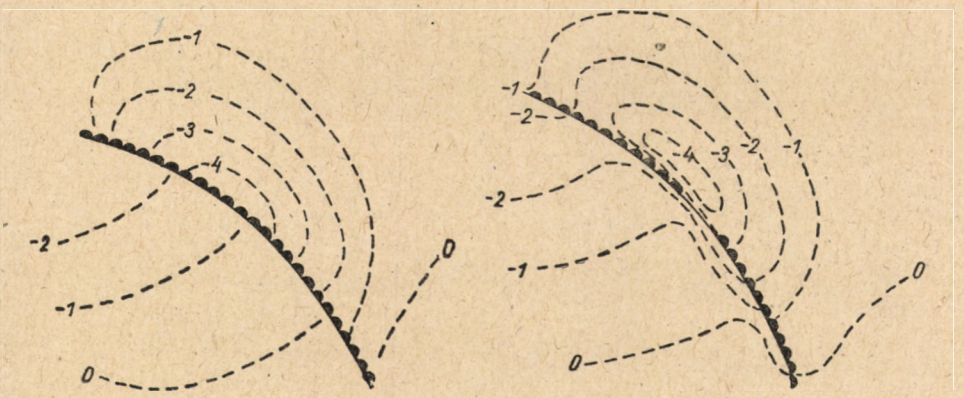
ahonnan a front sebességére a következő formulát kapjuk:

$$C_F = - \frac{\frac{\partial p_1}{\partial t} - \frac{\partial p_2}{\partial t}}{\frac{\partial p_1}{\partial x} - \frac{\partial p_2}{\partial x}}. \tag{3}$$

A formula nevezője zérustól különböző, mivel a nyomásgradienseknek a fronton szakadása van. A mozgó front C_F sebessége ugyancsak zérustól különböző érték. Ebből következik, hogy a számláló is zérustól különböző, vagyis a *fronton a tendenciák is szakadásosak.*

Ez a következtetés azonban szigorúan csak a $\frac{\partial p}{\partial t}$ *differenciálhányadosokra* teljesül. A térképen a $\frac{\Delta p}{\Delta t}$ háromórás időközre vonatkozó nyomási tendenciákat találjuk. Érthető, hogy a meleg front mögött nem messze fekvő pontokban, ahol a front átvonulása óta még nem telt el 3 óra, $\frac{\Delta p}{\Delta t}$ értéke nem zérus, hanem negatív lesz: itt a nyomás az utolsó 3 óra alatt csökkent, de annak nem egész tartama alatt, hanem csak az időköz első részében, addig,

amíg a front átvonulása meg nem történt. Ezért a süllyedés prefrontális területe a térképen magába foglalja a közvetlenül a front mögött fekvő keskeny zónát is, ahol a tendencia-értékek folytonosak lesznek ugyan, de abszolút értékük hamarosan nullára csökken. Megvonjuk a térképen az oválisalakú zárt izallobárokat is, amelyek a front mögött erős sűrűsödést mutatnak. Hasonló sűrűsödést mutatnak a pozitív tendenciák izovonalai a hideg front mögött, amelyeknek értéke a front vonala felé zérusra csökken.



93. ábra. A nyomási tendenciák szakadása a fronton (balra), jobbra ugyanez a szinoptikus gyakorlatban szokásos folytonos izovonalakkal

Ha figyelembe vesszük annak a térképnek a léptékét, amelyen a frontokat nem zónák, hanem vonalak tüntetik fel, a tendenciákat a fronton valójában megszakítva ábrázoljuk, amint ezt vázlatosan a 93. ábra szemlélteti. Az ábrázolásnak ez a módja azonban a gyakorlati munkában nem használatos.

A frontális izallobár-területekre még visszatérünk, amikor a meleg és hideg frontról fogunk beszélni.

6. *Front a szabad légkörben*

A szinoptikus térképen feltüntetett frontvonal a lejtős frontfelületnek a földfelszínnel való metszésvonalát jelenti. Az időjárási folyamatok szempontjából azonban az egész választófelület nagyfontosságú. Bennünket most a *frontfelületek* érdekelnek, ezek azonban nagy óvatosságot igényelnek a térkép analízisénél. A térképen feltüntetett front egyszerűen nemcsak szakadást jelent a hőmérséklet, vagy bármely más meteorológiai elem horizontális elosztásában. hanem *két légtömeg valóságos elválasztódását* is ábrázolja. A hőmérséklet és a többi meteorológiai elem eloszlásában a fronttól függetlenül is lehet szakadás. A Fekete-tenger körzetében jelentékeny hőmérsékletkülönbség alakul ki a tenger és a part felett fekvő levegő között. Ez a különbség ugyanazon légtömegen belül alakul ki, kizárólag a földfelszín helyi sajátosságainak hatására, amely csak az alsóbb légrétegekre terjed ki és nincs összefüggésben frontfelülettel. Ez az ú. n. »*álfront*«.

A valamennyi szinoptikus folyamat szempontjából jelentékeny frontfelületnek legalább a kondenzációs szintig kell kiterjednie. A poláris és arktikus légtömegek kiterjedése néhány kilométer, de néha a sztratoszféra magas-

ságába is felnyulnak. Ez egyúttal meghatározza a meleg és hideg levegőt elválasztó frontfelület magasságát is. A frontfelületeket aerológiai úton néha 6—8 km-es magasságig sikerül kimutatni, a közvetett aerológiai előjelek (felhőzet) sem jeleznek kisebb magasságot. Ha azonban a Föld felszínén szétterülő és messze délre kiterjeszkedő hideg légtömegről aerológiai metszetet készítünk, akkor a légtömeg és a front függőleges magassága kisebbnek adódik.

A meteorogrammon a front jelenlétét mindenekelőtt a hőmérséklet függőleges eloszlása tükrözi vissza. Azt várnók, hogy a meteorográf a frontfelületen történő áthaladásakor hőmérsékleti inverziót jelezzen. Ezzel szemben az esetek legnagyobb részében, amikor a frontfelület fölött meleg levegő helyezkedik el, nem találunk lényeges inverziót, hanem a frontot gyakran izotermia, vagy a hőmérséklet függőleges gradiensének csökkenése jelzi. Ez a frontálzóna szélességével van összefüggésben. A 88. ábrán látható, hogy jóllehet a meleg levegőből a hidegbe történő átmenetnél az izoterma-felületek lesüllyednek, elegendő széles frontálzóna esetében nem kaphatunk inverziót. A frontálzónában csak a termikus lépcső, vagyis az izoterma-felületek közötti függőleges távolság nagyobbodik meg, tehát a vertikális hőmérsékleti gradiens csökken.

Hozzáfűzzük még, hogy abban az esetben, ha a meleg levegő a frontfelületen felemelkedik: adiabatikusan lehűl; a frontfelület mentén tehát a meleg levegő hőmérséklete a magassággal ugyanezen törvény alapján csökken. A hideg levegőben pedig a frontfelület mentén a hőmérsékletcsökkenés rendszerint kisebb lesz. Ezért közvetlenül a front mellett a hőmérséklet különbsége a magassággal rendszerint nem növekszik, hanem csökken. Az a front tehát, amely a földfelszínen eléggé éles, az izotermia, vagy a csökkenő hőmérsékleti gradiens következtében a felső légrétegekben elmosódott zónának tünhet. Ezzel egyidejűleg a relatív nedvesség a frontfelület fölött magasabb lesz, mint alatta, mivel az emelkedő levegő a telítettségi állapotához közeledik.

Más lesz a helyzet, ha a meleg levegő a frontfelület mentén leszálló mozgást végez. A leszálló meleg levegő adiabatikusan még jobban felmelegszik, ezért a frontfelületen áthaladva éles hőmérsékleti inverziót és csökkenő relatív nedvességi értékeket találunk.

Az aerológiai észlelésekből megszerkeszthető a fronthajlása is. Ha több olyan állomásunk van, amelyek a front vonalától különböző távolságra feküsznek, akkor az ezeken a helyeken felbocsátott aerológiai léggömbök a frontfelületet különböző magasságokban fogják metszeni Azt a magasságot, amelyben a meteorográf átmegy a frontfelületen, az öníró műszerek feljegyzései alapján állapíthatjuk meg: a frontfelületet a hőmérséklet és nedvesség vertikális eloszlásának éles változása jellemzi. Ha ismerjük a frontfelület magasságát egy adott pont felett és ennek a pontnak a front vonalától való távolsága is ismeretes (a front helyzete a térkép alapján ismert), akkor könnyen meghatározhatjuk a front közepes hajlásszögének tangensét, mint a derékszögű háromszög befogóinak arányát. Ha több pontban végzett aerológiai megfigyelési anyag áll rendelkezésünkre, ezt a meghatározást nagy biztonsággal a különböző pontok felett fekvő frontfelület-részre is kiterjeszthetjük. A meghatározást egy pontban rövid időközönként történő sorozatos észlelések alapján elvégezhetjük, ha ismerjük a front vonalának az észlelési helytől számított különböző távolságait, a front mozgási sebességét, feltételezve, hogy a mérések időtartama alatt a front nem deformálódik.

A szél a frontfelületen történő áthaladáskor rendszerint jelentékeny fordulatot mutat. Ennek jellege a front típusától függ, amelyről a továbbiakban lesz szó.

7. Frontok és inverziók a karakterisztikus görbén

A homogén légtömeg karakterisztikus görbéje a Rossby-grammon alulról felfelé menve jobbról balfelé irányul, mivel Θ_d a magassággal rendszerint növekszik, t viszont csökken. Ha azonban a szonda metszi a frontfelületet, a karakterisztikus görbének erre a zónára vonatkozó darabja jobbfelé fog elhajlani. Valóban a frontfelület fölött, s ha az felsikló felület, a keverési arány nagyobb lesz, mint alatta. Ezzel egyidejűleg Θ_d is erősebben növekszik. A karakterisztikus görbe tehát meredeken jobbra fordul. Ehhez hasonló, de még élesebb elhajlást mutat a karakterisztikus görbe az alsó rétegben a hőmérséklet földközeli inverziója esetén. Az egyensúly itt erősen stabilis és ebben a rétegben Θ_d erősen megnövekszik. A keverési arány is nő a magassággal, legnagyobb értékét rendszerint az inverzió felső határa után éri el. Az inverzió felett a görbe menete normálissá válik.

Ami az anticiklonális inverziókat és a lesikló felületeket illeti, itt figyelembe kell vennünk, hogy ezekben a zónákban a keverési arány jelentősen csökken. Ennek következtében a karakterisztikus görbe megtartja szokásos balrahajló alakját, a menetét jellemző többi sajátosságát pedig Θ_d gyors megnövekedése jellemzi.

Ilymódon a karakterisztikus görbe leginkább a felsikló frontfelületek és a földközeli inverziók megkülönböztetésére alkalmas, azonban gyengén tükrözi vissza a zsugorodás folytán előálló inverziókat.

40. §. Frontok keletkezése és feloszlása

1. Általános szabályok

A troposzférában a frontok kialakulásának és a már meglévő frontok feloszlásának folyamata állandó jelenség.

Tudjuk, hogy a frontálzónát az izobár-izoszter, vagy izoterm-izentrópikus szolenoidok nagy száma jellemzi. *A frontkeletkezés* rendszerint nem szaporítja meg a szolenoidok számát, hanem *az eredetileg nagy térfogatú légtömegben elhelyezkedő szolenoidokat egy aránylag keskeny zónába sűríti össze.* Ez a folyamat kinematikai úton, vagyis a levegő meghatározott mozgásának hatására megy végbe.

Bergeron kimutatta, hogy front keletkezése esetén az egyenlő potenciális hőmérsékletű felületeknek (izentrópikus felületeknek fogjuk nevezni őket) közeledniök kell egymáshoz, ami a szolenoidok sűrűsödéséhez vezet.

Ha Θ-t mint szigorúan konzervatív sajátosságot tekintjük, akkor az izentrópikus felületek áthelyeződése csak magával a levegő mozgásával függ össze. Most annak tisztázása a feladatunk, hogyan jön létre ez a mozgás.

Nyilvánvaló, hogy horizontális irányú mozgás esetén front csak abban az esetben keletkezik, ha az izentrópikus felületek hajlottak. Horizontális izentrópikus felületek csak horizontális mozgás esetén közeledhetnek egymáshoz, ehhez azonban vertikális komponensek is szükségesek. A tapasztalat azt mutatja, hogy a hajlott anafrontok keletkezésében a főszerepet a horizontális mozgások játsszák, a csaknem horizontális katafrontok keletkezésében pedig (különösen anticiklonális, zsugorodási inverzióknál) a vertikális mozgások.

2. A front keletkezésének meghatározása a síkban

A következőkben meg fogjuk vizsgálni a *front vonalának síkbeli* kialakulását (vagy pontosabban a frontálzóna kialakulását a vízszintes síkban). Ebből könnyű áttérni az általános térbeli esetre. A kifejtésben közelítőleg

S. Pettersen elméletét fogjuk követni, aki a frontok keletkezését elméletileg rendszeresen tanulmányozta.

Megtehetnők, hogy a síkban a levegő valamilyen sajátosságának, pl. sűrűségének, hőmérsékletének stb. eloszlását vesszük vizsgálat alá. Sokkal kényelmesebb azonban, mint ezt az előző paragrafusban is tettük, a Θ potenciális hőmérséklet eloszlását vizsgálni. Az egyszerűség kedvéért Θ izovonalait izotermáknak fogjuk nevezni.

A Θ értékeiből álló mező a vízszintes síkban az izotermák sajátosságaival jellemezhető. Front abban az esetben keletkezik, ha az izotermák úgy mozognak, hogy a mezőben valamelyik vonal mentén a sűrűsödés következtében szakadás következik be. Azt a vonalat, amely mentén a front kialakul, a *front keletkezési vonalának* nevezzük. Ez lehet stacionér vagy mozgó, egyenes vagy görbe vonal.

A front kialakulásának effektusa a hőmérséklet horizontális gradiense abszolút értékének időbeli változásával határozható meg, vagyis az

$$F = \frac{\delta |\nabla \Theta|}{\delta t} \tag{1}$$

értékkel, a front keletkezési vonalával összefüggő koordináta rendszerben. Frontkeletkezés esetében $|\nabla\Theta|$ a front keletkezési vonala mentén gyorsabban nő, mint bármely más helyen, az F függvény itt éri el maximumát, vagyis

$$\frac{\partial F}{\partial n} = \frac{\partial}{\partial n}\left(\frac{\delta |\nabla \Theta|}{\delta t}\right) = 0, \tag{2}$$

ahol n a front kialakulási vonalának normálisa,

$$\frac{\partial^2 F}{\partial n^2} < 0.$$

A front keletkezésének fordított folyamatát, a front feloszlását úgy tekinthetjük, mint negatív frontkeletkezést és azt mondhatjuk, hogy ebben az esetben a front kialakulásának vonalán $|\nabla\Theta|$ sokkal gyorsabban csökken, mint a mező bármely más helyén.

A front feloszlását, éppúgy, mint a front keletkezését, a következő feltétel jellemzi:

$$\frac{\partial F}{\partial n} = \frac{\partial}{\partial n}\left(\frac{\delta |\nabla \Theta|}{\delta t}\right) = 0, \text{ azonban itt } \frac{\partial^2 F}{\partial n^2} < 0$$

Ha a potenciális hőmérséklet saját értékei nem változnak, vagyis, ha az szigorúan konzervatív (adiabatikus folyamatok), akkor az izotermák csak advektíve, vagyis a levegőrészecskékkel együtt helyeződnek át. Valóban, a potenciális hőmérséklet helyi változása az Euler-operátor segítségével a következő formában állítható elő:

$$\frac{\partial \Theta}{\partial t} = \frac{d\Theta}{dt} - \mathbf{V} \cdot \nabla \Theta,$$

ahol $\frac{d\Theta}{dt}$ a potenciális hőmérséklet saját változása a levegőrészecskében,

$\nabla\Theta$ annak gradiense és $\mathbf{V}$ a szélsebesség vektora. Ha a saját-változás hiányzik, amit feltételezünk, akkor

$$\frac{\partial\Theta}{\partial t} = -\mathbf{V}\cdot\nabla\Theta, \tag{3}$$

amiből világos, hogy Θ helyi változásai, következésképpen az izoterma-áthelyeződések is, a szélsebességtől, Θ horizontális gradienseinek nagyságától és e két vektor kölcsönös elhelyezkedésétől függenek.

Ebben az esetben szükséges, hogy minden izotermán ugyanazok a részecskék helyezkedjenek el. Hasonlóképpen a front kialakulási vonalának is ugyanazon részecskékből kell állnia, különben a frontkeltő effektusnak mindig újabb és újabb részecskékre kellene hatni és front nem jöhetne létre. Ez azonban azt jelenti, hogy (1) helyett írhatjuk :

$$F = \frac{d|\nabla\Theta|}{dt}. \tag{1'}$$

Ha a (3) egyenletet az (1') egyenletbe helyettesítjük, a *frontkeltés effektusának alapegyenletét* a következő formában kapjuk meg :

$$F = -\frac{(\Theta\nabla\cdot\nabla\mathbf{V})\cdot\nabla\Theta}{|\nabla\Theta|}. \tag{4}$$

Ha a $\dfrac{\nabla\Theta}{|\nabla\Theta|}$ egységvektort s-el jelöljük, a formula a következő szemléletes alakban írható :

$$F = -|\nabla\Theta|\frac{\partial v_s}{\partial s}, \tag{4'}$$

ahol v_s a hőmérsékleti gradiens irányába eső szélsebességi összetevő.

Fordítsuk most a figyelmünket arra, hogy a front kialakulásának intenzitása a hőmérsékleti gradienssel és az ezen gradiens irányába eső szélsebességváltozással arányos.

3. *A lineáris mozgási mező felbontása*

A mozgási mezőt közelítésben *lineárisnak* fogjuk tekinteni, melynek $u = u(x, y)$ és $v = v(x, y)$ sebességi összetevőit, elsőrendű tagokra szorítkozva, Taylor-sorba fejtjük. Ekkor a sebesség összetevőit, mint a koordináták lineáris függvényeit, a következő alakú lineáris egyenletek állítják elő :

$$u = u_0 + u_1 x + u_2 y, \qquad v = v_0 + v_1 x + v_2 y,$$

ahol $u_0, u_1, u_2, v_0, v_1, v_2$ állandók. A koordináta-rendszer megfelelő választásával ezek az egyenletek a következő formában írhatók fel :

$$\left.\begin{aligned} u &= u_0 + ax + bx - cy, \\ v &= v_0 - ay + by + cx. \end{aligned}\right\} \tag{5}$$

Nyilvánvaló, hogy a lineáris mozgási mező több mezőből tevődik össze, éspedig :

1. transzlációs mozgásból (u_0, v_0) ;
2. forgó mozgásból (cy, cx) ;
3. vergenciális (divergenciális) mozgásból (bx, by) ;
4. deformációs mozgásból $(ax, -ay)$.

Az a, b és c állandók az (5) egyenletből határozhatók meg a következő összefüggések alapján:

$$\frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial v}{\partial y} = 2a,$$

$$\operatorname{div} \mathbf{V} = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 2b,$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{V} = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} = 2c.$$

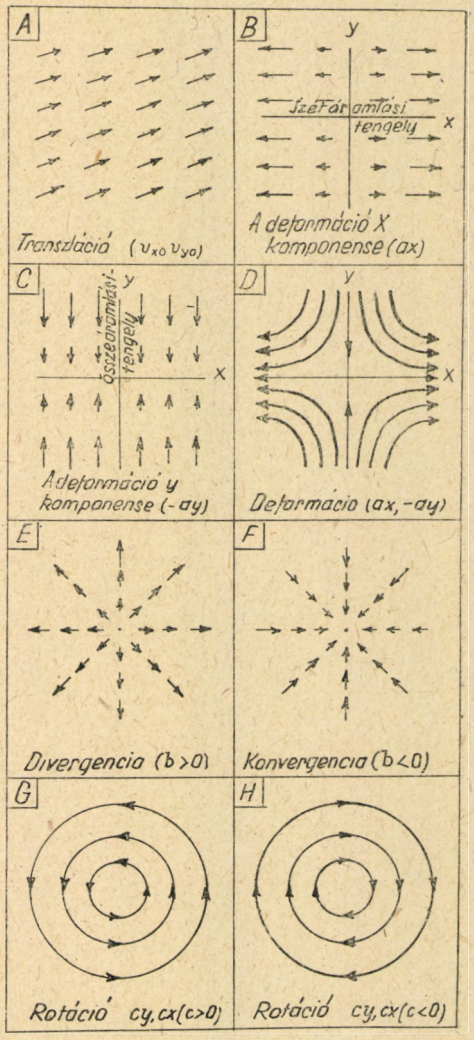
Ily módon a légkörben minden mozgási mező közelítőleg úgy tekinthető, mint a fent felsorolt elemi mezők, vagy azok kombinációinak egyike.

4. Az elemi mozgási mezők frontkialakító sajátságai

A *transzlációs* mezőben (94—A ábra) az u és v sebességi összetevők állandók, ezért a levegőrészecskék közötti távolság változatlan marad, következésképpen sem frontkeletkezés, sem frontfeloszlás nem lehetséges. A *rotációs* mezőben $u = -cy$, $v = cx$ áramvonalak koncentrikus körök, a szél sebessége minden ilyen körön: $V = c\sqrt{x^2 + y^2}$ állandó nagyságú. Ha $c > o$, a rotáció ciklonális (94—G ábra), ha $c < o$, anticiklonális (94—H ábra). Nyilvánvaló hogy a levegőrészecskék, tehát az izotermák közötti távolság ebben a mezőben sem változik, ezért itt sem lehet frontkeletkezés vagy frontfeloszlás.

Az $u = bx$ és $v = by$ sebességi összetevőjű *vergencia*-mezőben az áramlási vonalak $b > o$ esetén a középponttól szétáramló (94—E ábra), $b < o$ esetén a középpont felé összeáramló egyenes vonalak (94—F ábra). Nyilvánvaló, hogy az első esetben a szomszédos levegőrészecskék közötti távolság növekszik, a második esetben csökken, vagyis divergencia esetében frontfeloszlató, konvergencia esetében frontkialakító hatással állunk szemben.

Divergencia esetén a divergencia mezőben fekvő front a szétáramlás irányában mozog és feloszlik (a front vonalán a részecskék közötti távolság növekszik). Ha a front eredetileg a középponton haladt keresztül, stacionér jellegűvé válik és így oszlik fel.



94. ábra. Elemi lineáris mozgási mezők

Konvergencia-mezőben a front vonala — bármilyen legyen annak eredeti fekvése — a mező középpontja felé fog mozogni és stacionér lesz, miközben a levegőrészecskéknek a középpont körül történő összeáramlása következtében *a front kiélesedik.*

A légkörben nem találunk tiszta vergencia-mezőket, mivel a szélnek a gradienstől való elhajlása nem teszi lehetővé az ennek megfelelő nyomási mező kialakulását. A vergencia-mező azonban forgási- (ciklon vagy anticiklon alsó rétegének áramlási mezeje), vagy deformációs mezővel párosulhat. Az utóbbi esetben a vergencia-mező frontkialakító vagy frontfeloszlató hatása a megfelelő deformációs hatással kapcsolódik össze.

Vizsgáljuk meg most az $u = ax$, $v = -ay$ egyenletek által meghatározott *deformációs mezőt*. Ez mint az $u = ax$ szétáramlást és $v = -ay$ összenyomódást jelentő két mező összege állítható elő. Az x tengely irányába eső összetevő (94—B ábra), mely az y tengelytől távolodva növekszik, a levegőrészecskéket eltávolítja az y tengelytől. Magát az x tengelyt *szétáramlási* tengelynek nevezzük. Az y tengely irányába eső összetevő viszont (94—C ábra) a levegőrészecskéket az x tengely két oldalára tömöríti. Magát az y tengelyt *torlódási* tengelynek nevezzük.

Ha a mező minden egyes pontjában az u és v összetevők vektori összegét vesszük, teljes értékű sebességeket kapunk, amelyeknek alapján megszerkeszthetjük az áramlási vonalakat. Az utóbbiak nyilván az $xy = \text{konst.}$ egyenletet kielégítő egyenlő oldalú hiperbolák lesznek, amelyek aszimptotikusan megközelítik a koordináta-tengelyeket. A mozgási-deformációs mező koordináta-rendszerének középpontját ezért *hiperbolikus pontnak* nevezzük. A hiperbolikus pontot *semleges* (neutrális) pontnak is mondják.

Vegyünk két izotermát a tiszta szétáramlási mezőben (94—B ábra). Ha ezek párhuzamosak a szétáramlási tengellyel, akkor az egymástól való távolságuk nem változik, ha ellenben ezzel a tengellyel szöget zárnak be, akkor a közöttük levő távolság meg fog növekedni, ők maguk pedig, helyzetüket tekintve, a szétáramlási tengelyre merőleges forgó mozgást fognak végezni. *A szétáramlási mezőben* tehát *a front feloszlik* és sok esetben ez a mező a front kialakulásának szempontjából közömbös.

Tiszta torlódási mezőben (94—C ábra) az izotermák ugyancsak stacionáriusak maradnak, ha párhuzamosak a torlódási tengellyel, ellenkező esetben forgó mozgás alakul ki, amely az izotermákat párhuzamossá teszi a szétáramlási tengellyel és ezek egyúttal közelednek egymáshoz. Ebből az következik, hogy *a torlódási mező általában frontkialakító lesz.*

A leírt kétféle mező összetételéből származó deformációs mező frontkeltő és egyúttal frontoszlató jellegű is, attól függően, hogy milyen az izotermák helyzete a mezőben ; erről lesz szó a továbbiakban.

5. *A frontkeletkezés egyenlete lineáris mozgási mező általános esetében*

Tekintsük Θ gradiensét olyannak, hogy

$$\nabla\Theta = |\nabla\Theta|(m\mathbf{i} + n\mathbf{j}),$$

ahol m és n a $\nabla\Theta$ vektor iránycosinusai, $\mathbf{i}$ és $\mathbf{j}$ pedig az x és y tengely irányában vett egységvektorokra. Az (5) egyenlet alapján

$$\mathbf{V} = \mathbf{i}(u + ax + bx - cy) + \mathbf{j}(v - ay + by + cx).$$

Ha ezt a kifejezést behelyettesítjük a (4) alapegyenletbe, a frontkeltő effektusra kapjuk

$$F = -|\nabla\Theta|\,[b + a(m^2 - n^2)]. \tag{6}$$

A szétáramlási tengely (vagy az abszcissza-tengely) és a $\nabla\Theta$ vektor által bezárt szöget α-val, a szétáramlási tengely és az izotermák közötti szöget, vagyis α kiegészítő szögét β-val jelölve

$$m = \cos\alpha = -\sin\beta,$$

$$n = \sin\alpha = \cos\beta,$$

ahonnan

$$F = |\nabla\Theta|\,(a\cos 2\beta - b). \tag{7}$$

Ebből *a lineáris mozgásra vonatkozó frontkeletkezési egyenletből* látható, amit már fentebb is megjegyeztünk, hogy sem a (u_0, v_0) transzláció, sem a $(-cy, cx)$ forgás nincs hatással a front keletkezésére. Az utóbbi csak a deformációs mezőtől $(ax, -ay)$, a divergenciától (bx, by), valamint a szétáramlási tengely és az izotermák által bezárt szögtől függ.

A (7) egyenletből az is látható, hogy a divergencia $(b>0)$ csökkenti a frontkialakító effektust, a konvergencia $(b<0)$ viszont növeli. A deformáció hatása a frontkialakító effektusra $\beta = \pm 45°$-nál eltűnik és $\beta > \pm 45°$-nál negatív lesz.

a, β és b minden esetben állandók, $(\nabla\Theta)$ pedig változik a térben. Ha tehát a front kialakulásának vonala mentén F-nek maximuma van, akkor a (6) és (7) egyenletből következik, hogy $(\nabla\Theta)$-nak is maximumának kell lennie ennek a vonalnak mentén. Tehát *a front kialakulásának vonala a potenciális hőmérséklet mezejében egybeesik a maximális hőmérsékleti gradiens vonalával.*

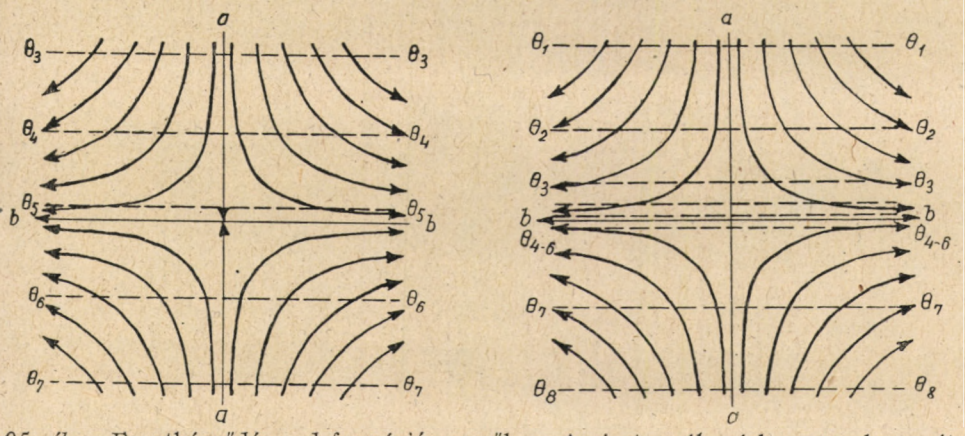
A (7) egyenlet azt mutatja, hogy F előjele az adott mozgási mezőben teljesen az abszcissza-tengely (szétáramlási tengely) és az izoterma érintője közötti β szögtől függ. F zérussá válik a $\cos 2\beta' = \frac{b}{a}$ pontban, ahol β'-t *kritikus szögnek* is nevezhetjük. Ha a megadott pontban $\beta' > \beta > -\beta'$, akkor F pozitív és $(\nabla\Theta)$ növekszik, ha Pedig $\pi - \beta' > \beta > \beta'$, akkor F negatív és $(\nabla\Theta)$ csökken. Ily módon *a front kialakulási vonalának megadott pontjában akkor jön létre front, amikor az izoterma érintője az x tengellyel β'-nél kisebb szöget zár be.* Így tehát a koordinátarendszer középpontjára szimmetrikusan két szektort kapunk, amelyek közül az egyikben F pozitív, a másikban negatív. Az elsőt *frontkeltő*, a másikat *frontoszlató szektornak* nevezzük.

Ha a front kialakulásának vonala teljesen benne fekszik a frontkeltő szektorban, akkor annak mentén a front kialakulása pozitív. Ha azonban a front kialakulásának vonala egészben vagy részben a frontoszlató szektorba esik, akkor azon a front feloszlik. *Mind az egyik, mind a másik esetben a folyamat intenzitását a (7) egyenlet határozza meg,* vagyis a front kialakulásának vonalán függ $(\nabla\Theta)$-tól, közötte és az abszcissza-tengely (szétáramlási tengely) között fekvő β szögtől.

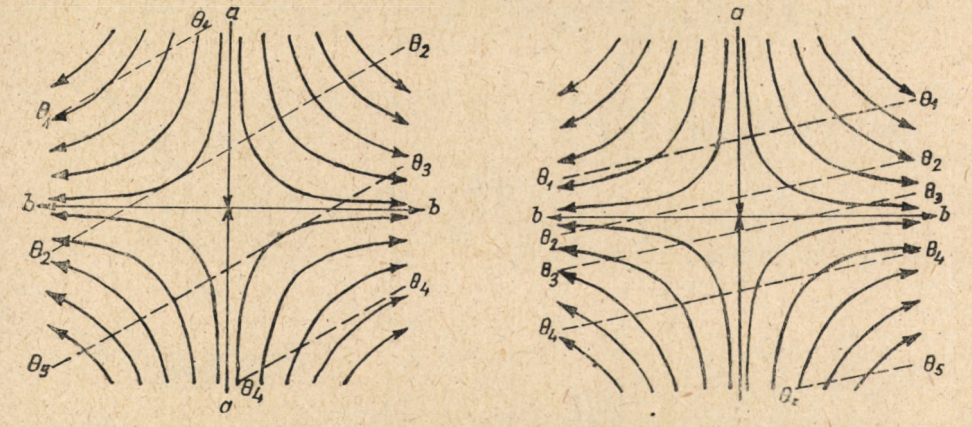
6. Frontkeletkezés és frontfeloszlás a deformációs mezőben

Vizsgáljuk meg a front keletkezésének feltételét *tisztán deformációs* mezőben.

Tegyük fel, hogy *az izotermák*, amelyek eredetileg egyenlő távolságra voltak egymástól, *párhuzamosak* a deformációs mező *szétáramlási tengelyével*. A mező hatása alatt az izotermák mindkét oldalról a szétáramlási tengely felé advektálódnak. *A deformációs mező hosszabb ideig tartó hatására az izotermák erősen megközelítik a szétáramlási tengelyt és annak mentén frontálzóna alakul ki* (95. ábra). A szétáramlási tengelyen ily módon stacionér front keletkezik.



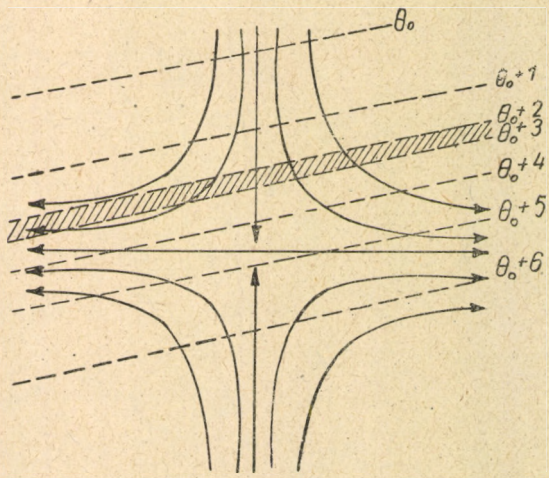
95. ábra. Frontképződés a deformációs mezőben. Az izotermák párhuzamosak a szétáramlási tengellyel



96. ábra. Frontképződés a deformációs mezőben. Az izotermák a szétáramlási tengellyel 45°-nál kisebb szöget alkotnak

Ha az izotermák eredetileg nem párhuzamosak a szétáramlási tengellyel, hanem azzal meglehetősen kis szöget zárnak be, akkor a deformációs mező hatása alatt a szétáramlási tengellyel párhuzamos helyzetet igyekeznek elfoglalni és ezzel egyidejűleg megközelítik a szétáramlási tengelyt. Végeredményben a front ismét a szétáramlási tengelyen alakul ki (96. ábra).

Végül tegyük fel, hogy valahol a mezőben az említett izotermáknak megfelelően a maximális hőmérsékleti gradiens zónájában már kialakult a front vonala (vonalkázott zóna a 97. ábrán). A deformációs mező hatása alatt *a front vonala a szétáramlási tengelyt fogja megközelíteni, ezzel egyidejűleg a front úgy fordul el, hogy párhuzamos lesz ezzel a tengellyel.* A front vonala és a szétáramlási tengely közötti szög kisebb lesz, a frontot kialakító effektus pedig megnagyobbodik. A front vonala a szétáramlási tengelyhez közeledve stacionér lesz és a front rajta tovább erősödik. Ebben az esetben bizonyos idő elteltével a deformációs mező szétáramlási tengelye mentén, vagy annak közelében éles front alakul ki.



97. ábra. A frontképződés vonalának mozgása és a front megerősödése a deformációs mezőben

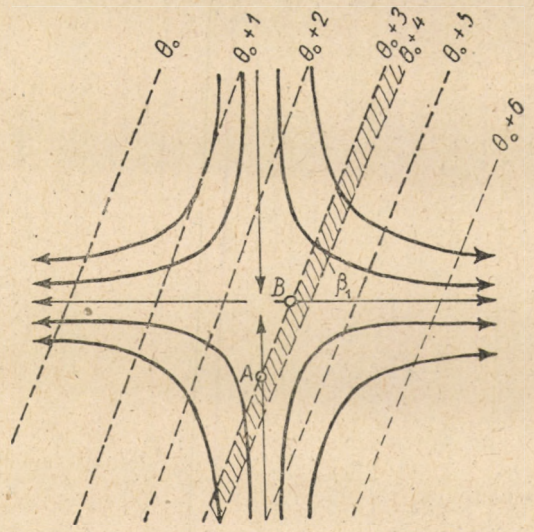
Tételezzük most fel, hogy *az izotermák eredetileg párhuzamosak a deformációs mező torlódási tengelyével.* Nyilvánvaló, hogy *a deformációs mező áramlásának hatása alatt az izotermák szét fognak húzódni,* csupán magán a torlódási tengelyen fekvő izoterma marad mozdulatlan, míg a többi izoterma eltávolodik a torlódási tengelytől.

Ebből következik, hogy *ha a torlódási tengely mentén izoterma-sűrűsödéssel jellemzett frontálzóna helyezkedik el, akkor az a mező hatása alatt fel fog oszlani.*

Ha a frontálzóna párhuzamos a torlódási tengellyel, de nem megy keresztül a rendszer középpontján, akkor ez is feloszlik és eltávolodik a torlódási tengelytől.

Ha a frontálzóna izotermái nem párhuzamosak a torlódási tengellyel, hanem azzal meglehetősen kis szöget zárnak be, akkor a deformációs mező hatása alatt az izotermák széthúzódnak és egyidejűleg úgy fordulnak el, hogy a torlódási tengellyel alkotott szögük megnagyobbodik. Ebben az esetben a már meglévő front mindaddig gyengül, amíg a frontálzóna és a torlódási tengely által alkotott szög nagysága a kritikus 45°-os értéket eléri. Ezen az értéken felül az izotermák közelednek egymáshoz, vagyis a frontfeloszlás frontkeletkezésbe megy át (98. ábra).

Ilymódon *a deformációs mezőben a tengelyek által alkotott szögeket felező egyenesek két frontképző és két frontfeloszlató szektort határolnak el.* Front akkor ön létre, ha a front kialakulásának vonala a frontkeltő szektorba esik, ellenkező esetben a front feloszlik.



98. ábra. Frontfeloszlást felváltó frontképződés a deformációs mezőben

7. *Frontkeletkezés hiperbolikus áramlású lineáris mozgási mezőkben*

A légkörben észlelt áramlási mezők úgy foghatók fel, mint két vagy több lineáris elemi mező összegeződésének eredményei. Ilyen összegeződésnél különböző, alapjában véve két típusba sorolható áramvonalrendszer alakul ki: centrális és nem centrális. Az első típusba tartoznak a ciklonok, anticiklonok és nyergek áramlási vonalai, amelyek *centrális* mezőt alakítanak ki.

A centrális mezőkre vonatkozó a, b, c együtthatók közötti összefüggést a következőképpen határozhatjuk meg. Tekintsük a

$$\left.\begin{aligned} u &= u_0 + (b+a)\,x - cy, \\ v &= v_0 + cx + (b-a)\,y \end{aligned}\right\} \tag{5}$$

lineáris mozgásegyenleteket.

Ha u és v a mező valamely pontjában egyidejűleg zérussá válik, ott a mezőnek centruma van (x_0, y_0). Ha az $u = v = o$ behelyettesítést elvégezzük és az (5) egyenletet x-re és y-ra megoldjuk, kapjuk:

$$x_0 = \frac{\begin{vmatrix} -u_0, & -c \\ -v_0, & b-a \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} b+a, & -c \\ c, & b-a \end{vmatrix}}, \qquad y_0 = \frac{\begin{vmatrix} a+b, & -u_0 \\ c, & -v_0 \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} b+a, & -c \\ c, & b-a \end{vmatrix}}.$$

Ha x_0 és y_0 véges értékek, akkor a mezőnek van középpontja, ha ezek az értékek (vagy közülük az egyik) határozatlan, a mezőnek nincs középpontja, ellenben található olyan egyenes, amelyen a sebesség zérus, ha végül x_0 és y_0 értékei végtelenek, akkor a levegő áramlási mezeje megnyúlt teknőre vagy gerincre emlékeztet.

A véges x_0, y_0, vagyis a centrális mező feltétele nyilván

$$b^2 - a^2 + c^2 \gtrless 0. \tag{8}$$

Az a, b, c együtthatók értékeinek megfelelően különböző alakú centrális mezőket kapunk. Frontképződés szempontjából az a mező a legfontosabb, amelyben deformáció van. A deformációs mező és a vergencia mező összegeződése az együtthatók megválasztásától függően különböző áramvonalrendszereket eredményez, ha azonban a deformációs áramlási vonalak túlsúlyban vannak, akkor az ilyen centrális mező hiperbolikus jellegű lesz. Megfigyelhetünk olyan áramlási mezőt is, amelynek áramlási rendszere a *nyereg* áramlási rendszeréhez áll közelebb. Minden ilyen esetben találunk két, a középponton áthaladó olyan egyenest, amelyet a következő egyenlet határoz meg:

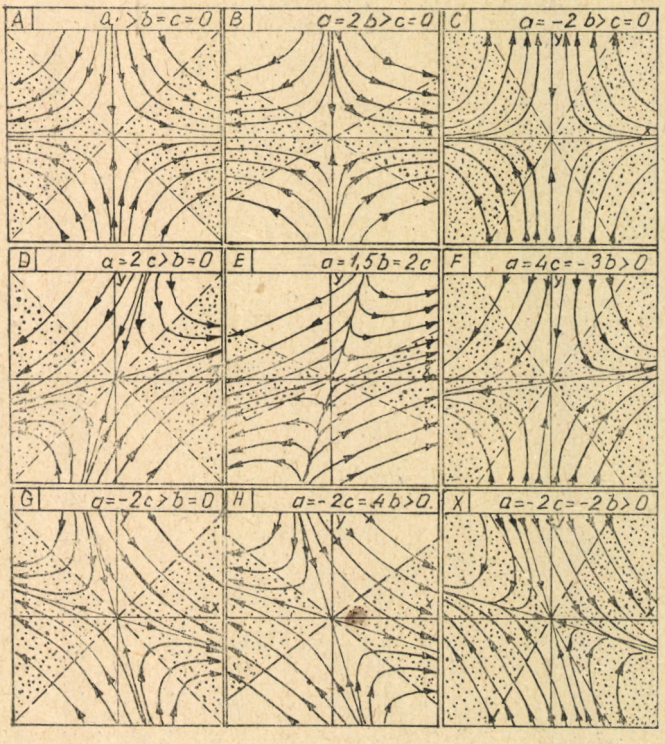
$$\frac{dy}{dx} = \frac{v}{u} = \frac{y}{x}. \tag{9}$$

Ha a koordináta-rendszer középpontját transzláció útján a centrumba helyezzük, a mozgási egyenlet a következő alakra hozható:

$$\left.\begin{aligned} u &= (b + a)\,x - cy, \\ v &= cx + (b - a)\,y. \end{aligned}\right\} \tag{10}$$

Ha a (10) egyenletet a (9) egyenletbe helyettesítjük, a deformációs mező x—, vagyis szétáramlási tengelye és az összetett mező egyenese által alkotott A szögre a következő kifejezés adódik:

$$\operatorname{tg} A = \frac{a \pm \sqrt{a^2 - c^2}}{c}. \tag{11}$$



99. ábra. Hiperbolikus áramlási vonalak lineáris mozgási mezeje. A pontozott részek a frontképződés szektorait jelentik

A — tiszta deformáció, B — deformáció és divergencia, C — deformáció és konvergencia, D — deformáció és ciklonális forgás, E — deformáció, divergencia és ciklonális forgás, F — deformáció, konvergencia és ciklonális forgás. G, H, I ugyanaz, mint a D, E, F, csak anticiklonális forgással. A diagrammokat meghatározott értékű konstansok áramlási vonalaira vonatkozó egyenletek integrálása útján kapjuk.

Megjegyezzük, hogy *tg A* nem függ *b*-től. Ez azt jelenti, hogy vergencia-mező *A*-t nem változtathatja meg, az összetett mező egyenesének a deformációs mező tengelyétől való elhajlása csak a forgástól függ.

Azt az egyenest, amelynek mentén a levegő a középpont felé áramlik, *beáramlási vonalnak (tengelynek)*, a másik egyenes vonalat, amely mentén a levegő a középponttól kiáramlik, *kiáramlási vonalnak (tengelynek)* nevezzük.

Tiszta deformációs mezőben, mint láttuk, a be- és kiáramlási vonalak egybeesnek a mező tengelyeivel, a frontkeltő és frontoszlató szektorok egymással 90°-os szöget alkotnak és a tengelyeket 45° alatt metszik (99—A ábra).

Ha a deformációs mezővel olyan *forgási* mező tevődik össze, amely nagyságra nézve kisebb, mint a deformáció ($a = nc$, ahol n egynél nagyobb szám), akkor a mező úgy alakul át, hogy *a be- és a kiáramlási vonalak elhajlanak a deformációs mező tengelyeitől* (99—D, G ábra), a frontoszlató szektorok helyzete azonban nem változik meg. Ezzel szemben, ha az erősebb deformációs mező gyengébb *vergencia*-mezővel tevődik össze, a be- és kiáramlási vonalak tengelyei változatlanok maradnak, de *a frontkeltő és frontoszlató szektorok szélessége megváltozik* (99—B, C ábra), a szektorok azonban a deformáció tengelyeihez képest szimmetrikusak maradnak. Végül, ha a nagyobb deformációs mező egyidejűleg *forgási*- és *áramlási* mezővel tevődik össze, akkor a deformációs mező tengelyeinek helyzete és a szektorok szélessége is megváltozik (99—E—I ábrák).

Amit a tiszta deformációs mezőben kialakuló frontokról fentebb elmondottunk, azok közelítőleg hiperbolikus áramlási vonalakból álló mezőre is érvényesek, csak a szétáramlási tengelyek szerepét ebben az esetben a kiáramlási vonalak veszik át. Megjegyezzük, hogy amikor a deformációhoz forgás is kapcsolódik, a deformációs mező tengelyei közvetlenül nem különböztethetők meg : ezek csak mint be- és kiáramlási vonalak láthatók. A deformáció tengelyeinek (és hozzájuk képest a frontkialakító szektorok) helyzete azonban könnyen megtalálható a következő eljárással : felezzük a be- és kiáramlási tengelyek közötti szöget és megvonjuk az ezekkel a vonalakkal 45°-os szöget alkotó egyeneseket. Az az egyenes, amelynek mentén a szél a középpontból kifelé fúj, a szétáramlási, a másik a torlódási tengely.

8. Frontképződés ciklonális és anticiklonális jellegű lineáris mozgási mezőben

A centrális áramlási mezőnek ciklonális és anticiklonális légmozgásra emlékeztető zárt- vagy spirális alakú áramlási vonalai is lehetnek. Mint tudjuk, a tiszta forgási mezőnek (ahol az áramlási vonalak koncentrikus körök, 100—A, B ábra) nincs frontkeltő hatása. A *forgással* párosult *divergencia*-mező (100—C, D ábra) minden pontban frontoszlató tulajdonságú, ha ellenben a *forgáshoz konvergencia* kapcsolódik (100—E, F ábra), úgy a mező teljes egészében frontkeltő jellegű. Ebből az következik, hogy *az anticiklon, amelyet az alsóbb rétegekben köralakú izobárok jellemeznek, frontoszlató-, míg a ciklon frontkeltő terület.* Ezért könnyű megérteni azt a közismert tényt, hogy az anticiklon alsó rétegeiben a választófelületek elmosódnak, a ciklonban viszont kiélesednek.

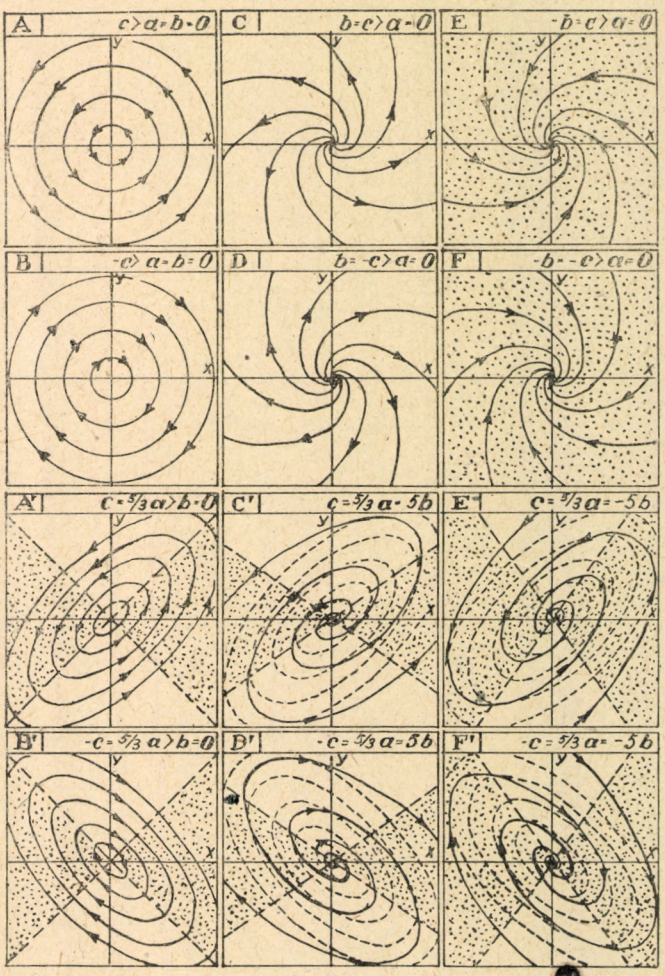
Ha a *forgáshoz sokkal gyengébb deformáció* kapcsolódik ($a^2 < c^2$), ovális alakú áramlási vonalakat kapunk, derékszögű frontkeltő szektorokkal (100—A', *B'* ábra), s ha ezt még *vergencia* is módosítja, spirális alakú áramlási vonalak alakulnak ki, amelyek ovális izobárokkal jellemzett ciklonokban és anticiklonokban a földfelszíni szél irányát mutatják (100—*C'*, *E'*, *D'*, *F'* ábra). Ebben az esetben *a ciklonban a frontkeltő szektorok nagyobb területűek, mint a frontoszlató szektorok : anticiklonban fordított a helyzet.*

A frontkeltő és frontoszlató szektorok helyzetét nem nehéz megtalálni, ha ismerjük a deformáció tengelyeinek helyzetét. Az utóbbiak abból a megfontolásból adódnak, hogy a ciklon (vagy anticiklon) nagy tengelye felezi a deformáció tengelyei által meghatározott szöget. Ha tehát megrajzoltuk a nagy tengellyel $\pm$ 45°-os szöget alkotó egyeneseket, megkapjuk a deformáció tengelyeit, ezek közül az lesz a szétáramlási tengely, amelyen a középpontól kifelé irányuló szélösszetevőt találunk.

Az itt felsorolt mezők frontkeltő hatása lényegesen kisebb, mint a hiperbolikus áramlású mezőké. Különösen azt a lehetőséget kell számításba vennünk, hogy a front kialakulásának vonala eltolódik a ciklonális vagy anticiklonális körforgás irányába, előbb vagy utóbb a frontkeltő szektorból a frontoszlató szektorba megy át. Amit hiperbolikus áramlási vonalak esetében a stacionér front kialakulási vonaláról mondottunk, az itt nem alkalmazható minden esetben.

Az ábra alapján könnyű belátni, hogy a leírt típusú front megerősödik, ha a nagy tengely felé mozog, ha ellenben a nagy tengelytől eltávolodik, elmosódik.

Nem centrális áramlási mezőkben (ha $b^2 - a^2 = c^2$) is lehetséges frontképződés és frontfeloszlás. Ilyen mezőre vonatkozó példákat mutat be a 101. ábra. Megjegyezzük, hogy ezek a mezők a *teknőkön* és *gerinceken* végbemenő áramlásokra is emlékeztetnek. Abban az esetben, ha a forgás hiányzik ($c = 0$), valamennyi mező lehet frontkeltő (teknő, 101—B ábra), vagy frontoszlató. Vergencia esetében a frontkeltő és frontoszlató szektorok egyformák (101—C és D ábra). Végül deformáció esetében (vergencia és forgás kombinációja) konvergenciánál a mező nagy részében (101—F, H ábra), divergenciánál



100. ábra. Ciklonális és anticiklonális áramlási vonalak lineáris mozgási mezeje

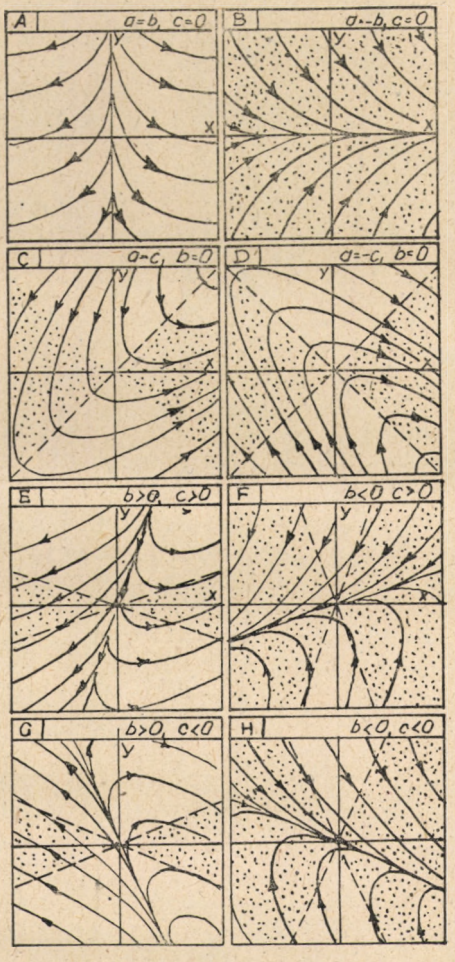
Ezeket a típusokat a $c^2 > a^2$ feltétel jellemzi, vagyis a deformációs mezővel szemben a forgási mező jut túlsúlyra. $c^2 > a^2$ esetén hiperbolikus mezőket kaptunk (99. ábra). Az A—F diagrammokon $a = 0$, a A'—F' diagrammokon $a > 0$. Minél megnyúltabbak az áramlási vonalak, annál erősebb a deformáció a forgáshoz viszonyítva

kisebb részében történik frontképződés (101—E, G ábra). A 101—B, F és H ábrából látható, hogy *a front kialakulására különösen az olyan megnyúlt teknők kedvezőek, amelyeknek tengelye egybeesik a szétáramlási tengellyel, vagy azzal elegendő kicsiny szöget alkot:* a teknő tengelye felé a frontot kialakító valamennyi áramlási vonal nagyrészben megerősödik és miután eléri a tengelyt, stacionérré válik.

9. Frontkeltő mezők valódi feltételek között

A légkör tényleges állapotai között gyakran találkozunk olyan mozgási mezőkkel, amelyek közelítőleg a fentebb vizsgált típusok összetett lineáris mezőire emlékeztetnek. Ebből az következik, hogy a frontkeletkezés és a frontfeloszlás teljesen normális jelensége a troposzférának. Emlékezni kell azonban arra, hogy az intenzív frontképződésre nemcsak a mező jellege fontos, hanem a mezőre vonatkozó izotermák helyzete is. A front kialakulási vagy feloszlási lehetőségének eldöntéséhez a mozgási és hőmérsékleti mező összeállítása szükséges.

A súrlódás vergenciájától eltekintve a mező jellege az izobárok alapján határozható meg, ha ezeket az áramlási vonalakkal azonosítjuk. A valóságban természetesen az izobárok sohasem hiperbolikusak, elliptikusak stb., alakjuk általában annyira bonyolult, hogy lineáris egyenletekkel csak közelítőleg írhatók le (egyébként pedig magasabbrendű egyenletekkel). Mi azonban most éppen *közelítő* összefüggésről beszélünk. Ebből a szempontból *a lineárishoz közel eső olyan áramlási mezőt, melyben a deformáció van túlsúlyban, éppen ott találunk, ahol a nyomási mező nyereghez hasonló*, vagyis átellenes helyzetű, két ciklon és két anticiklon között fekvő terület. *A nyeregpontot közelítőleg hiperbolikus pontnak is nevezhetjük.*



101. ábra. Nem centrális lineáris áramlási mezők

A fentebb leírt másik két típushoz hasonló mozgást ciklonokban, anticiklonokban, teknőkben és gerinceken észlelünk. Ha a valóságban észlelt áramlási vonalakat összehasonlítjuk a 99—101. ábrákkal, közelítő képet nyerhetünk a mező összetételére vonatkozólag.

Főfrontok a légkörben a legtöbb esetben olyan áramlási mezőkben alakulnak ki, amelyek keresztalakban elhelyezkedő erős ciklonokból és anticiklonokból állnak, vagyis amelyek közel állnak a deformációs mezőhöz. Pl. ilyen elhelyezkedésű nyomásrendszer alakul ki gyakran az Atlanti-óceán északi részén, melynek Izland körzetében minimuma, a szubtrópusok vidékén, az óceán keleti részén (az Azori-szigetek körzetében) maximuma, Észak-Amerika felett maximuma és az Óceán nyugati részén, Közép-Amerika felett minimuma van. Az izotermák az Atlanti-óceán felett a szélességi körök közelében helyezkednek el, pontosabban *WSW—ENE* irányúak. Polár-front az Atlanti-

óceánon rendszerint ilyen mezőben alakul ki és az Óceán nagy része felett az izlandi depresszió és azori anticiklon között fekvő szétáramlási tengely irányában halad. A front nyugati része a mező aszimmetriája következtében rövidebb, mint a keleti, mivel a keleti nyomási rendszerek sokkal fejlettebbek.

Hasonló módon alakul ki Európától északra az arktikus front, ha Grönlandon és az európai szárazföldön magasnyomású területek, Izland körzetében és a Barentsz-tenger felett pedig depressziók vannak.

A nyomási rendszerek áthelyeződésétől függően a deformációs mezők lehetnek stacionáriusak, aminek eredményeképpen a létrejövő front stacionér marad, de lehetnek mozgók is. A deformációhoz közel álló mozgási mezők nemcsak a naponkénti szinoptikus térképeken ismerhetők fel, hanem a *klimatikus* térképeken is, ahol a főfrontok közepes helyzetének megjelölését teszik lehetővé (lásd 63. §).

A frontkeletkezés összefüggésben van továbbá, mint láttuk, *a mező teknőszerű jellegével*, ha a konvergencia van túlsúlyban. Különösen szép példáját találjuk ennek az alacsony nyomás egyenlítői zónájában, ahol a trópusi frontok a két passzát kétoldali konvergenciájánál jönnek létre. Az ilyen fajtájú frontkeltő mezők is visszatükröződnek a klimatikus térképeken.

Ciklonokat rendszerint a mérsékelt szélességek troposzférájában találunk, melyeknél a mondottak értelmében a frontkeltő, míg az anticiklonoknál a frontoszlató hatás van túlsúlyban. *Éles* frontok a ciklonokban rendszerint nem, vagy csak nagyon ritka esetben képződnek, a már meglévő front azonban a ciklonban csaknem mindig megerősödik, az anticiklonban pedig elmosódik.

Megjegyzendő, hogy a *súrlódási konvergencia* a ciklon alsóbb rétegeiben köralakú izobárok esetén valamennyi mezőt frontkeltővé (anticiklonban frontoszlatóvá) tesz. A megfelelő hatás jobban kifejezésre jut az alsóbb rétegekben, mint a súrlódási szint felett. Így pl. anticiklonban a választófelületek először az alsóbb rétegekben mosódnak el. Az anticiklon feletti szabad légkörben ezzel szemben a választófelületek megmaradhatnak, sőt tovább élesedhetnek (zsugorodási inverziók), de csak abban az esetben, ha helyzetük közel horizontális és ennek következtében a horizontális síkban történő mozgás nincs hatással a frontképződésre és frontfeloszlásra. A frontkeletkezés háromdimenziós szerkezetéről a továbbiakban lesz szó.

10. Háromdimenziós deformációs mezők

Vizsgálatainkban szorítkozzunk a tiszta deformációs mező *térbeli*, egyszerűbb eseteire. Nyilvánvaló, hogy ebben az esetben *egy alap- és két*, egy síkban fekvő, *másodlagos* tengelyünk van (102. ábra). Azt a síkot, amelyben a másodlagos tengelyek feküsznek, a *deformáció síkjának* nevezzük, tiszta deformációs mező esetében ez a sík merőleges az alaptengelyre, ha a deformációhoz forgás is járul, lehet hajlott is.

Két eset lehetséges:

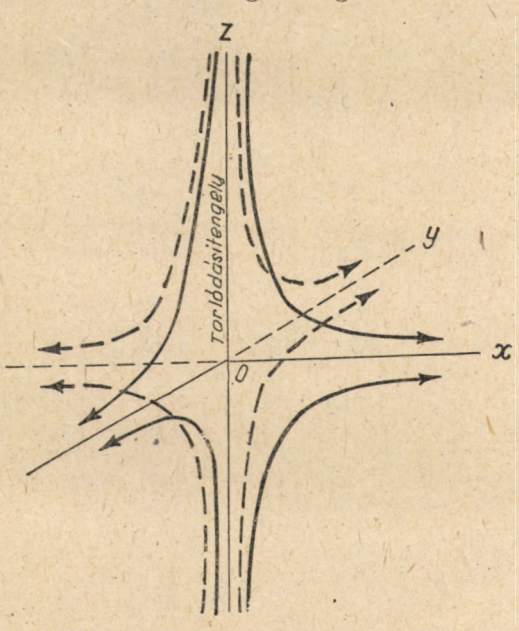
1. az alaptengely mentén szétáramlás, a másodlagos tengelyek mentén torlódás van;
2. az alaptengely mentén torlódás, a másodlagos tengelyek mentén szétáramlás történik.

Ha a mozgás mindkét másodlagos tengely mentén egyforma erősségű, szimmetrikus deformációs mező alakul ki. Az aszimmetrikus mező határesete a sík deformációs mezőt közelíti meg.

Az izentrópikus felületek a szétáramlás és torlódás hatása alatt úgy fognak elfordulni, hogy párhuzamosak a legnagyobb szétáramlási tengellyel és merőlegesek a torlódási alaptengelyre, vagy merőlegesek a legnagyobb torlódási tengelyre és párhuzamosak a szétáramlási alaptengellyel. Abban az esetben, ha az izentrópikus felületek kezdetben majdnem merőlegesek voltak a legnagyobb torlódási tengelyre, akkor közeledni fognak egymáshoz és megközelítik a koordináta-rendszer kezdőpontját, ha pedig kezdetben a másik tengelyre álltak merőlegesen, akkor az ismert határig el fognak távolodni egymástól és eltávolodnak a koordináta-rendszer középpontjától is; ha azonban elérik a kritikus szöget, egymás felé közelednek, mint ezt két dimenzióban az izotermák esetében láttuk.

A valóságban a torlódási tengely gyakran majdnem horizontális fekvésű, míg a deformáció síkja, melynek mentén a szétáramlás történik, a Föld felszínéhez képest hajlást mutat. Hasonló esetben a hajlott izentrópikus felületek a deformáció síkja mentén közeledhetnek egymáshoz, vagyis a térbeli frontálzóna eredményeképpen front alakul ki.

A másik gyakran előforduló eset az, amikor a torlódási tengely vertikális (vagy közel vertikális), a deformáció síkja pedig horizontális helyzetű. Ebben az esetben az izentrópikus felületek vertikális irányban közelednek egymáshoz és forgás alakul ki, amelyek zsugorodási inverziók kialakulásához vezethetnek. Ilyen természetű mozgást rendszerint a stacionárius anticiklonokban találunk.



102. ábra. Térbeli deformációs mező

11. Topográfiai frontkialakulás

Az előző vizsgálataink során nem vettük figyelembe Θ értékének megváltozását, vagyis a folyamatot adiabatikusnak tekintettük és a frontkeletkezést, mint a már meglévő szolenoidok sűrűsödési folyamatát vizsgáltuk. Különleges *talajfelszíni viszonyok mellett* azonban *közvetlenül a talajfelszínről kiinduló izentrópikus befolyás eredményeképpen is kialakulhat frontálzóna.* Ezt a folyamatot topográfiai frontkialakulásnak fogjuk nevezni. Az ilyen frontkialakulásnak gyakori feltétele a talajfelszín eltérő termikus sajátossága.

Vizsgáljunk meg pl. egy ilyen frontképződést: tekintsük a jég mentén kialakuló arktikus frontot. Az arktikus frontok rendszerint magában az arktikus medencében képződnek ki, vagyis a 70° körüli, vagy még északibb szélességeken. Képződésükben alapvető szerepet játszik a nyilt tenger és a sarki jég közötti hőmérsékletkülönbség. A jég széle mentén a levegő hőmérséklet- és nedvességeloszlásában szakadás van: a nyilt tenger felett a levegő fel-

melegszik és nedvességtartalma megnövekszik, a jég felett viszont lehűl. Ha ez az állapot nem tart hosszú ideig, akkor a jég és a nyilt tenger felett elterülő levegő hőmérséklete között csak az alsóbb légrétegekben találunk különbséget. Ebben az esetben nem alakul ki jelentősebb magasságú választófelület és nem fejlődnek ki a frontra jellemző dinamikus-termodinamikus folyamatok sem (frontális felsiklás, felhőrendszer kialakulása). Ez csak ú. n. *látszólagos* front lesz.

Ha azonban a levegő a jég széle, vagyis az izotermák mentén *hosszabb ideig* áramlik, akkor a felszín *tartós* befolyásának lesz alávetve. A hőmérsékletben és nedvességtartalomban mutatkozó különbség a *magasabb rétegekre* is kiterjed, amely frontálzóna kialakulásához vezet a jég és a nyilt tenger határa mentén. Az erős sarkvidéki szelek a magasabb légrétegeket is lehűtik, mivel kedvező alkalmat nyujtanak a turbulencia kialakulására. Ebben az esetben tehát az eltérő felszíni sajátosságok hatására kialakult frontálzónával, vagyis topográfiai frontképződéssel állunk szemben. Különösen kedvező feltételei lesznek a topográfiai frontképződésnek abban a körzetben, ahol a sarki jeget a Golf-áram meleg vize határolja. Télen az Északi-Jeges-tengeren kb. a Jan Mayen—Björnöya (Medve-szigetek) — Novaja Zemlja-vonal mentén alakulnak ki az Európa időjárását befolyásoló arktikus frontok.

A sarki medencében többé vagy kevésbbé stacionáriusan fekvő arktikus frontoknak nagyon gyakran széles, elmosódott frontálzónájuk van. Ilyen, majdnem stacionárius állapotban a jég határa mentén az arktikus frontálzóna hosszú ideig megmaradhat. Azonban már aránylag gyenge deformációs mező is gyorsan éleséssé teheti a meglévő frontot, a fronton fellépő ciklontevékenység pedig a sarki levegőnek a mérsékeltebb szélességekre való betörését idézi elő.

Petterssen kimutatta, hogy ha a levegő az *izotermákat* mozgása közben *keresztülmetszi*, a frontkeltő effektust, vagy a már meglévő front hőmérsékleti különbségét a felszín mindig *csökkenti*. A földfelszíni helyi hőmérsékletváltozást meghatározó

$$\frac{\partial T_0}{\partial t} = \frac{1}{c_p}\frac{dQ}{dt} - \nabla_2 T_0 \cdot \mathbf{V}_2 \qquad (12)$$

egyenlet jobboldalának második tagját $-\frac{\partial T}{\partial s} \cdot \mathbf{V}_s$ alakba írhatjuk, ahol s az izotermáknak a normálisaik irányában vett távolságát jelenti, amely pozitív, ha az alacsonyabb hőmérsékletektől a magasabbak felé irányul. Ekkor $-\frac{\partial T}{\partial s}$ a horizontális hőmérsékleti gradiens nagysága, V_s az s irányába eső szélsebességi komponens. A (12) egyenlet alakja tehát a következő lesz:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{c_p}\frac{\partial Q}{\partial t} - \frac{\partial T}{\partial s} \cdot \mathbf{V}_s.$$

Tegyük fel, hogy V_s pozitív, vagyis a szél a hőmérsékleti gradienssel szembe, a hideg területtől a meleg felé fúj. Ebben az esetben a levegő alulról felmelegszik és $\frac{1}{c_p}\frac{dQ}{dt} > 0$, akkor, amikor $-\frac{\partial T}{\partial s} \cdot \mathbf{V}_s < 0$.

Ha V_s negatív, vagyis ha a levegő a meleg területről a hideg felé mozog, azaz $\frac{1}{c_p}\frac{dQ}{dt} < 0$, akkor, amikor $-\frac{\partial T}{\partial s} \cdot \mathbf{V}_s > 0$. Tehát a nem-adiabatikus $\frac{1}{c_p} \cdot \frac{dQ}{dt}$ tag mind-

két esetben akadályozza az izoterma áthelyeződését. Ennek következtében az izotermák lassabban mozognak, mint maga a levegő. Az izotermák stacionáriusak maradnak, ha a két tag lerontja egymás hatását, vagyis, ha $\frac{1}{c_p} = \frac{\partial T}{\partial s} \cdot \mathbf{V}_s$.

Tehát nem-adiabatikus hatás következtében az izotermák alulról lassabban közelítik meg a szétáramlási vonalakat, mint szigorúan adiabatikus folyamatoknál, a szétáramlási tengelytől legjobban eltávolodott izotermák pedig még stacionáriusak maradhatnak.

41. §. A frontfelület hajlása

1. Általános meggondolások

A frontfelület két különböző sajátosságú légtömeget választ el egymástól, melyeket elsősorban különböző sűrűségi és sebességi értékek jellemeznek.

Ebben a fejezetben a frontfelületet *geometriailag éles szakadási felületnek* fogjuk tekinteni.

A hidrodinamika egyik tétele kimondja, hogy ha a szakadási felület mindenkor ugyanazon részecskékből áll, vagyis mindenkor ugyanazokat a légtömegeket választja el, akkor a felületre a következő *dinamikus feltétel* érvényes: *a nyomásértékek a szakadási felület mindkét oldalán egyenlők*, vagyis $p_1 = p_2$, amiből következik, hogy a szakadási felületen a nyomási differenciálok is egyenlők:

$$dp_1 = dp_2$$

vagy

$$dp_1 - dp_2 = 0. \tag{1}$$

Másszóval a nyomás a szakadási felületen nem változik meg. Tehát a sűrűségnek a frontfelületen beálló változása csak a hőmérséklet és nedvesség megváltozásából ered.

A mindenkor ugyanazon részecskékből álló szakadási felületre még egy *kinematikai feltételnek* is teljesülnie kell: *a felület normálisába eső sebességi komponenseknek mindkét légtömegben egyenlőknek kell lenniök*, vagyis

$$\mathbf{V}_{n1} = \mathbf{V}_{n2} \tag{2}$$

Ez a feltétel összefüggésben van a folytonossági egyenlettel, amelynek értelmében nem szabad, hogy a frontfelületen légüres tér, vagy új légtömeg keletkezzék. Ehhez az szükséges, hogy az egyik légtömegben a frontfelület felé irányuló sebességi komponens nagyságra nézve egyenlő legyen a másik légtömegben a frontfelülettől elirányuló sebességi komponenssel.

Tegyük fel, hogy a szakadási felület *stacionárius, vagyis az idővel nem változtatja helyzetét:* nem tolódik el és nem deformálódik. Nyilvánvaló, hogy ilyen felületre a kinematikai feltétel a következő lesz: a sebességeknek a légtömegeken belül, a választófelület mentén a felület minden pontjában párhuzamosaknak kell lenniök: $\mathbf{V}_{n1} = \mathbf{V}_{n2} = 0$. Ilyen feltétel mellett a felület mozdulatlan marad.

Általánosabb az az eset, amikor a szakadási felületek deformáció, vagyis keresztmetszetük megváltozása nélkül egyenletesen változtatják meg helyzetüket. Nyilvánvaló, hogy stacionárius felület esetében könnyen adódik ilyen helyzet, ha a mozgási mezőre egy, a felület normálisának irányába eső egyenletes eltolódást okozó erő hat. Sokkal általánosabb az az eset, amikor a szakadási felületeknél a felület normálisának irányában gyorsulást találunk.

Az ilyen felület térbelileg áthelyeződik, miközben deformálódik, vagyis szerkezete megváltozik.

A frontfelület csak olyan feltétel mellett lehet horizontális, amikor mindkét légtömeg nyugalomban marad, ekkor az izobárfelületek is horizontálisak és a melegebb, kisebb sűrűségű levegő a hidegebb, nagyobb sűrűségű levegő felett helyezkedik el.

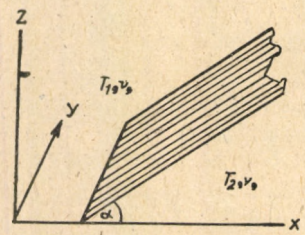
Tegyük fel, hogy a nyugalomban lévő légtömegeket vertikális, vagy hajlott frontfelület választja el egymástól. Ekkor a hideg és a meleg levegőben nyomásfokozati különbség mutatkozik, ami a (jelen esetben horizontális) izobárfelületek távolságkülönbségében nyilvánul meg, ez viszont azt jelenti, hogy a frontfelület mentén a nyomási mezőben szakadás van. Ezért a frontfelület nyugvó légtömegek között csak horizontális helyzetű lehet.

Mozgásnál azonban az izobárfelületek a Föld felszínéhez képest hajlottak és ebben az esetben megvan a lehetőség arra, hogy a frontfelület eltérjen a horizontális helyzettől anélkül, hogy a nyomáseloszlásban mutatkozó folytonosságot megsértené. *Ha* tehát *a légtömegek mozognak, a frontfelületnek* — mint ez szabály is — *hajlottnak kell lennie, miközben a hideg levegő ékalakban a meleg levegő alatt fekszik*, mivel bármilyen függőleges légoszlop csak így maradhat biztos egyensúlyban.

Ennek bizonyítására a dinamikus meteorológiai ismereteket idézzük.

2. *A szakadási felület differenciál-egyenlete*

A levegő mozgásegyenletében használjunk Descartes-féle koordinátákat és jelöljük a külső erők, beleértve a nehézségi és inercia erők (eltérítő és centrifugális) komponenseit, X, Y, Z-vel. 1-es index-szel a kisebb sűrűségű, 2-es index-szel a nagyobb sűrűségű légtömeget (103. ábra), u, v, w-tal pedig a koordináta-tengelyek irányában vett gyorsulási komponenseket fogjuk jelölni. Ekkor az első légtömegre vonatkozó mozgásegyenletek a következők:



103. ábra. Választófelület az x, y, z koordináta-rendszerben

$$\dot{u}_1 = X_1 - \frac{1}{\varrho_1}\frac{\partial p_1}{\partial x};\quad \dot{v}_1 = Y_1 - \frac{1}{\varrho_1}\frac{\partial p_1}{\partial y};\quad \dot{w}_1 = Z_1 - \frac{1}{\varrho_1}\frac{\partial p_1}{\partial z} \tag{3}$$

és hasonlóan a másikra

$$\dot{u}_2 = X_2 - \frac{1}{\varrho_2}\frac{\partial p_2}{\partial x};\quad \dot{v}_2 = Y_2 - \frac{1}{\varrho_2}\frac{\partial p_2}{\partial y};\quad \dot{w}_2 = Z_2 - \frac{1}{\varrho_2}\frac{\partial p_2}{\partial z}. \tag{4}$$

Szorozzuk a (3) egyenletek mindkét oldalát rendre $\varrho_1 dx$, $\varrho_1 dy$, $\varrho_1 dz$-vel, ahol dx, dy, dz bármely, a szakadási felületben fekvő elemi vonaldarab vetületét jelenti és adjuk össze őket. Hasonlóképpen szorozzuk meg a (4) egyenleteket rendre $\varrho_2 dx$, $\varrho_2 dy$, $\varrho_2 dz$-vel és összegezzük őket. Mivel a jobboldali rész második tagjainak összege teljes differenciált ad, azt kapjuk, hogy

$$\left.\begin{aligned} dp_1 &= (\varrho_1 X_1 - \varrho_1 \dot{u}_1)\,dx + (\varrho_1 Y_1 - \varrho_1 \dot{v}_1)\,dy + (\varrho_1 Z_1 - \varrho_1 \dot{w}_1)\,dz, \\ dp_2 &= (\varrho_2 X_2 - \varrho_2 \dot{u}_2)\,dx + (\varrho_2 Y_2 - \varrho_2 \dot{v}_2)\,dy + (\varrho_2 Z_2 - \varrho_2 \dot{w}_2)\,dz. \end{aligned}\right\} \tag{5}$$

A $dp_1 = dp_2$ (2) dinamikai alapfeltétel szerint (5)-ből a szakadási felület differenciál egyenletére a következő alakot kapjuk:

$$[(\varrho_1 X_1 - \varrho_2 X_2) - (\varrho_1 \dot{u}_1 - \varrho_2 \dot{u}_2)]\, dx + [(\varrho_1 Y_1 - \varrho_2 Y_2) - (\varrho_1 \dot{v} - \varrho_2 \dot{v}_2)]\, dy + [(\varrho_1 Z_1 - \varrho_2 Z_2) - (r_1 \dot{w}_1 - \varrho_2 \dot{w}_2)]\, dz = 0. \tag{6}$$

Ebből meghatározhatók a frontfelület és a koordináta-tengelyek által alkotott szögek tangensei:

$$\left.\begin{aligned} \frac{dz}{dx} &= -\frac{(\varrho_1 X_1 - \varrho_2 X_2) - (\varrho_1 \dot{u}_1 - \varrho_2 \dot{u}_2)}{(\varrho_1 Z_1 - \varrho_2 Z_2) - (\varrho_1 \dot{w}_1 - \varrho_2 \dot{w}_2)}, \\ \frac{dz}{dy} &= -\frac{(\varrho_1 Y_1 - \varrho_2 Y_2) - (\varrho_1 \dot{v}_1 - \varrho_2 \dot{v}_2)}{(\varrho_1 Z_1 - \varrho_2 Z_2) - (\varrho_1 \dot{w}_1 - \varrho_2 \dot{w}_2)}. \end{aligned}\right\} \tag{7}$$

Most tegyük fel: a koordináta-tengelyeket úgy választottuk, hogy a frontfelület párhuzamos az y-tengellyel, vagyis $\frac{dz}{dy} = 0$. Ekkor $\frac{dz}{dx} = tg\,\alpha$, ahol α a frontfelületnek a horizon síkjával alkotott hajlásszöge és a (7) egyenletek a következő alakúak lesznek:

$$\left.\begin{aligned} \operatorname{tg}\alpha &= -\frac{(\varrho_1 X_1 - \varrho_2 X_2) - (\varrho_1 \dot{u}_1 - \varrho_2 \dot{u}_2)}{(\varrho_1 Z_1 - \varrho_2 Z_2) - (\varrho_1 \dot{w} - \varrho_2 \dot{w}_2)}, \\ \varrho_1 Y_1 - \varrho_2 Y_2 &= \varrho_1 \dot{v}_1 - \varrho_2 \dot{v}_2. \end{aligned}\right\} \tag{8}$$

Tegyük fel, hogy a mozgás: 1. *egyenesvonalú*, vagyis a centrifugális erő hiányzik, 2. *súrlódásmentes*, vagyis hiányzik a súrlódási erő; ezenkívül elhanyagoljuk a Föld forgása által okozott eltérítő erő vertikális komponensét, mivel az kicsiny.

Ekkor

$$X = lv,\quad Y = -lu,\quad Z = -g,$$

ahol $l = 2\,\omega \sin \varphi$. Az l előjelének meghatározásához szükséges, hogy megállapítsuk a koordináta-tengelyek pozitív irányait. Az x tengely jobb felé, az y a rajz síkja mögé irányított (jobbsodrású koordináta-rendszer), a g előjelét meghatározó z tengely felfelé irányul. Ekkor a (8) egyenlet a következő alakba írható:

$$\left.\begin{aligned} \operatorname{tg}\alpha &= \frac{l(\varrho_1 v_1 - \varrho_2 v_2) - (\varrho_1 \dot{u}_1 - \varrho_2 \dot{u}_2)}{g(\varrho_1 - \varrho_2) + (\varrho_1 \dot{w}_1 - \varrho_2 \dot{w}_2)}, \\ -l(\varrho_1 u_1 - \varrho_2 u_2) &= (\varrho_1 \dot{v}_1 - \varrho_2 \dot{v}_2). \end{aligned}\right\} \tag{9}$$

3. *Margules egyenlete*

A további egyszerűsítés céljából tegyük fel, hogy az x és z *tengelyek irányában egyik légtömeg mozgásának sincs gyorsulása*. Ekkor a (9) első egyenletéből a frontfelület hajlásszögére az ismert *Margules-féle egyenletet* kapjuk:

$$\operatorname{tg}\alpha = -\frac{\varrho_1 v_1 - \varrho_2 v_2}{g\,\varrho_1 - \varrho_2}, \tag{10}$$

vagy a gázok állapotegyenlete alapján

$$\operatorname{tg}\alpha = \frac{l}{g}\,\frac{T_1 v_2 - T_2 v_1}{T_1 - T_2}. \tag{11}$$

A Margules-féle egyenlet összefüggést állapít meg a frontfelület hajlásszöge, a front vonalával párhuzamos tengelyek sebességkomponensei és a légtömegek sűrűsége (hőmérséklete) között. Ha feltesszük, hogy a hőmérséklet és a sebesség a magassággal egyik légtömegben sem változik, akkor *tg α* minden magasságra ugyanaz és a frontfelület sík. Valóságos feltételek között a hőmérséklet és a sebesség a magassággal változik, aminek következtében a frontfelület az *y* tengellyel párhuzamos irányú henger lesz.

Hasonlítsuk össze a frontfelület hajlását az izobárfelületeknek az *x* tengellyel alkotott hajlásszögével. Az izobárfelület differenciál-egyenlete:

$$dp = \frac{\partial p}{\partial x}dx + \frac{\partial p}{\partial y}dy + \frac{\partial p}{\partial z}dz = 0. \tag{12}$$

Ahhoz, hogy az izobárfelületnek az *x* tengelyhez viszonyított hajlását meghatározzuk, tételezzük fel, hogy $\frac{dp}{dy} = 0$ és ekkor

$$\operatorname{tg}\beta = \frac{dz}{dx} = -\frac{\frac{\partial p}{\partial x}}{\frac{\partial p}{\partial z}}. \tag{13}$$

A mi esetünkben a mozgás egyenesvonalú, súrlódásmentes, az *x* és *z* tengelyek irányában gyorsulás nincs, tehát

$$\operatorname{tg}\beta = -\frac{l\varrho v}{-g\varrho} = \frac{lv}{g}.$$

Következésképpen

$$\operatorname{tg}\beta_1 = \frac{lv_1}{g};\quad \operatorname{tg}\beta_2 = \frac{lv_2}{g}, \tag{14}$$

vagyis az izobárfelület hajlása a szél sebességével arányos.

α és *β* nagyságrendjének megállapítása céljából vegyünk egy számszerű példát. Tegyük fel, hogy $\varphi = 45°$, $T_1 = 283°$, $T_2 = 273°$, $v_1 = 0$, $v_2 = 20$ m/sec. Ekkor $\alpha = 21'$, $tg\,\alpha = 0{,}00595 = 1:168$, $\beta_1 = 0$, $tg\,\beta_1 = 0$, $\beta_2 = 0{,}7'$, $tg\,\beta_2 = 0{,}000210 = 1:4754$.

Mint látjuk, amíg a frontfelület hajlásszöge percekkel változik, addig az izobárfelület hajlásszögének változása a példa szerint 30-szor kisebb, vagyis másodperc-nagyságrendű. Tehát az az ék, amelynek formájában a hideg levegő a meleg alatt fekszik, rendkívül lapos, a rajta átmenő izobárfelületek pedig még ennél is laposabban helyezkednek el.

Mivel általában $v_1 \neq v_2$, így $\beta_1 \neq \beta_2$, tehát az egyik légtömegből a másikba történő átmenetnél az izobárfelületek a frontfelület mentén törést szenvednek. A törés sajátosságait a továbbiakban fogjuk tisztázni.

A frontfelület hajlásszöge grafikusan is meghatározható, ha az izobárfelületnek az x tengellyel alkotott hajlásszöge mindkét légtömegben ismeretes. Rajzoljuk meg az XZ vertikális síkban mindkét légtömeg izobárjait. A választófelület a metszeten az egyenlő számértékű izobárok metszéspontjain megy át. Ilymódon megszerkeszthetjük a frontfelület keresztmetszetét és meghatározhatjuk annak hajlását, ugyanolyan léptékben, mint ahogyan ezt az izobárfelületek esetében tettük.

A Margules-féle egyenlet csak a következő lényeges megszorításokkal érvényes: *a mozgás egyenesvonalú, a súrlódás hiányzik és két koordináta-tengely irányában nincs gyorsulás.* Ennek ellenére azok a mennyiségi következtetések amelyeket ebből az egyenletből vonhatunk, minden frontfelületre alkalmasak, s a Margules-féle egyenletből a hajlásra kapott nagyságrend is általános jelentőségű.

4. A Margules-féle egyenlet elemzése

A Margules-féle egyenletből mindenekelőtt az következik, hogy *a frontfelület hajlásszöge a földrajzi szélesség szinuszával arányos.* Tehát egyéb azonos feltételek mellett α a sarkoktól az Egyenlítő felé csökken, az Egyenlítőn $\alpha = 0$, vagyis a választófelület bármilyen sebességi és hőmérsékleti értékek mellett horizontális fekvésű. A Déli-félgömbre történő átmenetnél a hajlásszög, φ-vel együtt, jelet vált. További analízis céljából Margules egyenletét átalakítjuk. Helyettesítsük be a (11) egyenletbe a következő kifejezéseket:

$$T_1 = T_m + \frac{\Delta T}{2},\quad T_2 = T_m - \frac{\Delta T}{2},\quad v_1 = v_m - \frac{\Delta v}{2},\quad v_2 = v_m + \frac{\Delta v}{2},$$

ahol az m index a számtani közepet, a Δ szimbólum a hőmérsékleti és sebességi értékkülönbségeket jelenti. Ebben az esetben $\Delta T = T_1 - T_2 > 0$, $\Delta v = v_2 - v_1$. Ekkor a Margules-féle egyenlet a következő alakú lesz:

$$\operatorname{tg}\alpha = \frac{l}{g} T_m \frac{\Delta v}{\Delta T} + \frac{l}{g} v_m. \tag{15}$$

Az egyenlet jobboldalán álló második tag az izobárfelületnek az x tengellyel alkotott közepes hajlásszögét jelenti geosztrofikus szél esetén, vagyis $\operatorname{tg}\beta_m$-et. Ebből

$$\operatorname{tg}\alpha = \frac{l}{g} T_m \frac{\Delta v}{\Delta T} + \operatorname{tg}\beta_m. \tag{16}$$

Mivel $\operatorname{tg}\beta_m$ $\operatorname{tg}\alpha$-hoz viszonyítva kicsiny, így közelítőleg

$$\operatorname{tg}\alpha \approx \frac{l}{g} T_m \frac{\Delta v}{\Delta T}, \tag{17}$$

vagyis *a frontfelület hajlása egyenesen arányos a két légtömeg sebességkülönbségével és fordítottan arányos a hőmérsékleti különbséggel.* Ha $\Delta T = 0$, $\operatorname{tg}\alpha = \infty$, vagyis a frontfelület vertikális helyzetű.

Ha a sebességkülönbség zérus, $\Delta v = 0$, akkor a (16) egyenletből

$$\operatorname{tg}\alpha = \operatorname{tg}\beta_m,$$

ahol $\operatorname{tg}\beta_m$ az izobárfelületek közös hajlásszögét jelenti mindkét légtömegben.

Az izobárfelületek és a frontfelület mind a két légtömegben kölcsönösen párhuzamosak egymással.

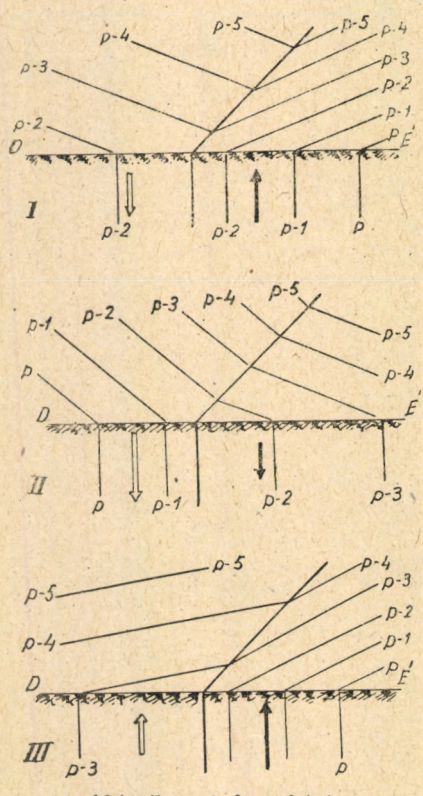
Ha mindkét légtömeg nyugalomban van, akkor $\Delta v = 0$, $\operatorname{tg} \beta_1 = \operatorname{tg} \beta_2 = \operatorname{tg} \beta_m = 0$, akkor $\operatorname{tg} \alpha = 0$, vagyis mind az izobárfelületek, mind a frontfelület horizontális helyzetűek. Ez közvetlenül látható a Margules-féle egyenlet (10) alakjából.

Még egy nagyon fontos következtetést teszünk. Amennyiben $\Delta T = T_1 - T_2 > 0$ és $\operatorname{tg} \alpha > 0$, akkor $\Delta v = v_2 - v_1 > 0$.

Az y tengely pozitív irányát vegyük balfelé, ha szemben állunk a hideg ékkel. Ebből következik, hogy *a meleg levegő a frontfelület mentén a hideg levegőhöz viszonyítva jobbfelé áramlik.* Másszóval, ha a hideg levegővel együtt mozgunk a meleg levegővel szembe nézve, az utóbbi balra fog mozogni.

5. *Frontfelület légnyomási mezőben*

Annak a következtetésnek az alapján, hogy $T_1 > T_2$ esetén $v_2 > v_1$, választ adhatunk arra a kérdésre, *hogyan helyezkednek el az izobárfelületek a stacionér frontot határoló két légtömegben.* Ennek a kérdésnek nagy gyakorlati jelentősége van, mivel a Margules-felületre alkalmazott következtetések általános frontfelületre is érvényesek.



104. ábra. A frontfelület elhelyezkedésének 3 főhelyzete a nyomási mezőben

A következtetés megkönnyítése céljából a koordináta-tengelyek irányát a következőképpen állapítjuk meg:

Feltesszük, hogy jobbsodrású koordináta rendszerünkben az x tengely észak felé, a fronttal párhuzamos y tengely pedig nyugat felé irányul. A hideg levegő ebben az esetben *északra* fekszik. Egyszerűség kedvéért tegyük fel továbbá, hogy az x tengely irányába eső sebességi komponens hiányzik, az áramlás iránya párhuzamos az y tengellyel, vagyis a front vonala, tehát a frontfelület is stacionér. Végül tegyük fel, hogy a mozgás geosztrofikus, vagyis $\dot{v}_1 = \dot{v}_2 = 0$. Geosztrofikus áramlás esetében az izobárok is párhuzamosak a front vonalával, tehát az izobárfelületek, ugyanúgy a frontfelület is csak az x tengely felé hajlanak. A v_1, v_2 sebességek a megadott feltételek mellett keleti áramlásnál pozitív, nyugati áramlásnál negatív előjelűek.

Három főesetet különböztetünk meg, amikor $v_1 < v_2$:

1. $v_2 > 0 > v_1$. Nyugati áramlás a meleg, keleti áramlás a hideg levegőben (104—I. ábra);

2. $0 > v_2 > v_1$. Nyugati áramlás mindkét légtömegben, amely a meleg levegőben sokkal erősebb, mint a hidegben (104—II. ábra);

3. $v_2 > v_1 > 0$. Keleti áramlás mindkét légtömegben, amely a hideg levegőben sokkal erősebb, mint a melegben (104—III. ábra).

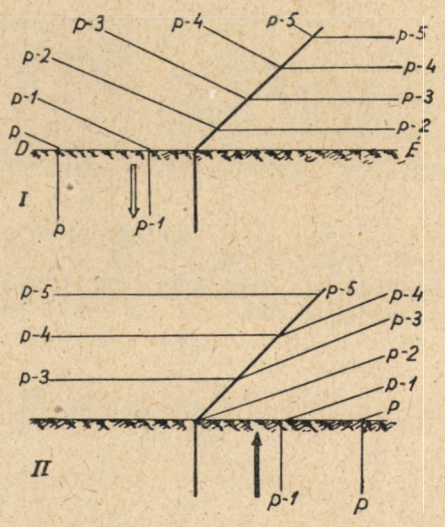
Mint *különálló eseteket* különböztetjük meg:

1. $v_1 < 0 = v_2$. Szélcsend a hideg levegőben, nyugati áramlás a melegben (105—I. ábra);

2. $v_2 > 0 = v_1$. Szélcsend a meleg levegőben, keleti áramlás a hidegben (105—II. ábra).

Milyen lesz az izobárfelületek hajlása a felsorolt esetekben?

Az 1. főesetben a nyomási gradiensek mindkét légtömegben a front felé irányulnak, tehát az izobárfelületek mindkét légtömegben a front felé lejtenek. A 2. esetben a nyomási gradiensek mindkét légtömegen belül délről észak felé irányulnak, miközben a meleg levegőben a gradiens nagyobb, mint a hidegben. Ebben az esetben az izobárfelületek mindkét légtömegben észak felé lejtenek, lejtésük a meleg levegőben sokkal nagyobb, mint a hidegben. A 3. esetben a nyomási gradiensek mindkét légtömegben északról dél felé irányulnak, a meleg levegőben a gradiens kisebb, mint a hidegben. Az izobárfelületek mindkét légtömegben dél felé lejtenek, amely lejtés a meleg levegőben sokkal enyhébb, mint a hidegben.



105. ábra. A frontfelület elhelyezkedésének két különleges esete a nyomási mezőben

Az első különálló esetben az izobárfelületek a hideg légtömegben horizontálisak, a melegben észak felé lejtenek. A másik különleges esetben az izobár felületek a meleg levegőben horizontálisak, míg a hidegben dél felé lejtenek.

Az izobárfelületek valamennyi felsorolt esetben *megtörnek, ha a frontfelületen áthaladnak. Az első főesetben a nyomási mezőben szemmel látható, a többi esetben álcázott bemélyedés alakul ki.* Az ábrákból könnyen meggyőződhetünk arról, hogy valamennyi tárgyalt esetben *teljesül a sztatika alapegyenlete:* az izobárfelületek közötti függőleges távolság hideg levegőben kisebb, mint a melegben.

Más kombinációk a vizsgáltakon kívül nem lehetségesek. Nem lehet nyugati áramlás a hideg levegőben és keleti a melegben, nyugati áramlás a hideg levegőben és sokkal gyengébb nyugati a melegben, keleti áramlás a hideg levegőben és sokkal erősebb keleti a melegben. Valamennyi esetben a hideg levegőben nagyobb nyomási lépcsőket kapnánk, mint a melegben, ami nem lehetséges.

Könnyen beláthatjuk, hogy valamennyi lehetséges kombináció *egyetlen esetre vezethető vissza.* Ha pl. az 1. esetet vesszük alapul és arra kelet vagy nyugat felé megfelelő sebességű áramló mozgást viszünk rá, valamennyi többi esetet megkapjuk. Hasonlóképpen valamennyi lehetséges esetre a nyomási mezőket is megkaphatjuk az 1. bemélyedésből, ha arra mindkét légtömegben északról délre vagy délről északra irányuló nyomási gradienseket viszünk rá.

Tehát a front mindig összefüggésben van a nyomási mező szemmelláthatő vagy álcázott bemélyedésével.

Légnyomási gerinc tengelyében front nem képződhet. Ha ez megvalósulna, akkor »tiltott« áramlási helyzet alakulna ki, amelynél a nyomási lépcső a meleg levegőben kisebb lenne, mint a hidegben, ami nem lehetséges. Nem lehet összefüggésben a frontokkal a közös nyomási gradiensen fekvő gerinc tengelye sem.

A troposzférában a valóságban előforduló esetek során mind a három áramlási eloszlás megfigyelhető a front mellett. Leggyakoribb a 2. eset, amikor mindkét légtömegben nyugatról kelet felé történik az áramlás, — leggyakoribb ez a poláris front esetében, amely az azóri anticiklon és az izlandi ciklon között halad át. Elég gyakran észlelhető az 1. eset is, különösen az Eurázia feletti szárazföldi anticiklon és a sarki anticiklon között. Legritkább a harmadik eset, amikor a front mindkét oldalán keleti az áramlás iránya.

A fentebb kapott következtetések *mozgó* frontfelület esetére is kiterjeszthetők, amikor a mozgásnak a front vonala normálisának irányában is van összetevője. Az izobárfelületek ebben az esetben nemcsak a rajz síkjában hajlanak meg, vagyis északról délre, vagy délről északra, hanem a rajz síkjára merőlegesen is, — nyugatról keletre, vagy keletről nyugatra. A bemélyedést a térképen természetesen nem egymással párhuzamos, hanem V-alakú izobárok ábrázolják. Ez meleg vagy hideg front esetére egyaránt érvényes.

Éles front esetében a fronton átmenő izobárok szög alakban törnek meg, míg elmosódott frontnál az izobárok a front mentén nem mutatnak éles törést, hanem többé vagy kevésbbé köralakú görbületet mutatnak. Ebben az esetben az izobárok a meleg levegő felől többé-kevésbbé egyenes vonálban közelítik meg a frontot, míg a hideg levegő oldalán nagyobb, vagy kisebb görbületet mutatnak.

A bemélyedéssel összefüggésben a szél a front átvonulásával jobbra, például *SW*-ről *W* vagy *NW*-re fordul.

6. *A Margules-féle egyenlet alkalmazhatóságának határai*

Margules egyenlete arra az esetre érvényes, amikor *a geosztrofikus szél mindkét légtömegben párhuzamos a front vonalával,* vagyis amikor $\dot{v}_1 = \dot{v}_2 = 0$ és $\dot{u}_1 = \dot{u}_2 = 0$. Ekkor, mivel $u_1 = u_2 = 0$, a frontfelület stacionér.

Azonban nem kötelező, hogy a mozgás geosztrofikus és az y tengellyel párhuzamos legyen. A (9) második egyenlete $\dot{v}_1$, $\dot{v}_2$, u_1 és u_2-re a következő feltételt írja elő:

$$-l(\varrho_1 u_1 - \varrho_2 u_2) = (\varrho_1 \dot{v}_1 - \varrho_2 \dot{v}_2). \tag{18}$$

Ebből az következik, hogy a front vonala mentén és a front vonala normálisának irányában különböző gyorsulási és sebességi kombinációk lehetségesek, amelyeknél a (9) feltétel teljesül és a hajlásszög Margules egyenletéből meghatározható. Így pl. feltehetjük, hogy $u_1 = u_2$. Ekkor a (18) feltételből

$$u_1 = u_2 = -\frac{(\varrho_1 \dot{v}_1 - \varrho_2 \dot{v}_2)}{l(\varrho_1 - \varrho_2)}. \tag{19}$$

Tehát v_1 és v_2 között a (19) egyenlet jobboldala által meghatározott összefüggés esetén az x tengely irányába eső sebességkomponensek mindkét légtömegben egyenlők.

Ha feltételezzük, hogy a mozgás a front vonala mentén egyenletes, azaz $\dot{v}_1 = \dot{v}_2 = 0$, akkor az u_1 és u_2 sebességkomponenseknek ki kell elégíteniük a következő feltételt:

$$u_1 \varrho_1 = u_2 \varrho_2 \tag{20}$$

vagy

$$\frac{u_1}{T_1} = \frac{u_2}{T_2}. \tag{21}$$

Ha $T_1 \neq T_2$ és $u_1 \neq u_2$, akkor nyilvánvaló, hogy ebben az esetben elkerülhetetlen a vertikális mozgási komponens jelenléte, legalábbis az egyik légtömegben.

Fordítsuk most a figyelmünket arra, hogy a vertikális sebességi összetevő teljesen összeegyeztethető a Margules-féle egyenlettel, mivel w_1 és w_2 ebben nem szerepel. w_1 és w_2-re semmi más feltételt nem lehet kikötni, azonkívül, hogy az idővel nem változnak, mivel a következtetéseinkben feltételeztük, hogy $\dot{w}_1 = \dot{w}_2 = 0$.

Tehát *Margules egyenlete siklási felületre is alkalmazható, ha a siklás egyenletes.* Egyes esetekben olyan stacionér siklási felület is kialakulhat, amely kielégíti a Margules-egyenletet. Ehhez az szükséges, hogy $w_1 = u_1 \operatorname{tg} \alpha$, $w_2 = u_2 \operatorname{tg} \alpha$. Ebben az esetben a mozgás mindkét légtömegben párhuzamos lesz a választófelülettel.

Megjegyzendő, hogy a siklási felületekről fentebb elmondottak csak olyan felületekre alkalmazhatók, melyek térbelileg nem elhatároltak. Ha a frontfelület metszi a Föld felszínét, akkor a Föld felszínén a siklás horizontális mozgásba megy át, aminek következtében a frontfelület deformálódik és az α szög megváltozik.

7. *A siklási felület általános esete*

Ha a siklásnak gyorsulása van, vagyis ha $\dot{u}_1$, $\dot{u}_2$, $\dot{w}_1$, $\dot{w}_2$ zérustól különbözők, akkor a sikló felület általános esetével állunk szemben. Ennek hajlásszögét, már nem a Margules-féle egyenletből, hanem a (9) általános egyenletből határozzuk meg. v_1, v_2, ϱ_1, ϱ_2 ugyanezen értékeire ez a szög szintén különbözni fog a Margules-féle szögtől.

A tapasztalat azt mutatja, hogy felsikló frontfelületre (anafront) általában $\alpha > \alpha_M$, ahol α_M a Margules-féle egyenletből kapott szög, ezzel szemben lesikló felületre (katafront) $\alpha < \alpha_M$. Az anafrontok hajlásának a tapasztalat alapján kapott nagyságrendje: 1.10^{-2}—3.10^{-2}. A katafrontok hajlásának nagyságrendje: 10^{-3}.

A siklási felület hajlásszögéről a fentebb elmondottak elméleti magyarázata nem elég pontos és nem ad teljesen meghatározott eredményt, ezért azt itt mellőzzük.

42. §. A frontok áthelyeződése

1. Frontfelület áthelyeződése a térben

A frontfelületek a légkörben áthelyeződnek. Stacionér vagy közelítőleg stacionér front aránylag ritkán fordul elő. Gyakoribb az az eset, amikor a frontfelület a hideg vagy a meleg levegő felé helyeződik át. Az első esetben meleg, a másik esetben hideg frontról beszélünk. Előfordul még ú. n. *kvázistacionér* front is. Ebben az esetben a front helyzete nem, vagy alig változik ; a frontfelületen azonban állandóan hullámok haladnak át és ezzel összefüggésben a front jellege periódikusan változik : egyik esetben hideg, a másik esetben meleg front lesz, ennek megfelelően egyik, majd másik irányban mozog.

A frontfelület ugyanazon részecskékből áll és a választófelület mentén $V_{n2} = V_{n1}$; ezért a frontfelület áthelyeződésének sebessége egyenlő a felület mindkét oldalával határos részecskéknek a felület normálisa irányába eső sebességével. *A frontfelület* tehát *a felület bármelyik oldalán mozgó levegőnek a felület normálisa irányába eső sebességével helyeződik át.*

2. A front vonalának a valódi és gradiens széllel kapcsolatos áthelyeződése

A gyakorlatban bennünket a *front vonalának* a horizontális síkban történő áthelyeződése érdekel. Ha a légtömegeknek nincs vertikális sebességi összetevője, akkor nyilvánvaló, hogy a front vonalának C_F sebessége egyenlő a bármelyik légtömegben észlelt horizontális szélsebességnek a frontvonal normálisa irányába eső komponensével. Ha a front vonala párhuzamos az y tengellyel, akkor

$$C_F = u_1 = u_2. \tag{1}$$

Ha a frontfelület siklási felület, akkor fellépnek a w_1 és w_2 vertikális sebességi összetevők is. Ha feltételezzük, hogy a siklási felület *stacionér*, vagyis nem változik a térben, akkor nyilvánvaló, hogy a horizontális és vertikális sebességi összetevők között fennáll a következő összefüggés :

$$w_1 = u_1 \operatorname{tg} \alpha, \quad w_2 = u_2 \operatorname{tg} \alpha, \tag{2}$$

ahol α a frontfelület hajlásszöge.

Ha a siklási felület áthelyeződik, akkor u_1 és u_2 helyett $(u_1 - C_F)$, $(u_2 - C_F)$ különbségeket kell kapnunk. Tehát siklási felületre

$$w_1 = (u_1 - C_F) \operatorname{tg} \alpha, \quad w_2 = (u_2 - C_F) \operatorname{tg} \alpha. \tag{3}$$

Ezekből az egyenletekből *a front sebességére* azt kapjuk, hogy

$$C_F = u_1 - w_1 \operatorname{ctg} \alpha = u_2 - w_2 \operatorname{ctg} \alpha. \tag{4}$$

Így pl. a meleg levegő felsikló mozgásakor $w_1 > 0$ és ezért $C_F < u_1$; a meleg levegő lesikló mozgásakor $w_1 < 0$ és $C_F > u_1$.

A Föld felszínén, ahol $w_1 = w_2 = 0$, $C_F = u_1 = u_2$.

A vertikális összetevő javítása gyakorlatilag nem lehetséges, mivel w_1 és w_2 értékei nem változnak, ezért a front sebességét meghatározó

$$C_F \approx u_1 \approx u_2$$

egyenlet közelítőleg bármely szintre érvényes.

Ennél a feltételnél azonban meg kell jegyeznünk, hogy a szél sebességét a földfelszínen fékezi a súrlódás. Amennyiben a frontfelület keresztmetszete az idővel egyáltalában nem, vagy csak keveset változik, a front vonala a földfelszínen gyorsabban helyeződik át, mint ez a földfelszíni szélből következik, vagyis

$$C_{F_0} > u_1, \quad C_{F_0} > u_2.$$

Ez összefüggésben van a turbulenciával és a leszálló mozgásokkal, amelyek kiküszöbölik a front vonalának földfelszíni késését a frontfelületnek nagyobb magasságokban történő áthelyeződéséhez képest. [lásd a továbbiakban (6)]. Ezért normális szélösszetevő esetén a front földfelszíni áthelyeződésének sebessége egyenlővé tehető a szabad légkörben történő áthelyeződési sebességgel, vagyis a súrlódási szint felett

$$C_{F_0} = u_{G_1}, \quad C_{F_0} = u_{G_2}. \tag{5}$$

Ez azonban határozatlan marad, mivel a szél sebessége a vertikális mentén a súrlódási szint felett is változhat. V. G. Bolsova (1936.) pl. 360 felhőgereblyével és pilótléggömbbel végzett észlelés alapján arra a meggyőződésre jutott, hogy hideg levegőben a meleg front normálisának irányába eső szélösszetevő *Ac* és *As* felhők alatt nagyrészben kisebb, mint a front sebessége a súrlódási szint felett. Gyakorlatilag legcélszerűbb, ha a *front vonalának áthelyeződési sebességét a földfelszíni izobárok alapján kiszámított geosztrofikus szél normális összetevőjének sebességével tesszük egyenlővé.* Ilyen számítás mindig lehetséges és a gradiens-vonalzó segítségével nagyon gyorsan elvégezhető.

A súrlódás következtében a front sebessége rendszerint *kisebb*, mint a geosztrofikus szél normális összetevője. A tapasztalat szerint első közelítésben (Petterssen szerint) :

a meleg frontok 60—80%-os geosztrofikus szélsebességgel mozognak ;

a második típusú hideg frontok a geosztrofikus szélsebesség 70—90%-val ;

az első típusú hideg frontok kb. a geosztrofikus szél sebességével mozognak.

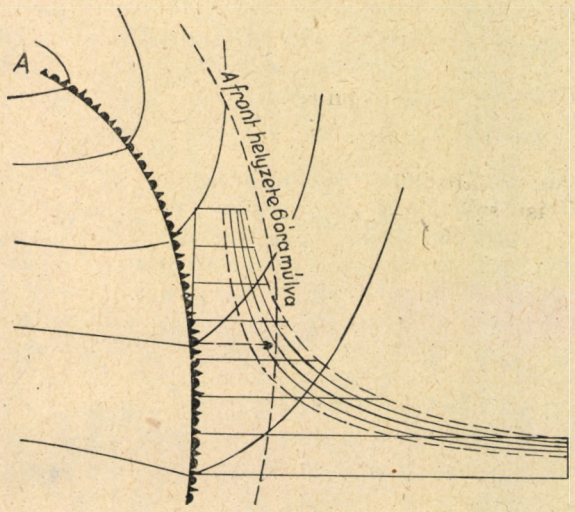
Ennek megfelelően a gradiens-vonalzóval történő szélsebesség meghatározásakor (lásd a továbbiakban) javítást kell alkalmaznunk. Általában a front áthelyeződésének gradiens-vonalzóval történő meghatározásakor az imént bevezetett javítás annál pontosabb, minél nagyobb a geosztrofikus szél sebessége és természetesen minél kisebb az izobárok görbülete és minél kisebb az izallobárikus gradiens (a valódi és a geosztrofikus szélsebesség egymáshoz való viszonyának feltételeit lásd a 28. §-ban).

3. *A front áthelyeződésének meghatározása gradiens-vonalzó segítségével*

Mint tudjuk, a gradiens-vonalzó segítségével két szomszédos izobár távolsága alapján meghatározható a gradiens szél sebessége. Ha feltesszük, mint ez a gyakorlatban szokás, hogy a front a normálisának irányába eső gradiens-szélösszetevő sebességével helyeződik át, akkor a gradiens-vonalzó segítségével közvetlenül meg lehet határozni a front áthelyeződésének sebességét.

Erre a célra F. K. HM. I. gradiens-vonalzó ordináta-tengelyét (a Taborovszkij vonalzónál az abszcissza tengelyt) használjuk fel, azt azonban nem az izobárokra merőlegesen helyezzük el, mint a gradiens-szél nagyságá-

nak meghatározásakor tettük, hanem a front vonala mentén, úgyhogy a koordináta-rendszer középpontja egybeessék a frontot metsző egyik izobár metszéspontjával (106. ábra). Ekkor a szomszédos izobárnak az ordináta-tengellyel alkotott metszéspontjában leolvassuk a légnyomási gradiens front irányába eső összetevőjének nagyságát. A metszéspontba merőlegest állítunk. Ennek a merőlegesnek a hiperbolikus görbével alkotott metszéspontjából merőlegest bocsátunk az abszcissza tengelyre és ott leolvassuk a front áthelyeződésének m/sec-ban vagy 6 órára km/órá-ban kifejezett sebes-



106. ábra. A frontfelület elhelyezkedésének meghatározása gradiens-vonalzó segítségével

ségét. Az abszcissza tengelyen a koordináta-kezdőponttól a keresett pontig terjedő távolság megadja a front 6 órára vonatkozó áthelyeződésének nagyságát 1 : 10.000.000 léptékben. Ha ezt a távolságot közvetlenül a térképre mérjük, akkor megkapjuk az adott front 6 óra mulva bekövetkező helyzetét. Megjegyezzük azonban, hogy ezt a meghatározást a fentebb elmondottak értelmében javítani kell.

4. A front sebessége a légnyomási gradiensek és tendenciák függvényében

A tapasztalat azt mutatja, hogy jelentékeny hibákat követhetünk el, ha feltételezzük, hogy a front geosztrofikus sebességgel mozog. Ezért a front sebességét az izobár- és izallobár-mező alapján lehet meghatározni. A 39. §. (3) pontjában a front sebességére nyert formula szerint

$$C_F = -\frac{\frac{\partial p_1}{\partial t} - \frac{\partial p_2}{\partial t}}{\frac{\partial p_1}{\partial x} - \frac{\partial p_2}{\partial x}}, \qquad (6)$$

ahol a számlálóban a nyomásnak a front mindkét oldalára vonatkozó időszerinti helyi differenciálhányadosai, a nevezőben pedig a nyomási gradiensek állnak.

A (6) formula mezője mindig különbözik a zérustól, mivel a frontot mindig teknőszerű bemélyedés kíséri és $\frac{\partial p_1}{\partial x}$ és $\frac{\partial p_2}{\partial x}$ mindig ellentétes előjelűek. Tehát C_F csak abban az esetben válhat zérussá, ha a nyomás időszerinti változásai a front előtt és a front után előjelre és nagyságra nézve egyenlők. Ha a front egyik oldalán a nyomás süllyed, a másik oldalán növekszik, vagy lassabban süllyed, akkor a front át fog helyeződni.

Ha a differenciálhányadosokba gyakorlati idő- és távolságegységeket vezetünk be, pl. $\triangle t = 3$ óra, $\triangle x = 1$ meridián fok, akkor a számlálóban a front előtti és utáni nyomási tendenciák különbségét, a nevezőben pedig a front előtti és utáni nyomási gradiens normális összetevőinek különbségét kapjuk meg.

Ha tehát az időjárási térképen fel vannak tüntetve az izobárok, a front áthelyeződésének sebességét közelítőleg ugyanilyen egységekben (tehát meridián fok/3 óra) számíthatjuk ki.

Tegyük fel pl., hogy a meleg levegőben a nyomási gradiensnek a front normálisa irányába eső összetevője a hideg front előtt $\frac{\partial p_1}{\partial x} = 2$ mb meridián fokonként, az ennek megfelelő összetevő a hideg levegőben a front után $\frac{\partial p_2}{\partial x} = -3$ mb (az x tengely a hideg levegőtől a meleg felé irányul). A tendencia a front előtt $\frac{\partial p_1}{\partial t} = -2$ mb/3 óra, a front után $\frac{\partial p_2}{\partial t} = +4$ mb/3 óra. Ekkor $C_F = -\frac{4+2}{-3-2} = 1{,}2$ fok/3 óra. Az eredmény pozitív előjele arra utal, hogy a sebesség a hideg levegőtől a meleg felé irányul.

5. *A front áthelyeződésének iránya*

Ha feltételezzük, hogy a front geosztrofikusan helyeződik át, akkor annak irányát a geosztrofikus szél normális összetevőinek iránya határozza meg. Ha a normális összetevők a hideg levegőben a front felé irányulnak, a front hideg jellegű és a meleg levegő irányába mozog. Ellenkező esetben a front meleg jellegű és a hideg levegő felé helyeződik át.

Nehézség áll elő azonban azokban az esetekben, amikor a front iránya közelítőleg megegyezik az izobárok irányával. Ekkor a geosztrofikus szél normális összetevői kicsinyek, vagy teljesen hiányzanak és nem egyezhetnek meg a szabad légkörben észlelt valódi szél normális összetevőinek irányaival.

A front áthelyeződésének iránya ebben az esetben a front két oldalán található nyomási tendencia eloszlásának alapján határozható meg, számításba véve, hogy a front átmegy a teknő tengelyén.

A nyomásgradiens normális összetevői mindkét oldalról a teknő tengelye felé irányulnak, úgyhogy magán a tengelyen a nyomás a legkisebb értékű. Ha a teknő tengelye áthelyeződik, akkor az azt jelenti, hogy előtte a nyomás csökken, mögötte emelkedik, vagyis a tengely előtt süllyedő, mögötte emelkedő izallobárikus terület alakul ki. Tehát *a teknő tengelye és vele a front a süllyedő izallobárikus terület irányába helyeződik át.*

Ha az áthelyeződő front izallobárikus területét általános nyomássüllyedés vagy emelkedés jellemzi, akkor a következő kombinációk lehetségesek:

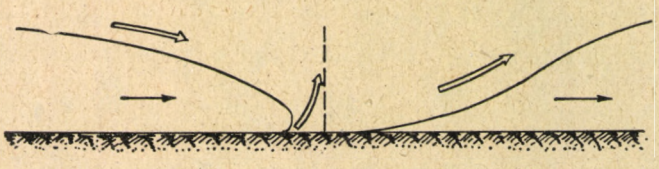
1. általános nyomássüllyedés esetén a süllyedés nagysága a front előtt nagyobb, mint a front mögött ;

2. általános nyomásemelkedés esetén az emelkedés a front után nagyobb, mint a front előtt.

Tehát kimondhatjuk, hogy *a front minden esetben az izallobárikus gradiens irányában helyeződik át.*

6. Mozgó front keresztmetszete az alsóbb légrétegekben

Tegyük fel, hogy a mozdulatlan frontfelület és a horizontális sík által alkotott szögek minden magasságban egyformák, vagyis a választófelület sík. Kérdés, hogy vajjon megmarad-e a választófelületnek ez az alakja mozgó front esetében is? Nyilvánvaló, hogy nem. A súrlódás késleltető hatása következtében a hideg levegőék alsóbb rétegének mozgása el fog maradni a felette fekvő rétegek mozgásához képest. Ezért meleg front esetén a 107. ábra jobboldalán látható alakzatot kapunk : a választófelület lefelé egyre kisebb lejtésű és szélső esetben csak alig néhány tíz- vagy száz méteres vékony, hideg levegő-hártya alakul ki a földfelszínen, melyet a hideg ék maga után húz.



107. ábra. A meleg és hideg front profilja

A hideg front keresztmetszetét a 107. ábra baloldala ábrázolja : ez bizonyos mértékben ellentéte a meleg front keresztmetszetének. A választófelület hajlásszöge a súrlódás következtében lent igen nagy, magában az alsó rétegben meghaladhatja a 90°-ot is, vagyis ellenkező irányúvá válik. Ilymódon a hideg levegőéket hideg front esetében inkább hengernek lehet nevezni.

A hideg frontfelület alsó meredek szakaszát aerológiailag nehéz tanulmányozni. A frontfelület meredeksége ezen a részen azonban eléggé nyilvánvaló a front előtt záporokat adó felhőzet viharos képződéséből, amelyet a meleg levegő területére betört hideg levegőhenger idéz elő. Ezt bizonyítja a hideg front átvonulásánál tapasztalható gyors nyomásemelkedés is.

Meleg front esetében a hideg levegőhártya természetesen nem lesz korlátlan hosszúságú, mivel a turbulencia a vékony légréteg végét fokozatosan elmosódottá teszi. Hideg front esetében a hideg levegő felsőbb rétegei sem előzhetik meg korlátlanul az alsóbb rétegeket. Mivel a hideg levegőnek a meleg fölé történő beáramlása instabilis állapotot hoz létre, ezért az előrenyomuló hideg henger elülső részén a hideg levegő le fog zúdulni. Ez a leszálló mozgás kiküszöböli az alsóbb rétegek nagymérvű elmaradását és csökkenti a hajlásszöget.

A földközeli súrlódás tehát késleltetni igyekszik a front vonalának mozgását a frontfelület általános mozgásához képest, a turbulencia és a leszálló mozgás viszont ennek a késleltetésnek kiküszöbölésére törekszik.

Végeredményben a front vonala a földfelszínen a front normálisának irányába eső, szabad légkörben észlelt sebességével (gradiens szél) vagy ennél valamivel kisebb sebességgel helyeződik át.

43. §. A frontok mint siklási felületek

1. Anafrontok és katafrontok

A frontfelületek a légkörben *siklási felületek*. Ez azt jelenti, hogy a levegő a frontfelülethez képest nemcsak vízszintes, hanem *függőleges irányban is* végez mozgást. A *meleg* levegőben található függőleges mozgási összetevő iránya szerint a siklási felületek két típusát különböztetjük meg :

1. *Felsikló felületek* vagy *anafrontok.*
2. *Lesikló felületek* vagy *katafrontok.*

Az első esetben a meleg levegőnek felfelé irányuló függőleges mozgási összetevője van. A hideg levegő ebben az esetben vagy lefelé siklik, vagy vízszintes irányban mozog, vagy kisebb sebességű felsikló mozgást végez : nagyon gyakran, különösen a ciklon elülső részében, az utóbbi fordul elő.

A második esetben a meleg levegőnek lefelé irányuló mozgási összetevője van. A hideg levegő ebben az esetben vagy felsikló, vagy vízszintes, vagy kisebb sebességű lesikló mozgást végez, amint ez nagyon gyakran a ciklon hátoldalán tapasztalható.

Érthető, hogy a siklás termodinamikai hatása mindkét esetben különböző. Anafront esetében a felsikló meleg levegő dinamikus lehűlése felhő- és csapadékképződéshez vezet. Katafront esetében ezzel szemben a meleg levegő dinamikusan felmelegszik és telítetlenné válik. A sikló mozgás hideg levegőben általában gyengén fejlett ; rendszerint még a felsiklás sem idéz elő lényeges kondenzációt.

Megjegyzendő, hogy a hideg levegő ilyen gyenge sikló mozgásának mindkét esetében a siklási felület elnevezése a meleg levegőnek nemcsak a földfelszínhez, hanem a hideg levegőhöz viszonyított mozgásáról is tájékoztat. Ez azt jelenti, hogy anafront esetében a frontálzóna szolenoidjait pozitív irányban megkerülő cirkuláció alakul ki. Katafront esetében ezzel szemben a front mentén a szolenoidok körül létrejövő cirkuláció negatív irányú.

A frontfelületen egyenletes sikló mozgás is kialakulhat. Ebben az esetben nyilvánvaló, hogy a cirkuláció gyorsulása zérus, vagyis a szolenoidok hatását a Föld forgása kiegyensúlyozza. Az ilyen stacionér siklási felület hajlásszögét Margules egyenletével határozzuk meg. Ha az említett egyensúly nincs meg, akkor a cirkuláció és így a sikló mozgás gyorsuló lesz. A választófelületek általában nem stacionér jellegűek. A 41. § szerint a hajlásszög ebben az esetben anafrontra nagyobb, katafrontra kisebb, mint stacionér esetre.

A siklási felületekkel összefüggő jelenségek részletes mennyiségi analízise mindeddig nem történt meg, mivel a cirkuláció gyorsulásának (lásd 30. §) számításánál és grafikus meghatározásánál csak a szolenoidok számát veszik figyelembe, míg a Föld forgásának és a súrlódásnak hatását, amelyről a cirkuláció kérdésének tárgyalásánál beszéltünk, figyelmen kívül hagyják.

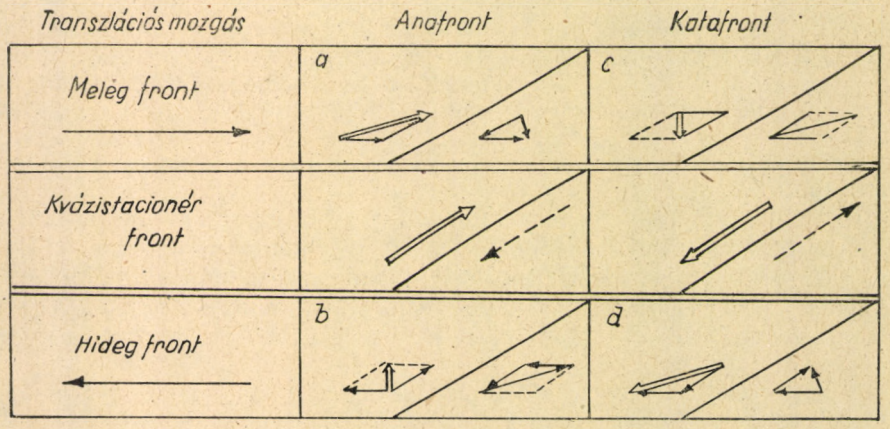
2. Aktív és passzív siklási felületek

Az áthelyeződő siklási felületeknek négy fő esete lehetséges. Tegyük fel, hogy a hideg levegő a vertikális metszetben a melegtől jobbra fekszik és a frontfelület balról jobbfelé mozog. Ebben az esetben *meleg frontról* beszélünk. Ennek két változata lehetséges :

1. A meleg levegő a front vonalának vízszintes helyzetű normálisa irányában gyorsabban mozog, mint a hideg. Ekkor a meleg levegő horizontális mozgása a frontfelületen felsiklásba megy át. Ezt a felsiklást, amelyet a

meleg levegő nagyobb sebességgel történő mozgása idéz elő, aktív felsiklásnak, magát a frontfelületet pedig *aktív felsikló felületnek* nevezhetjük. A ciklonok meleg frontja rendszerint ehhez a típushoz tartozik.

2. A meleg levegő a front vonalának vízszintes helyzetű normálisa irányában lassabban mozog, mint a hideg, vagyis horizontális irányú mozgása elmarad a frontfelület mozgásától. Ennek következtében a meleg levegőben a frontfelület felett leszálló mozgás alakul ki. A meleg levegőnek a hideghez viszonyított lassúbb mozgása tehát passzív lesiklást idéz elő. A frontfelületet ebben az esetben *passzív lesikló felületnek* nevezzük.



108. ábra. A siklási felület áthelyeződésének 4 esete

Az ilyen jellegű front csak ritka esetben metszi a földfelszínt, a szabad légkörben rendszerint anticiklonális területeken fordul elő.

Most tételezzük fel, hogy a mozgás jobbról bal felé történik. Ebben az esetben a *hideg front* két változatát különböztetjük meg :

3. A hideg levegő a front vízszintes helyzetű normálisa irányában gyorsabban mozog, mint a meleg. Ennek következtében a meleg levegő felemelkedésre kényszerül, passzív felsiklási állapot jön létre, tehát *passzív felsikló felületet* kapunk. A hideg front az alsóbb légrétegekben (2—3 km-ig) mindig ilyen természetű ; a magasabban fekvő rétegekben a hideg frontoknak csak egy része tartozik ehhez a típushoz.

4. A hideg levegő horizontális irányban lassabban mozog, mint a meleg. Ezért a meleg levegő maga mögött hagyja a hideget, vagyis a hideg ék mentén lesikló mozgást végez. Ebben az esetben *aktív lesikló felülettel* állunk szemben. Az ilyen felület rendszerint nem metszi a földfelszínt, a középső és felső troposzférában azonban sok hideg front ilyen típusú.

Az eddigi négy esethez, amikor a horizontális mozgás egyik vagy másik irányban történik (108. ábra alul és felül), hozzávehetjük még a stacionér fel- és lesikló felületeket (108. ábra középen).

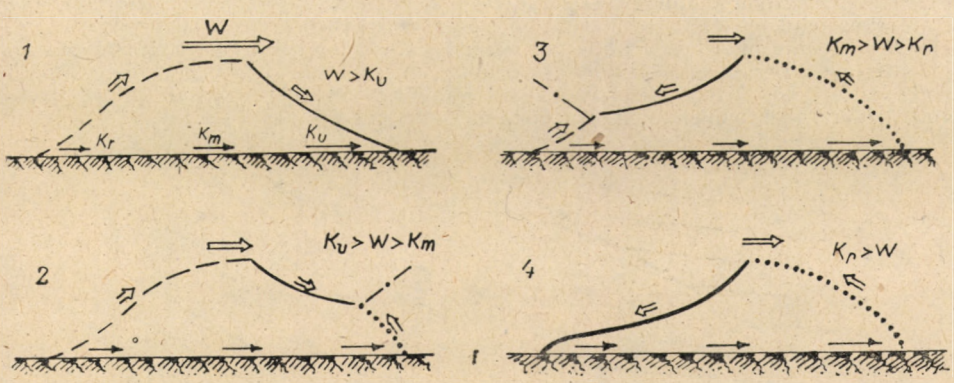
Itt látjuk, hogy az áramlási vonal hajlása sikló mozgást végző levegőben — nemstacionér felület esetén — nem azonos magának a felületnek a hajlásával. Például meleg anafront esetében a felsikló meleg levegő áramlási vonala sokkal kisebb lejtésű, mint a frontfelület, míg hideg anafront esetében sokkal nagyobb lejtést mutat.

3. Hideg levegőnyelvhez tartozó siklási felületek

G. Stüve azt az esetet vizsgálta, amikor a hideg levegőtömeg (nyelv) nagynyomású gerincet alkotva két ciklon között helyezkedik el (lásd a következő fejezetet). A hideg levegő dél felé való terjeszkedésénél a hideg nyelv keleti oldalán keleti, a nyugati oldalán nyugati irányú áramlás alakul ki. A hideg nyelv zöme a ciklonnal együtt nyugatról kelet felé helyeződik át. A hideg nyelv említett szétáramlásának hatására — annak nyugati részén — sokkal gyengébb lesz a kelet felé történő mozgás, mint a keleti részen. Jelöljük a hideg levegő sebességét a nyelv elülső részében k_v-vel, a hátoldalán k_r-rel és a középső részében k_m-mel.

A meleg levegőben nyugatról kelet felé történő (w sebességű) mozgás különböző lehet.

Első esetben tegyük fel, hogy a meleg levegő (nyugatról kelet felé) gyorsabban mozog, mint a hideg, a hideg ék bármelyik részén $w > k_v$. Ekkor a hideg nyelv hátoldalán (a nyugati részén) aktív felsiklást, az elülső (keleti) részén aktív lesiklást találunk. Másszóval, a hideg nyelvet a hátoldalon aktív felsikló, az elülső részen aktív lesikló felület fogja határolni (109—1 ábra).



109. ábra. Hideg levegőnyelv által határolt siklási felület

Második esetben tegyük fel, hogy a meleg levegő sebessége a nyelv elülső részén kisebb, mint a hideg levegőé, de nagyobb, mint a hideg levegő közepes sebessége, vagyis $k_v > w > k_m$ (109—2 ábra). Ekkor a választófelület hátoldalán megmarad az aktív felsikló felület, de az aktív lesiklás az elülső részen csak addig a szintig tart, ahol a meleg levegő w sebessége egyenlő lesz a hideg levegő sebességével. E szint alatt a frontfelület passzív felsikló jellegűvé válik. A valóságban ez a leggyakoribb eset : a meleg front aktív felsikló felület, a hideg front a magasabb rétegekben mint aktív lesikló felület, az alacsonyabb rétegekben mint passzív felsikló felület (ú. n. második típusú hideg front) jelentkezik (lásd 45. §).

Harmadik esetként tegyük fel, hogy a meleg levegő még lassabban, a következő összefüggésnek megfelelően mozog : $k_m > w > k_r$ (109—3 ábra). A meleg levegő mozgása gyorsabb, mint a hideg ék nyugati szélének mozgása (k_r), de lassúbb, mint a hideg levegő közepes mozgása.

Ebben az esetben elől passzív felsikló felületet, úgynevezett első típusú hideg frontot kapunk (lásd 45. §), a hátoldalon a felsőbb rétegekben passzív lesiklást találunk, amely lent aktív felsiklásba megy át. Ezzel az esettel rendszerint a ciklonterületek környékén találkozunk.

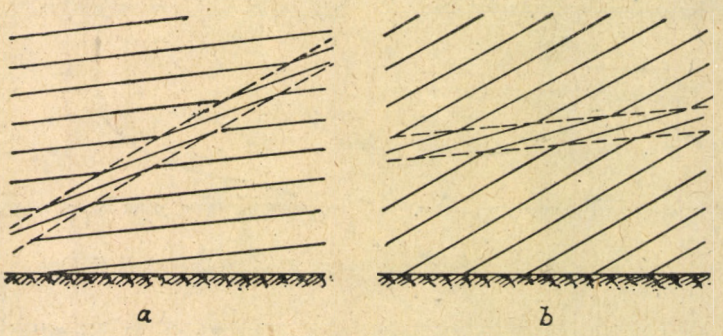
A negyedik esetben tételezzük fel, hogy a meleg levegő kelet felé mozog, mint a hideg levegő bármely része : $w < k_r$ (109—4 ábra). Ekkor az elülső részen passzív felsikló felület, a hátoldalon passzív lesikló felület alakul ki. Az ilyen eset előfordulásának lehetősége nem nagy.

A 109—2. és 3. ábrákon ott, ahol a frontfelület mentén a felsikló mozgás lesiklóvá válik, a meleg levegőben másodlagos választófelület alakul ki. Ennek az az oka, hogy a száraz adiabatikusan lesikló meleg levegő hőmérséklet és nedvesség tekintetében különbözni fog a nedves-adiabatikusan felemelkedő meleg levegőtől.

4. A siklási felületeknek izentrópikus felületekre vonatkozó hajlása

A siklási felületek közelítőleg párhuzamosak az egyenlő potenciális hőmérsékletű vagy (a kondenzációs szint felett) az egyenlő pszeudopotenciális hőmérsékletű felületekkel. Ez olyan meggondolás segítségével mutatható ki, amely csak telítetlen levegőre alkalmazható. A továbbiakban izentrópikus felületeken az egyenlő potenciális hőmérsékletű felületeket értjük.

Margules egyenlete, mint fentebb láttuk, vertikális gyorsulással nem rendelkező siklási felületekre vonatkozik (több esetben még a sebesség vertikális összetevője is zérus). Ugyanebből az egyenletből következik, hogy a frontfelület hajlásszöge az említett stacionér állapotban ΔT-vel fordított arányban változik. Első esetben tegyük fel, hogy a frontfelület *párhuzamos* az izentrópikus felülettel. Ekkor, bármilyen legyen is a siklás iránya, a hőmérséklet a frontfelület minden pontjában és annak két oldala mentén nem változik az idővel (ha adiabatikus siklási folyamatot tételezünk fel). Ennek következtében nem változik a légtömegek közötti hőmérsékletkülönbség sem, tehát az egyensúly feltételének megfelelően a frontfelület eredeti helyzete is változatlan marad; a légtömegek megőrzik egyenletes siklási állapotukat. Tegyük most fel, hogy a (110. ábrán átmeneti zóna formájában feltüntetett) frontfelület *sokkal lejtősebb*, mint az izentrópikus felületek (110—a ábra). Ha ebben az esetben a front anafront, akkor a meleg levegőben a hideghez viszonyítva felsikló mozgás jön létre. Ennek következtében a frontfelület egy meghatározott pontjában a hőmérséklet a meleg levegő felől növekedni, a hideg levegő felől csökkenni fog, vagy legalábbis lassabban fog növekedni, tehát a frontfelület mentén a hőmérsékletkülönbség nagyobb lesz.



110. ábra. Az izentrópikus felületek (folytonos vonalak) és a frontális réteg határai (szaggatott vonalak). A frontálzóna hajlása a földfelszínhez kisebb (*b*) és nagyobb (*a*) mint az izentrópikus felületek

A Margules-féle stacionér-állapot fenntartásához azonban nagyobb ΔT esetén a meglévőnél kisebb hajlásszög szükséges. A meglévő hajlásszögnél az állapot már nem lesz stacionér és a választófelület nem-stacionér felsikló felületbe megy át. A fellépő gyorsulás fokozza a meleg levegő mozgását és a választófelület méginkább eltávolodik a stacionér feltételtől. Ilymódon az instabilis függőleges rétegződéshez hasonló állapot jön létre.

Ha a front és az izentrópikus felületek ugyanilyen helyzeténél katafront alakul ki, a frontmenti hőmérsékletkülönbség csökken. Ekkor az egyensúlyi állapot fenntartásához a meglévőnél nagyobb hajlásszög szükséges, ennek következtében a frontfelület nem-stacionér lesikló felületbe megy át. Ha a sikló mozgás eredetileg gyorsulásmentes volt is, gyorsulás lép fel és a meleg levegő lesikló mozgása mindaddig erősödik, amíg a hőmérsékleti különbség meg nem szűnik. Tehát itt is instabilis állapottal állunk szemben.

Tegyük most fel a másik esetet: amikor a frontfelület *meredekebb*, mint az izentrópikus felületek (110—b ábra). Ha ebben az esetben a front anafront, akkor annak hőmérséklete a meleg levegő felől minden pontban csökken, a hideg levegő felől viszont növekszik, vagy legalábbis lassabban csökken. A frontmenti hőmérsékletkülönbség tehát kisebb lesz. Az egyensúlyi állapot fenntartásához a meglévőnél nagyobb hajlásszög szükséges, a létrejövő gyorsulás sajátságos, nem-stacionér lesikló felületet alakít ki, tehát megakadályozza a meleg levegő felsikló mozgását. Hasonló a helyzet katafront

esetében is, ekkor a meleg levegő lesikló mozgása nem jöhet létre. Ez az eset a stabilis függőleges rétegeződésre emlékeztet; mindkét esetet az jellemzi, hogy a frontfelületek az izentrópikus felületekkel párhuzamos stacionér helyzetet igyekeznek elfoglalni. Ha a felületet *nagy térbeli méretű* és *hosszantartó* sikló mozgás jellemzi, akkor nyilvánvaló, hogy a mozgás gyorsulása nagyon kicsiny. Ez azt jelenti, hogy a frontfelület közel áll a stacionér, vagy gyorsulásnélküli siklási felülethez. Az utóbbinak pedig, mint a fentebb elmondottakból következik, párhuzamosnak kell lennie az izentrópikus felületekkel. Ez a párhuzamosság természetesen csak közelítő, s akkor áll fenn, ha a valóságos siklási felületeknek van gyorsulása.

5. A sikló mozgás és a front izallobárikus mezeje

A tapasztalat azt mutatja, hogy a frontális csapadékterületek többé-kevésbbé egybeesnek a süllyedő légnyomású területekkel. Ennek az az oka, hogy a kondenzáció emelkedő mozgással függ össze, az utóbbi pedig az alsóbb rétegekben végbemenő horizontális összeáramlással van kapcsolatban ; a szélsebesség horizontális összetartása az izallobárikus gradiens összetartásával függ össze a süllyedő légnyomási területen. Ez az összefüggés nemcsak a frontokon, hanem a frontoktól függetlenül is érvényes, süllyedő izallobárikus területen : ezeken a területeken meg van az instabilitásra, a felhőzet- és csapadékképződésre való hajlam. Az izallobárikus gradiens széttartásával jellemezhető emelkedő légnyomású területeket viszont az alsóbb rétegekben a szélsebesség horizontális széttartása, leszálló mozgás, tehát a szép idő kialakulására való hajlam jellemzi. Hangsúlyozzuk, hogy csak az alsóbb rétegekben, mert a troposzféra középső részén a süllyedési területeknek a sebesség divergenciája, az emelkedési területeknek a sebesség konvergenciája felel meg (lásd 31. §).

Ezek után térjünk át a fentebb elmondottak bizonyítására.

A 28. §-ból tudjuk, hogy a szabad légkörben mekkora a szélnek a gradiens-széltől és az izallobárikus gradienstől való eltérése. Eszerint

$$\mathbf{V} - \mathbf{V}_G = -\frac{1}{\varrho l^2}\,\mathbf{I}. \tag{1}$$

Közelítőleg írhatjuk, hogy a gradiens-szél horizontális vergenciája zérus, tehát

$$\mathrm{div}_2\,\mathbf{V} = \frac{1}{\varrho l^2}\,\mathrm{div}_2\,(-\mathbf{I}). \tag{2}$$

Ez azt jelenti, hogy a valódi szél vergenciája egyenesen arányos az izallobárikus gradiens vergenciájával. Tegyük fel, hogy a sebesség teljes (háromdimenziós) vergenciája zérussal egyenlő, vagyis hogy

$$\mathrm{div}_2\,\mathbf{V} = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{\partial w}{\partial z};$$

ekkor

$$\frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{\varrho l^2}\,\mathrm{div}_2\,(-\mathbf{I}). \tag{3}$$

A földfelszínen $w = 0$. Tehát ott, ahol az izallobárikus gradiensek összetartanak, vagyis a süllyedő légnyomású területeken $w > 0$, azaz felszálló mozgás alakul ki. Ezzel szemben az emelkedő légnyomású területeken $w < 0$, tehát leszálló mozgást találunk.

Tehát *a felszálló mozgás az izallobárikus gradiens konvergenciájával, a leszálló a divergenciájával függ össze.* Ezt a következtetést bármely izallobárikus területre alkalmazhatjuk. Frontális izallobár területekre megpróbálhatjuk még a vertikális mozgás sebességének meghatározását is. Írjuk fel az (1) egyenletet csak az x tengelyre, külön a meleg és külön a hideg levegőre. Ekkor

$$\left.\begin{aligned} u &= u_G + \frac{1}{\varrho l^2}\,(-\mathbf{I}_x), \\ u' &= u'_G + \frac{1}{\varrho' l^2}\,(-I'_x), \end{aligned}\right\} \tag{4}$$

ahol $-I_x$ és $-I'_x$ a front normálisába eső izallobárikus gradiensek. Mivel az izobárok a fronton folytonosak, ezért $\frac{\partial p}{\partial y} = \frac{\partial p'}{\partial y}$, ahonnan $u_G = u'_G$, ha a légtömegek között nem nagy a sűrűségkülönbség. Vizsgáljuk meg a meleg front feltét lét. A meleg levegő a front normálisának irányában gyorsabban mozog, mint a hideg levegő ; ennek nagysága :

$$u' - u = \frac{1}{\varrho' l^2}(-I'_x) - \frac{1}{\varrho l^2}(-I).$$

A sűrűségben, az izallobárikus gradiensben beálló szakadás aránylag kicsiny, ezért közelítőleg $\varrho' = \varrho$, ahonnan

$$u' - u = \frac{1}{\varrho l^2}[(-I'_x) - (-I_x)] . \qquad (5)$$

Tudjuk, hogy a frontfelületen a meleg levegő vertikális sebessége az $u' - u$ horizontális szélsebesség különbségével arányos. Tehát az (5) egyenlet szerint a frontfelület mentén a vertikális sebesség az izallobárikus gradiensek különbségével arányos.

Figyelembe kell azonban vennünk, hogy a csapadék nemcsak a felsikló mozgás sebességével, hanem a nedvességtartalommal és a meleg levegő stabilitásával is összefüggésben van. Instabilis rétegeződésű levegőben a felsikló mozgáson kívül konvekció is lehetséges, ami növeli a csapadékot.

Az idézett bizonyítás összefüggést állapít ugyan meg a jelenségek között, de nem mondja meg, hogy mi az ok és a következmény. Valóban, Brunt és Douglas szerint az izallobárikus terület jelenlétéből következik az izallobárikus szélösszetevő jelenléte, a vergencia és ebből a vertikális mozgás. Ez azonban még nem jelenti azt, hogy a vertikális mozgásnak az izallobárikus terület az oka. A ciklonok hullámelméletének szempontjából maga az izallobárikus terület a vertikális mozgás és a vele összefüggő vergencia következményének tekinthető. Mint a többi meteorológiai elmélet esetében, itt is a legnagyobb elővigyázatossággal kell eljárni az eredmények okozati magyarázatánál. Az ilyen irányú gondatlanság az egész elméletet alaptalanná teheti, mint pl. a német »sztratoszférikus kormányzás« elmélete esetében, amelyről a következő fejezetben lesz szó.

Megemlítjük még, hogy F. J. Szmirnov (1947.) szükségesnek tartja a felsiklás tisztázásához a súrlódás hatásának vizsgálatát. Arra a következtetésre jutott, hogy a felsiklás kialakulása a szélnek a súrlódási rétegben a magassággal bekövetkező változásához a frontálzónában bekövetkező szélforduláshoz, valamint a meleg és hideg légtömegek vertikális hőmérsékleti gradienseinek különbségéhez van kötve. A földközeli súrlódás, mint állandóan ható tényező, megadja a frontfelületben bekövetkező hosszú ideig tartó felsikló mozgás magyarázatát.

6. *A katafrontok néhány sajátossága*

A katafrontok csak nagyon ritka esetben metszik a földfelszínt. A katafrontok legnagyobb részénél a földfelszínhez való közeledéskor vagy megnövekszik a frontfelület hajlásszöge és a katafront anafrontba megy át (mint a második típusú hideg front esetében) vagy feloszlik, mielőtt még elérte volna a földfelszínt.

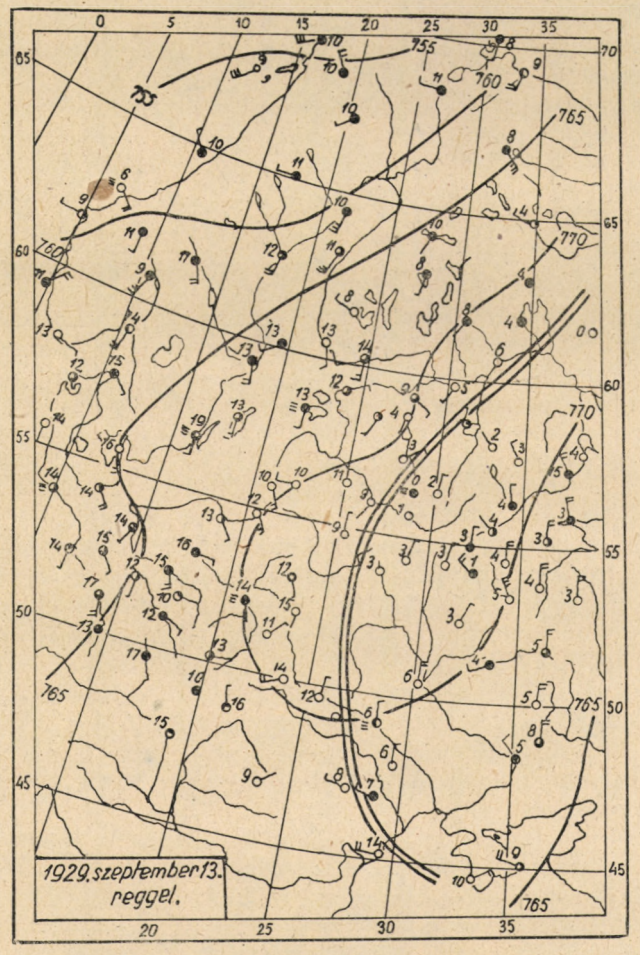
Egyes esetekben a katafrontok mégis elérik a földfelszínt (111. ábra), azonban nem éles frontfelület, hanem szétáramlást mutató *elmosódott átmeneti zóna* formájában.

A katafronthoz tartoznak az anticiklonokban észlelt zsugorodási (süllyedési) inverziós felületek is, melyek nem határolnak el hideg légtömeget, hanem a légtömegen belül helyezkednek el. Ezekről részletesen az 55. §-ban lesz szó.

A 41. §-ban már beszéltünk arról, hogy az anafrontok sokkal nagyobb lejtésűek, mint a katafrontok. Ha a katafront hajlása 0,001, akkor az anafronté 0,010—0,003. A katafrontfelületek tehát sokkal közelebb állnak a

horizontális síkhoz, mint az anafrontfelületek, ezért néha »kvázihorizontális« felületeknek is nevezik őket.

Éles különbség van az anafrontok és katafrontok között a felhőzetben. Az anafront felett az emelkedés és a meleg levegő dinamikus lehűlése következtében felsikló, csapadékot adó felhőzet alakul ki. A katafront felett ellenkezőleg : a meleg levegő lesikló mozgást végez és eltávolodik a telítődési állapottól.



111. ábra. Katafront a szinoptikus térképen

A dinamikus turbulencia és konvekció következtében felhőzet csak a katafront felülete alatt jöhet létre, a felhőzetre a katafront záró réteget jelent. A felhőképződés folyamatában ismert szerepet játszik itt is a katafront felületén képződő gravitációs hullámok gerincein felemelkedő levegő.

44. §. A meleg front

1. Meghatározás

Meleg frontnak a hideg levegő irányába áthelyeződő frontot nevezzük. A front vonalának normálisába eső szélsebességi összetevő a hideg levegő felé irányul, a hideg levegőék visszahúzódik és helyét a meleg levegő foglalja el.

Ciklonális területeken a meleg front *anafront*, vagyis olyan felület, amely felett a meleg levegő felsikló mozgást végez. Ez a siklási felület a 43. §.-ban adott meghatározásnak megfelelően *aktív*, mivel a meleg levegőnek a front normálisa irányába eső sebessége nagyobb, mint a hideg levegőé. A ciklon határán vagy az anticiklon területén néha olyan meleg frontot is találunk, amelynél a meleg levegő passzív *lesikló* mozgást végez. Mint minden lesikló felület esetében, itt is a front az alsóbb rétegekben többé- kevésbbé elmosódottá válik.

2. Frontális siklás

A frontfelületmenti felemelkedésnél a meleg levegő rendszerint jobb felé tér el az eredeti mozgási iránytól, ami azzal az ismeretes ténnyel függ össze, hogy a szél a ciklon elülső részében a magassággal jobboldali irányba fordul el. A meleg front, mint ismeretes, éppen ebben a részben helyezkedik el. Bolsovoj szerint (a Szovjetunió európai részén) 1000—1500 m magasságban a meleg front előtt a szél iránya a gradiens-széltől 1,5°-kal, 2000—2500 m magasságban 8°-kal jobbra tér el.

A meleg levegő a kondenzációs szintig azonos potenciális hőmérsékletű felület mentén emelkedik fel, mivel a potenciális hőmérséklet telítetlen levegőben nem változik. A kondenzációs szint felett pedig az egyenlő pszeudopotenciális hőmérsékletű felületet fogja követni az emelkedő levegő. A felsikló meleg levegő sebességének vertikális komponense általában nem nagy.

Tegyük fel, hogy a meleg levegő horizontális irányban a front vonalára merőlegesen 10 m/sec sebességgel mozog gyorsabban, mint a hideg levegő. Ha a frontfelület hajlása 1/150, a meleg levegő felfelé irányuló segességi komponense csak 10 m/sec : 150 = 6,6 cm/sec. Igaz ugyan, hogy a felsikló levegőréteg egyes helyein konvekciós áramlás alakulhat ki, amely megnöveli az emelkedési sebességet.

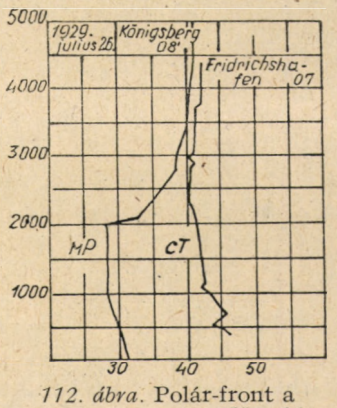
Petterssen vizsgálata szerint Skandináviában 62 esetből 43 esetben a meleg levegő emelkedési sebessége a hideghez viszonyítva 0-tól 8 cm/sec. értékű volt, ezek közül a leggyakrabban az 5 cm/sec vagy 180 m/óra sebesség volt a leggyakoribb. Szverev a Szovjetunió európai részén jól fejlett meleg frontokra más módszerrel 100 m/óra emelkedési sebességet kapott.

A felsiklás főleg a frontfelület közelében fekvő meleg levegőréteget ragadja magával. A meleg levegő felhőrendszerének formája alapján arra lehet következtetni, hogy a felsikló légtömeg a frontfelület és egy 6—8 km-es magasságban fekvő inverziós felület között helyezkedik el. A meleg front jellegzetes felhőzete éppen eddig a szintig terjed. A meleg levegő a hajlott frontfelület és a csaknem horizontális inverziós felület által alkotott szűkülő tölcsérbe áramlik bele.

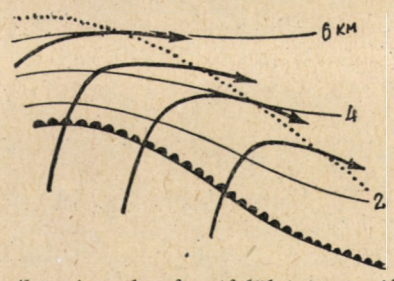
A meleg levegő a felsiklás mértékének megfelelően először száraz, majd nedves-adiabatikus úton le fog hűlni. Ha a meleg levegő stabilis rétegződésű, akkor a felemelkedő levegő hőmérséklete minden szintben alacsonyabb lesz,

mint a megfelelő szintben őt körülvevő mozdulatlan levegő hőmérséklete. Ennek következtében a front mentén mutatkozó hőmérsékletkülönbség a magassággal csökken és ahhoz vezet, hogy a meleg frontot rendszerint nem hőmérsékleti inverzió, hanem csak a hőmérsékletnek a magassággal való lassúbb csökkenése jellemzi.

Maradandóbb különbséget mutat a magassággal az ekvivalens, vagy ekvivalens-potenciális hőmérséklet; ezért a meleg frontot többek között könnyű felismerni a tetagrammon, így a 112. ábrán, ahol Friedrichshafent szárazföldi trópusi levegő borítja, míg Königsbergben ez csak 2800 m-es magasságtól található meg; a meleg front zónája 2000—2800 m között fekszik.



112. ábra. Polár-front a tetagrammon nyári időszakban



113. ábra. A meleg frontfelület topográfiája és a meleg levegőnek a hideg ékhez viszonyított áramlási vonalai. A pontozott vonal a front felhőrendszerének elülső szélét jelenti

Elég nagy magasságban a felsikló meleg levegő és a hideg levegőék között mutatkozó hőmérsékletkülönbség teljesen elmosódhat. Ebben az esetben a felsikló meleg levegő ugyanabban a szintben áramlik, másszóval, a hideg levegőéket horizontális irányban megkerülve, mozgását a frontfelület izohipszája mentén fogja folytatni. A körülfolyás a fentebb elmondottaknak megfelelően jobbfelé történik (113. ábra).

A frontfelület alatt fekvő hideg levegőnek rendszerint nagyon kicsiny a vertikális irányú sebességi összetevője. A benne lefolyó emelkedő vagy süllyedő mozgásnak rendszerint kisebb a sebessége, mint a meleg levegőben történő ugyanilyen irányú mozgásé. A fronttal összefüggő csatornában az áramlási vonalak konvergenciája a hideg levegő alsó ezer méterében ugyancsak felsikló mozgást idéz elő.

3. A nyomás prefrontális süllyedése

Az időjárási térképen a meleg front vonala előtt ovális alakú izovonalakkal (egyenlő tendenciájú vonalakkal) jellemezhető és rendszerint jól körülhatárolt, *erős nyomássüllyedési terület* helyezkedik el. Ennek középpontjában a 3 órára eső légnyomásváltozás nagysága meghaladhatja az 5—6 mb-t is, szokásos nagyságrendje pedig 3 mb. Ez a nyomássüllyedés részben a frontfelület felett felemelkedő levegő szétáramlásával van kapcsolatban. De a nyomás süllyedésében termikus ok is szerepet játszik: egy megadott pont felett fekvő légoszlopban a front közeledésének megfelelően a hideg levegő helyét meleg foglalja el. Kimélyülő ciklonban a nyomássüllyedési terület a meleg front

után fekvő körzetekre is kiterjedhet, középpontja azonban minden esetben a meleg front előtt található. A front közeledését a barogrammon a nyomás folytonos és tartós süllyedése, a front átvonulását a süllyedés megszűnése, vagy legalábbis a süllyedés mérséklődése jellemzi.

4. A többi elem változása

A többi meteorológiai elemnek a meleg front átvonulása alkalmával bekövetkező változása eléggé kézenfekvő. A front közeledésekor a szél megerősödik. Bármilyen front átvonulása esetén a szél jobbfelé fordul. Ha a poláris levegőt trópusi váltja fel, a szél néha nagyon erőssé válik, lökésessége azonban csökken. A hőmérséklet és a fajlagos nedvesség általában emelkedik. A látás gyakran rosszabb lesz, különösen ha a front trópusi levegőt hoz magával. Egyébként látásrosszabbodás észlelhető a front előtt is a csapadékzónában. A fronttal összefüggő felhőzet- és csapadékviszonyokkal részletesen a továbbiakban foglalkozunk.

5. Felhőképződés a frontfelület felett

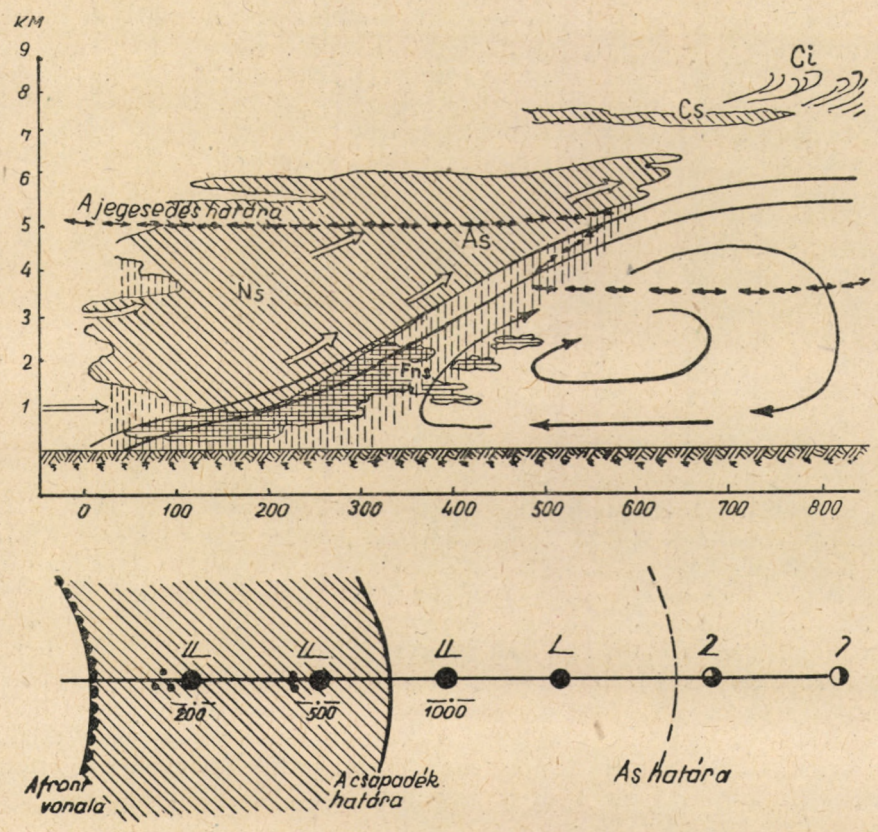
Először az Atlanti-óceán és Európa területén a hideg évszakban fellépő meleg front tipikus felhő- és csapadékrendszerét vizsgáljuk meg, majd a helyi és időbeli feltételeknek megfelelő eltéréseket ismertetjük.

A meleg front-menti csapadék- és felhőeloszlást a 114. ábra tünteti fel. Az ábrán feltüntetett légáramlás a frontfelülethez rögzített koordinátarendszerre vonatkozik. Ahhoz, hogy az áramlás eloszlását a földfelszínhez viszonyítva kapjuk meg, ehhez még hozzá kell adnunk valamennyi rendszer közös (balról jobbra történő) elmozdulásának eredőjét.

A meleg frontnál fellépő felhőképződést a meleg levegő felsiklása és ezzel együttjáró dinamikus lehűlése idézi elő. Bizonyos magasságban, amelyet a felsikló levegő kezdeti állapota határoz meg, telítődés következik be; ez a szint a felsikló levegő kondenzációs szintje. E felett a szint felett a felsikló levegőben felhőképződés indul meg. A keletkező felhőrendszer a frontfelület és egy magasabban fekvő inverziós (vagy erősen stabilis) réteg között helyezkedik el.

A felhők alapjának magassága ilymódon a frontfelület hajlását követi. A felhőzet a front vonalának közelében kezdődik, a kondenzációs szintnek megfelelően. A felső határ közel vízszintes helyzetű és 6 km-es vagy ennél nagyobb magasságig terjed. A felhőzet vastagsága tehát a front közeledésével növekszik.

A felhőrendszer felső határa minden esetben magasabban van, mint a jégmagvak szintje. Másszóval, a felhőrendszer felső része nagyon kicsiny teljes kristályokból, az alsóbb rétegek pedig teljes kristályok, csillagocskák és vízcseppekből áll. Ezért kolloidálisan instabilis rendszerrel és csapadékhullással állunk szemben. A szinoptikus térképen a meleg front felhőrendszere, de különösen a csapadékterülete nagyon jó megegyezést mutat a légnyomás prefrontális süllyedésének területével. A meleg front felhőrendszere hatalmas lencsealakú »akadályfelhőre« emlékeztet, képződése bizonyos fokig hasonló a lenticularis orográfikus kialakulásához; az akadály szerepét ebben az esetben a hideg levegőék játssza.



114. ábra. A meleg front sematikus profilja. A levegő mozgása a frontfelülettel együtt mozgó koordináta-rendszerre vonatkozik

6. Cirrus és cirrostratus

A jellegzetes meleg front felhőrendszere a következő felhőformákból tevődik össze. A front közeledésekor először kampós alakú, elnyúlt, párhuzamos sávokban elhelyezkedő pehelyfelhőket (*Ci* uncinus) észlelünk. Kialakulásuk úgy tűnik fel, mintha a horizon egy bizonyos pontja felé tartanának (sugaras *Ci*). A *Ci* fokozatosan borítja be az égboltot, miközben a horizon ellentétes oldala felé vonul. Az első cirrus-felhők a front vonala előtt már sokszáz kilométerre megjelennek. Ha feltételezzük, hogy a *Ci* 7 km magasan van, a front hajlása pedig 1/150-ed nagyságrendű, akkor a frontnak a földfelszínnel alkotott vonala 1000 km távolságban van. E. G. Zak (1943.) aerológus kutató 7 km magasan, a front előtt 1000 km-es távolságban már észlelt *Ci* felhőzetet.

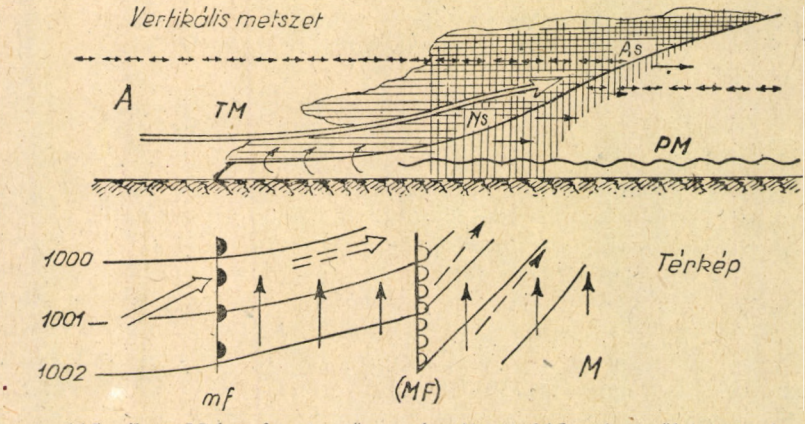
A pehelyfelhők ezután fátyolos-réteges felhőzetbe mennek át (Cirrostratus); ezeket a félig átlátszó felhőket halo-jelenség jellemzi, amely arra mutat, hogy e felhőfajták kristályos szerkezetűek.

Ci és *Cs* felhőzet azonban nagyon gyakran nem közvetlenül a frontfelület felett, hanem attól bizonyos magasságban keletkezik.

E. G. Zak a Szovjetunió európai területén a meleg frontokat tanulmányozva arra az eredményre jutott, hogy a *Cs* alsó határa a frontfelület felett 0,5—1 km magasságban van. P. I. Szmirnov kutatásai során ugyanerre az eredményre jutott. Stüve szerint *Ci* a meleg levegő magasan fekvő inverziós felülete alatt is létrejöhet. Felsikló mozgásnál az ilyen inverzió felemelkedik, az alatta fekvő levegő dinamikusan lehül és eléri a telítődést. Palmén kimutatta, hogy a frontfelület felett felsikló meleg levegő dinamikusan lehül és közötte, valamint a hideg levegő között fennálló hőmérsékletkülönbség elég nagy magasságban teljesen eltűnhet. Ekkor azonban hőmérsékleti különbség fog mutatkozni a frontfelülettől eltávolodott és az ahhoz közel fekvő meleg levegő között, amelyet a felsikló mozgás nem vitt magával. Másszóval, a szolenoidok a frontfelülettől a meleg levegő mélyebb részeibe helyeződnek át, mivel a felsikló mozgás a réteget egyre inkább eltávolítja a frontfelülettől. A sikló mozgás *Ci* képződéshez vezet.

7. *Altostratus — Nimbostratus*

A fátyolszerű felhőtakaró tovább sűrűsödik, majd lepel-felhőzetbe megy át (Altostratus). Zak szerint ekkor a felhőzet már közvetlenül a frontfelületen helyezkedik el. A lepelfelhő kis vízcseppek és hópelyhek keverékéből áll és kolloidálisan instabilis. Színe szürkés-fehér, a belőle kihulló csapadék pedig az alsó felhőszintet elmosódott jellegűvé teszi. Nyáron a kihulló csapadék néha csapadéksáv formájában látható, amely nem éri el a földet. Az *As* felhőzetből eredő csapadék nem éri el a földfelszínt (vagy csak ritka esetben éri el — *As* praecipitans), mivel a magas hőmérsékletű alacsonyabb légrétegben elpárolog. Télen viszont még a vékony *As* translucidus felhőzetből eredő hó is eléri a földfelszínt. Az *As* felhőzetre jellemző optikai jelenség, hogy a rajta átlátszó napkorong mint ködfolt észlelhető.



115. ábra. Meleg front erősen elnyújtott hideg levegőhártyával

Az *As* vertikális vastagsága már nagyon jelentős. A felhőzet 3—5 km-es magasságban kezdődik és eléri a 6—7 km-es magasságot, ami 2—4 km-es vastagságot jelent. A részecskék szétszórtsága és a hópelyhek túlsúlya azonban rendkívül átlátszóvá teszi ezeket a felhőket.

A magas réteges felhőzet fokozatosan réteges esőfelhőbe megy át (Nimbostratus). Nyáron az *As* és *Ns* közötti határ a kihulló csapadék alapján megállapítható: *azt a felhőzetet, amelynek csapadéka már eléri a földfelszínt, Ns-nak nevezzük* (ha azonban ilyen esetben a napkorong még látható, akkor *As* precipitansról kell beszélnünk). Télen ez a kritérium nem megfelelő, mivel még *As* translucidusból is eshet a hó. A felhőmeghatározás alapja ilyen esetben a felhőzet vertikális vastagsága, amely külső ismertetőjelek alapján ítélhető meg: *Ns*-ról beszélünk akkor, amikor a napkorong már nem látszik át a felhőtakarón. A *Ns* alapja (a kihulló csapadék következtében) gyengén ezüstösszürke, egyenletes felhőtakarónak látszik.

A Nimbostratus 1—3 km-től 6—7 km-es magasságig terjed, tehát nagyon vastag felhőzet.

A front közeledésének megfelelően a *Ns* alapjának magassága egyre lejjebb süllyed, magasságát a felsikló meleg levegő kondenzációs szintje határozza meg. Néha a *Ns* alapja 1 km alá süllyed le.

A *Ns* felső része ugyanolyan elemekből áll, mint az Altostratus, alsó részét ezeken kívül a felhőrétegből kihulló nagy kristályok vagy esőcseppek alkotják.

Az *As*-ból a *Ns*-ba való folytonos átmenetet az »Altostratus-Nimbostratus« kifejezéssel szokás jellemezni. Kiegészítésképpen ehhez kapcsolódik a *Ci* és *Cs* elnevezés is, amelynek nincs különösebb jelentősége.

Az *As-Ns*-ból eredő csapadékzóna szélessége közelítőleg a következő megfontolás alapján határozható meg. Tegyük fel, hogy az első csapadék azokból a felhőkből hullik, amelyeknek alapja 2 km-es magasságban van. Ha a front hajlása 1/150-ed, akkor a csapadékzóna szélessége 300 km. A tapasztalat azt mutatja, hogy a *Ns*-ból eredő csapadékzóna közepes szélessége 300, az *As—Ns*-ból eredő hóé 400 km. *Ezeknek a számoknak azonban egyáltalában nem szabad valamiféle abszolút jelentőséget tulajdonítani.* Egyes esetekben a csapadékzóna a frontfelület hajlásának, a kondenzációs szint magasságának, az alsóbb rétegek hőmérsékleti viszonyainak megfelelően sokkal szélesebb vagy keskenyebb lehet.

A csapadékzóna a szinoptikus térképen a front vonalának közelében fekszik. A front vonalától egyik vagy másik irányba eső eltérés nem nagy (± 50 km közé esik), ezért a szinoptikus térképen a front előtti csapadékterület kisatirozását a front vonalától kezdhetjük el. Erősen elnyújtott hideg levegőpárna esetén azonban a csapadékzóna a front vonalától jelentős távolságra terjedhet ki (115. ábra). Az *As—Ns* felhőkben a zérusnál valamivel alacsonyabb hőmérsékletnél és a belőle kihulló túlhűlt vízcseppek zónájában igen nagy a repülőgépek jegesedésének valószínűsége, amelyről bővebben a 81. §-ban lesz szó. A csapadék a felhők alapmagasságának megfelelően egyre intenzívebbé válik. Magán a front vonalán, ahol a felhőzet nem éri el a jegesedési szintet, a cseppekből álló eső szitálásba mehet át. A csapadék megszűnése után a felhőzet alulról gyorsan feloszlik.

8. *Fractonimbus és prefrontális köd*

A hideg levegő-ék belsejében, a meleg front felhőrendszere alatt a gyenge besugárzás vagy annak hiánya következtében nincs konvektív felhőzet. *A csapadékzónában* azonban a kihulló csapadék (különösen az eső) elpárolgásából eredő telítettség és a vízgőz turbulens átvitele következtében *másodlagos*

kondenzációs szint alakulhat ki. Ezzel kapcsolatban az *As—Ns* alatt szakadozott esőfelhők (Fractonimbus) alakulhatnak ki. Ezeket a felhőket pontosabban Fractostratusnak nevezik, vertikális kiterjedésük kicsiny és rendszerint nem adnak csapadékot, hanem csak a magasabban fekvő *As—Ns* felhőtakaróból kihulló csapadékzónában fekszenek. *As* alatt szétszórt, különálló felhődarabok formájában észlelhetők, a világos alapú *Ns* alatt azonban már ólomszürke színű, tömörebb formát mutatnak. Alapjuk magassága néhány száz méter (500—200, a fronthoz közelebb 100—50 m, sőt néha a földfelszínt is elérik.) Az ilyen *Fn* lényegében Stratus vagy Stratocumulus takarónak látszik.

E. G. Zak szerint addig, amíg az *As—Ns* magasabb részei a meleg levegőben a frontzóna felett észlelhetők, a *Fn* a frontzóna alatt jön létre. A front vonala felé közeledve a felhőrendszer alapjának magassága egyre csökken, a *Ns* és *Fn* a frontzónában felülről és alulról egymásba olvad.

A front vonalának közelében, különösen, ha a felhőzet vertikális kiterjedése nagy, a *Fn* a turbulencia következtében összesűrűsödhet, amiből a *Ns*-ból eredő tartós esővel együtt szitálás indulhat meg.

A meleg front előtt nem ritkán *prefrontális köd* jön létre. A ködzóna szélessége 20—40 km, néha azonban elérheti a 220 km-t is. A köd *a prefrontális csapadékzónában* képződik. A ködképződés következtében a levegő telítődik, a kondenzációs szint pedig már a földfelszínen kezdődik. Bizonyos szerepe a levegő frontelőtti advektív lehűlésének is van.

A prefrontális köd gyakran igen sűrű és jelentős területet borít be. A köd addig tart, amíg a ciklon el nem éri az okkludált állapotot (lásd 50. §.), vagyis, amíg a ciklon hideg és meleg frontja fel nem záródik ; a köd csak azután kezd fokozatosan feloszlani. Az erős szél kedvezőtlen az ilyen típusú ködképződéshez. A köd a front előtt vonul tovább, néhány óráig tart, majd a front elvonulásával megszűnik. Az orográfiai akadályok a meleg front előtt fekvő hideg levegőben erősebb kondenzációt válthatnak ki ; erről a kérdésről az alábbiakban lesz szó.

A meleg front átvonulását kísérő felhőformák a következő számjegyekkel jellemezhetők : $C_H = 4, 5, 6, 7$, $C_M = 1, 2$, $C_L = 7$, magát az átvonulást $C_L = 5$ jellemzi.

A meleg front csapadékát rendszerint a következő számokkal sürgönyzik : w w = 60—78 ; ezek közül különösen a 61, 63, 65, 66, 67, 68, 69, 71, 73, 75-ös számokkal.

9. *Eltérések a jellemző felhőformáktól*

A meleg front fentebb leírt felhőrendszerét teljes mértékben igazolják az Európa felett végzett kutatások. Így Zak adatai szerint (1946.) a meleg fronton (vagy meleg okkluziós fronton) keresztül Középeurópa felett végzett 123 repülőgépes felszállás közül az esetek 95%-ában *As—Ns* felhőrendszert észleltek. A felhők alapjának magassága a front közelében 100 m, a fronttól kb. 600 km távolságban 4 km között ingadozik. Az *As—Ns* felhőzet közvetlenül a frontális réteg felett (ritkább esetben benne) helyezkedik el és 5—6 km-es magasságig folytonos vagy gyenge rétegződést mutat. A felhőzet vertikális kiterjedése tehát a front közelében nagyobb, mint 5 km. A frontfelület alatt kevés vagy gyér Fractonimbus észlelhető. Gomolyfelhők csak a fronttól nagy távolságban fordulnak elő.

1943-ban Zak sorozatos felszállások segítségével tanulmányozta a meleg frontokat a Szovjetunió európai részén (1939. ápr. 13—16.; 1940. május) és ismét arra a meggyőződésre jutott, hogy a csapadék és felhőzet jellege nagyon közel áll a 114. ábrán feltüntetett vázlathoz.

Különleges földrajzi feltételek között azonban a meleg front csapadékának és felhőzetének jellege lényegesen eltérhet a fentebb leírtaktól. Ez az eltérés összefüggésben van:

1. a frontfelületen felsikló meleg levegő instabilitásával;

2. az alacsony nedvességtartalommal vagy az alacsony relatív nedvességgel.

Nyáron a Szovjetunió, de Középeurópa területe felett is a meleg front szárazföldi trópusi eredetű is lehet. Ez a nyári *cTM* a Szovjetunió európai területének délkeleti részéből vagy Középázsiából származik és meglehetősen instabilis rétegződésű. A (Rossby értelmezése szerint) konvektív instabilis levegőnek felsikló mozgáskor megnövekszik az instabilitása, amint ezt a 14. §-ban tisztáztuk.

Ezért a frontfelületen felsikló meleg levegőben belső konvekció indul meg. Ennek következtében a felhőrendszer inhomogén jellegűvé válik és közelebb áll a *Cb*-hoz, mint az *As—Ns*-hoz. *A csapadék*, legalább is részben, *záporszerűvé válhat, amit zivatar is kísérhet.* N. V. Torbinoj szerint a Szovjetunió európai részén az összes zivatarok 22%-a és a frontális zivatarok 31%-a meleg frontokkal van összefüggésben.

Az USA-ban a Mexikói-öbölből származó instabilis trópusi levegőben a meleg frontot rendszerint zivatarok és záporesők kísérik. Namies kimutatta, hogy az USA-ban a meleg front felhőrendszere, még ha az nem is zivataros jellegű, ritkán mutat zárt jelleget. Gyakran két vagy több felhőréteg alakul ki, amelyet aránylag felhőtlen térrészek választanak el egymástól.

A meleg frontot némely esetben nem kíséri csapadék. Ez az eset áll fenn Közép-Ázsiában, ahol az év meleg szakában a meleg front felhőrendszere a nagyon magas kondenzációs szint következtében csak magasszintű felhőkből áll. Az USA-ban a csendesóceáni trópusi levegő, miután átkelt a Cordillerák hegységein, nemcsak nagyon száraz, hanem igen stabilis rétegződésű. Ez a levegő felsikló mozgásnál nem éri el a telítettségi állapotot.

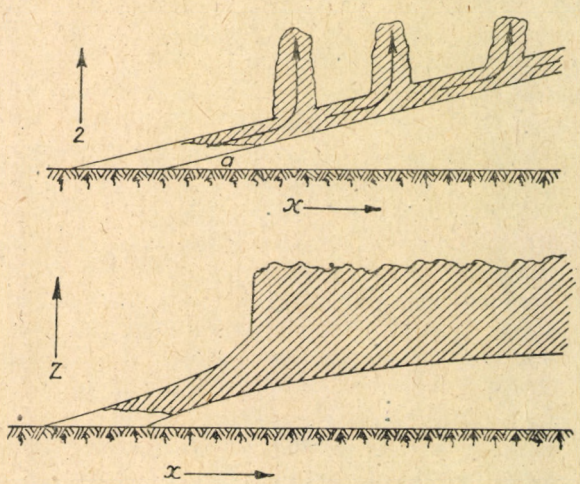
Télen arktikus front esetén a felsikló (poláris) levegő abszolút nedvességtartalma nagyon szegény, a frontfelület pedig alacsony. A felsikló mozgást ezen felül akadályozhatja a kontinentális poláris levegő igen stabilis rétegződése is. Ennek folytán a keletkező felhőzet igen vékony, a belőle kihulló csapadék pedig gyenge intenzitású lesz.

M. N. Jasztrebovoj szerint (1937.) téli időszakban olyan meleg frontok vonulnak át Moszkva felett, amelyeknek csak magasszintű felhőzete van (*Ci* és *Cs*) és nem adnak csapadékot. Néha azonban észlelnek *Ac* és *Sc* felhőket is. Ezzel a kétfajta eltéréssel főleg az arktikus fronton találkozunk.

P. I. Szmirnov újabb munkájában (1947.) kimutatta, hogy az *As—Ns* felhőrendszer nagyon gyakran három, egymás felett fekvő rétegből áll (egyik ezek közül *Cs*), melyeket felhőtlen rétegek választanak el egymástól és ez téli időszakban az európai frontokra is *jellemző.* Tehát a Bergeron által fentebb vázolt szkéma, amelyet Zak is megerősített, változtatásra szorul. Szmirnovot néhány, repülőgéppel végzett felszállás tapasztalata vezette rá erre,

majd az utána következő, mintegy 30 felszállásnál ugyancsak rétegződöttnek találta a frontfelhőzetet ; fontos volt azonban, hogy nagyszámú esettel igazolja ezt a körülményt.

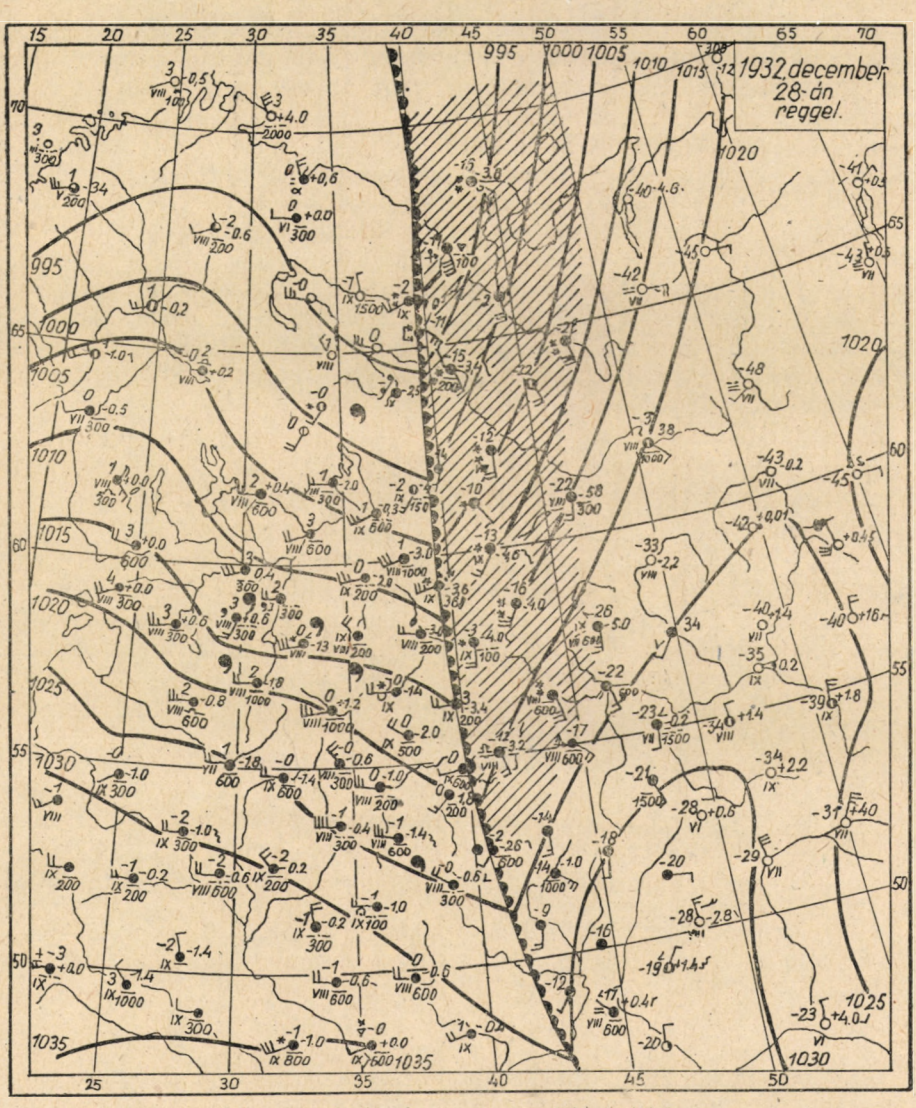
Szmirnov a rétegződésnek elméleti magyarázatát is megadja, amelyről itt csak néhány szóval emlékezhetünk meg. Analitikailag kimutatható, hogy az egyenesvonalú izobárok mentén surlódás nélkül és állandó nyomási gradiens mellett történő mozgás két mozgás összegéből áll : a geosztrofikus szélből és a körmozgás inerciájából. Végeredményben a levegőrészecske az ismert módon mozog, cikloist ír le, vagyis a geosztrofikus szél irányával megegyező trajektóriának majd az egyik, majd a másik oldalára kerülve mozog. (Sandström 1910-ben tapasztalatilag arra a megállapításra jutott, hogy egyenesvonalú izobároknál Európa felett az áramlási vonalak jól látható hullámszerű formát mutatnak a szinoptikus térképen.) Ugyanilyen jellegű a légtömeg mozgása a frontfelületen is. A további analízis azt mutatja, hogy a meleg levegő felsikló mozgása a leírt ingázó mozgás következtében bizonyos rétegekben a frontfelület felé, más rétegekben attól elirányul. Ekkor a mozgásnak felsikló összetevője csak azokban a rétegekben lesz, ahol a mozgás frontfelület felé irányul. Ott pedig, ahol a meleg levegő mozgása frontfelülettől elirányul, a mozgás horizontális irányú lesz, tehát ezekben a rétegekben felhőzet nem képződik.



116. ábra. »Fiatal« és »elöregedett« meleg front

Megemlítjük még, hogy Räthjen elgondolása szerint, melynek megindokolásával nem foglalkozunk, a felsikló mozgás állapotában átmeneti légréteg található, maga a frontálzóna levegője, amelyben eredetileg vékony felhőréteg keletkezik. Ha a meleg légtömeg nedvesen labilis, akkor a frontális felhőréteg egyes helyein Cumulonimbus képződés indul meg. Később ezek a Cumulonimbusok a frontfelület felett egy egységes többkilométeres magasságú felhőtoronnyá olvadnak össze. Így (Räthjen szerint) az *As-Ns* felhőrendszer a »fiatal« és »öreg« meleg front különböző jellegű felhőzetéből tevődik össze (116. ábra). Az elgondolás tapasztalati igazolásához azonban nem áll rendelkezésünkre elegendő adat. Az mindenesetre igaz azonban, hogy a meleg levegő vertikális rétegeződése, mint már említettük, hatással van a frontfelhőzet jellegére.

A 117. ábra egy jellegzetes meleg frontot mutat be a szinoptikus térképen.



117. ábra. Meleg front a szinoptikus térképen

45. §. A hideg front

1. Meghatározás. Általános sajátosságok

Hideg frontnak nevezzük azt a frontot, amelynek mozgása a meleg levegő felé irányul. A hideg levegőben a front vonalának irányába eső mozgási összetevő alakul ki, ezért a hideg ék a meleg levegő irányába mozog és elfoglalja azt a teret, amit eddig meleg levegő töltött ki.

A légnyomás a front előtt rendszerint keveset változik, gyakran süllyed, néha azonban emelkedhet is. A front átvonulása során a nyomás hirtelen növekedni kezd, majd hamarosan lassúbbá válik. A barográf görbéje hideg

front átvonulásakor jól látható kiemelkedést mutat. A szinoptikus térképen a hideg front mögött a nyomásnövekedés izallobárjai ovális formát mutatnak. Az izallobárikus gradiens közvetlenül a front után a legnagyobb. *A szél* a front átvonulása során jobbra fordul, néha, ha a front erős bemélyedést mutat, nagyon éles a szélfordulás. A front előtt gyakran *zivatarokat* és *szélrohamokat* észlelhetünk. *A hőmérséklet* a front átvonulása után természetesen csökken, ez a csökkenés nagyon éles és gyors lehet, gyakran pl. 1—2 óra alatt a 10 fokot is eléri. *A fajlagos nedvesség* a hőmérséklettel együtt csökken. *A látás* rendszerint megjavul, mivel a hideg front mögött rendszerint poláris, vagy tengeri vagy arktikus levegő, a front előtt pedig trópusi vagy szárazföldi poláris levegő helyezkedik el. A frontmögötti levegő tehát száraz, kevésbbé homályos, mint a frontelőtti ; ezenkívül a hideg front utáni levegő az esetek túlnyomó részében instabilis, ami megakadályozza, hogy a földfelszín közelében kondenzáció jöjjön létre.

2. A hideg frontok két típusa

A sikló mozgás jellege alapján a hideg frontok két típusba oszthatók :

1. a hideg front (jelentős magasságig) *passzív felsikló felületet* eredményez (anafront). A front normálisának irányába eső vízszintes sebességi összetevő a hideg levegőben nagyobb, mint a melegben. Ezt a frontfajtát *első típusú hideg frontnak* nevezzük. Ebbe a típusba a lassú mozgású és főleg a ciklonok peremén vagy nagynyomású hátakon található frontok tartoznak.

2. a hideg front (nem számítva az alsó kilométereket) *aktív lesikló felületet mutat* (katafront). A front normálisának irányába eső vízszintes sebességi összetevő a meleg levegőben nagyobb, mint a hidegben. Ezt a frontfajtát *második típusú hideg frontnak* nevezzük. Ebbe a típusba rendszerint a ciklonok belsejében fekvő, gyorsan mozgó hideg frontok tartoznak. E két alaptípus között átmeneti típusok is lehetségesek. Ennek megfelelően a hideg fronttal összefüggő felhőzet is nagyon különböző, a csaknem *Cb* nélküli vastag *As—Ns* felhőrendszer mellett viharkapukat is találunk, melyeket teljes kitisztulás jellemez.

E. G. Zak az általa vizsgált hideg frontok 70%-ánál *As—Ns*, 25%-ánál *Cu* és *Cb* felhőzetet figyelt meg.

3. Az első típusú hideg front

Az első típusú hideg front felhőrendszere lényegében a meleg front felhőrendszeréhez hasonlít ; *Ns*-szal kezdődik és *Cs*, *Ci*-szal végződik. A csapadék a front átvonulásával egyidejűleg kezdődik, a csapadékzóna a front után helyezkedik el (118. ábra).

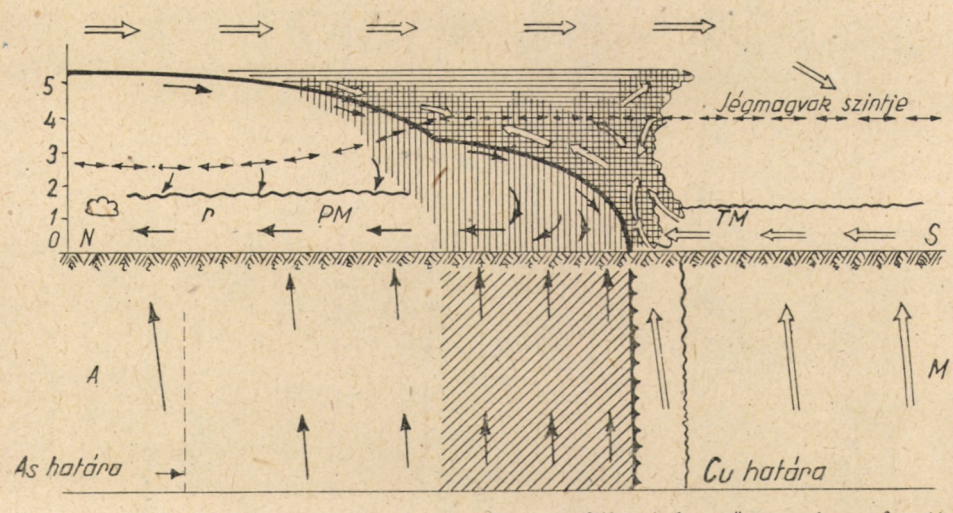
A front felhőzete azonban eltér a meleg front felhőzetétől. Ennek oka az, hogy a hideg front felülete a súrlódás következtében az alsó rétegekben erősen hajlott. Ezért a front előtt a meleg levegő lassú felsikló mozgás helyett sokkal erősebb emelkedésre kényszerül. Ennek következtében a felhőrendszer elülső részét gyakran hatalmas és a front mentén száz km-ekre terjedő *Cb*-ok jellemzik, amelyeket záporesők, zivatarok és szélviharok kísérnek.

A *Cb* keletkezését a front előtti levegő instabilis rétegeződése teszi lehetővé.

A frontfelület magasabban fekvő részén, melynek hajlása 1 : 100 nagyságrendű, a felsikló mozgás enyhébb jellegű ; ezt egyenletes *As—Ns* felhő-

takaró jellemzi, alatta *Fst* és *Fnb* felhőket találunk. A *Cb*-ből közvetlenül a front vonalánál kihulló záporesőt egyenletesebb, tartós eső követi. A felhőrendszer és a csapadékos terület szélessége azonban mindenkor kisebb lesz, mint meleg front esetében.

A hideg ék belsejében leszálló légmozgás uralkodik. Ha azonban a frontot követő légtömeg eléggé instabilis rétegződésű, akkor a front vonalától bizonyos távolságban konvektív felhőképződés indul meg.



118. ábra. Az első típusú hideg front jellegzetes profilja. A levegő mozgása a fronttal összefüggő koordináta-rendszerre vonatkozik

A 118. ábra egy első típusú hideg front vázlatos keresztmetszetét mutatja be (Bergeron szerint). A légmozgások a fronttal együttmozgó koordináta-rendszerre vonatkoznak.

Az első típusú hideg front egymásra következő felhőzetét a következő kulcsszámok fejezik ki: $C_L = 8, 7$; $C_M = 2, 1$; majd közvetlen utána gyors derülés következik. A front átvonulása során lehulló csapadékot a 9. és 8., a front utánit a 6. vagy 7. tízes fejezi ki. A 124. ábra egy az I. G. Guterman által tanulmányozott hideg front függőleges metszetét tünteti fel.

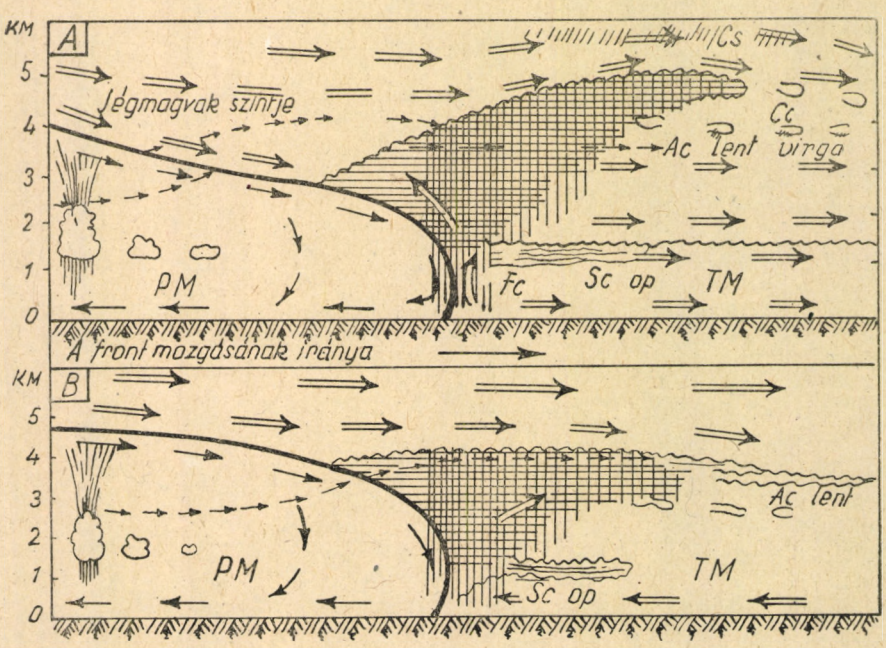
4. A második típusú hideg front

Ebbe a típusba tartozik a ciklonális örvénylésekben található hideg frontok nagy része. Ezeknél a frontfelület felett 2—3 km-es szinttől kezdve leszálló mozgást találunk. A mozgó hideg henger az alsóbb rétegek meleg levegőjét felfelé szorítja. Ha a meleg levegő instabilis (vagy konvektív-instabilis), ez a folyamat lökésszerűen megy végbe és a front előtt heves konvekciót idéz elő. A keletkező felhőrendszer nem nagy szélességű; a felhők alakja Cumulonimbus. A légtömegen belül történő konvekcióhoz viszonyítva az a különbség, hogy itt nem különálló felhőket, hanem felhőgátat találunk. Ezekből a felhőkből a csapadék részben a front vonala előtt, részben mögötte hull ki. A felhőrendszer a hátoldali végen a *Ns*-hoz hasonló.

A második típusú hideg front felhőrendszere a következő sajátosságokat mutatja :

A meleg levegő a front előtt történő feláramlása közben a troposzféra alsó harmadában (1000—3000 m) záróréteggel találkozhat és e réteg alatt a front mozgásának irányában szétterül. Ezzel együtt *Sc* opacus vagy *Ac* opacus felhőzet alakul ki, mely a front előtt vonul tovább.

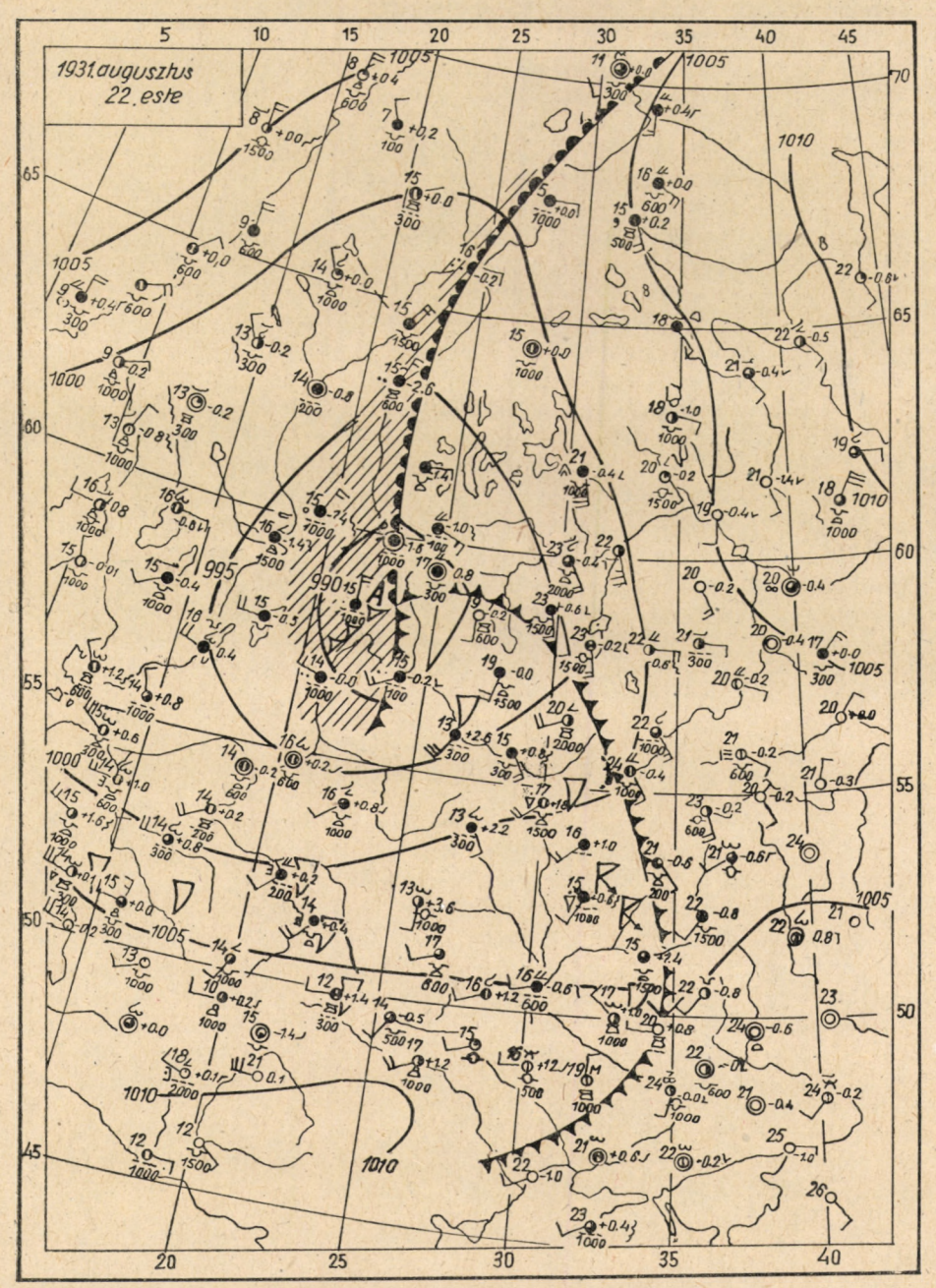
A felszálló légmozgás a fronthoz közel eső részen rendszerint áttöri a meleg levegő alsó rétegében található záróréteget. Ebben a legerősebb felszálló mozgást végző meleg levegőben alakul ki a második típusú hideg front jellegzetes felhőzete. 4—5 km magasságban azonban a felszálló légmozgás a meleg levegő leszálló áramába ütközik a frontfelület felett. A felszálló, dinamikusan lehűlt és nedves levegő, másrészt a leszálló, dinamikusan felmelegedett és száraz levegő között a meleg levegőben másodlagos front alakul ki (a 119. ábra vertikális metszetéből látható, hogy a mozgásoknak itt deformációs mező jellegük van).



119. ábra. A második típusú hideg front jellegzetes profiljának két vázlata

Ha a másodlagos front elég meredek (hajlása ugyanolyan nagyságrendű, mint a főfronté), akkor a hideg front alapfelülete mentén lesikló meleg levegő a másodlagos fronton újra emelkedni kezd (119. ábra). Ez jóval a hideg front előtt fátyolos Cirrostratus felhőzet keletkezését idézi elő. Egyébként hideg front előtt *Cs* felhőzet aránylag ritkán fordul elő, amiből azt a következtetést lehet levonni, hogy a meleg levegőben kialakult másodlagos front közel vízszintes helyzetű (119-B ábra).

A *Cb* gát a másodlagos front alatt szintén előrenyúlik. Ennek elülső oldala általában *As* jellegű, de a felsőbb rétegek leszálló mozgásának határa alatt fokozatosan lencsealakú táblákra (*Ac* lenticularis) darabolódhat szét.



120. ábra. Második típusú hideg front a szinoptikus térképen

A második típusú hideg front felhőzete csak a hideg ék előtt érheti el a jégmagvak szintjét. Itt a meleg levegő (általános) lesikló mozgása nem akadályozhatja meg a meleg légtömeg alsóbb rétegeinek viharos felemelkedését. A felhőhenger átmegy a front vonala mögé is, itt azonban a felhőzet hamarosan *Sc* opacus vagy *Ac* opacus jellegűvé válik, majd a hideg front mögött 20—40 kilométerre a felhőzet véget ér. Ezért a csapadék főképpen (de nem kizárólagosan) prefrontális és viharos, záporos jellegű. A csapadéksáv szélessége a záróréteg jelenléte, az orográfiai és egyéb hatásoktól függően különböző lehet. Nagyon gyakran annyira a front közvetlen közelében hull ki a csapadék, hogy — ha a front két állomás között fekszik — a csapadék nem látható a szinoptikus térképen. Ilyen esetekben figyelembe kell vennünk az elmúlt időjárást (*W*) és a csapadék mennyiségét (*R R*) (120. ábra).

Néha a hideg front mentén csak helyenként vagy egyáltalában nem hull csapadék, úgyhogy egyes helyeken csapadék nélkül halad át a front, másutt pedig még lényegesebb felhőzetnövekedés sem tapasztalható. Ilyen esetek különösen télen fordulnak elő, amikor a front mögött arktikus levegőtömeg tör be, melynek függőleges vastagsága kicsiny, a front előtti levegő pedig száraz. Előfordulhat ilyen eset nyáron is, mint pl. 1935. május 22.-én Moszkvában, amikor a hideg front mögött tengeri poláris levegő tört be.

A hideg levegőfejben uralkodó leszálló mozgás következtében a prefrontális csapadékot gyors derülés követi, amely néhány órahosszat tarthat. A front vonalától távolabb, ahol a hideg ék alsó részében a leszálló mozgás már elhanyagolhatóan kicsiny, légtömegen belüli konvekciós felhők (*Cu* és *Cb*) jönnek létre. A második típusú hideg front egymásra következő felhőfajtái a következők: $C_M = 4$, $C_L = 4, 9$. A csapadékot az időjárási sürgönykulcs w w számai közül a 9. és 8. tízes fejezi ki.

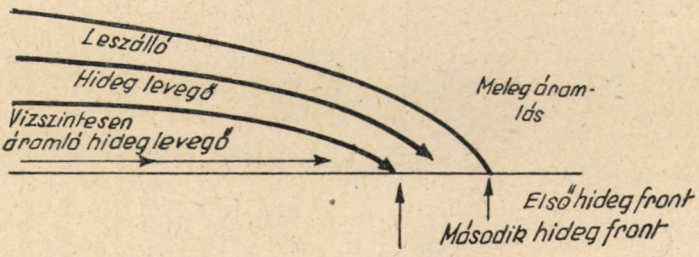
5. *A hideg front görgőviharai*

Mindkét típusú hideg frontot sajátságos prefrontális széllökések jellemzik. A hideg front mögötti levegőt általában leszálló mozgás jellemzi. A leszálló mozgás különösen »a hideg levegő fejében«, vagyis a hideg ék elülső részében a legerősebb, ahol a súrlódás következtében a frontfelület erős hajlást mutat. A hideg levegő a tank hernyóláncához hasonlóan lefelé zúdul, miközben a front vonalának normálisa irányába eső sebessége minden esetben nagyobb, mint a meleg levegő alsóbb rétegeinek ugyanebbe az irányba eső sebességkomponense. A hideg levegő lezúdulása a meleg levegőt felfelé emeli és a front mentén vízszintes tengelyű forgószeleket okoz; ezekkel a forgószelekkel függ össze a frontális görgőviharok jelensége. A hideg front átvonulása során észlelhető görgőviharok feltűnő volta ad magyarázatot arra, hogy az ilyen frontok közül egyeseket szinoptikai szempontból még a múlt században tanulmányoztak. Hosszú ideig »*vihar-vonal*« elnevezés alatt voltak ismeretesek és az elnevezés a huszas évekig meg is maradt.

Különösen erős prefrontális görgőviharok léphetnek fel a szárazföld felett nyáron, amikor a front két oldalán, a meleg és a hideg levegő között nagy a hőmérsékletkülönbség és a meleg levegő instabilis rétegződésű. Ilyen esetekben a hideg front átvonulását néha pusztító erejű szél kíséri. Ilyen hideg front átvonulás volt 1936. június 30-án Moszkvában, amely többek között a Központi Kultúrparkban elpusztította a hatalmas Sapitó-cirkuszt.

6. A gyorsan mozgó hideg front feloszlása

A második típusú hideg front esetében különös jellegű frontfeloszlás észlelhető. Mint említettük, a hideg levegőfejben, a hideg ék elülső részében erős leszálló mozgás uralkodik. A néhány km-es magasságból leereszkedő hideg levegő adiabatikusan felmelegszik ; ennek következtében a frontmenti hőmérsékletkülönbség kiegyenlítődik. A front átvonulását ilyen esetben csak a látás megjavulása és a fajlagos nedvesség csökkenése jelzi. Némely esetben a hideg éken belül másodlagos hideg front keletkezik, amely elkülönül a felmelegedett »levegőfejtől« és távolabb helyezkedik el a front vonalától, ahol nincs erősebb leszálló mozgás. Ez a másodlagos hideg front a feloszlott főfrontot követi néhány km. távolságban. Áthaladásánál hőmérsékleti ugrás, sőt szél is észlelhető, felhőrendszere azonban nincs (121. ábra).



121. ábra. Gyorsan mozgó hideg front kettéoszlása

7. Jelölés

A szinoptikus térképeken a hideg frontot folytonos kék vonallal tüntetik fel ; míg, ha a front másodlagos, vagyis ha a hideg levegőben keletkezett, akkor jelölése vékony kék vonallal történik ; mi erre a szaggatott kék vonalat ajánljuk. A felső hideg frontot (46. §) szaggatott kék vonallal ábrázolják ; e helyett pontozott kék vonalat ajánlunk. Egyszínű nyomtatásban a hideg frontot a meleg levegő felé irányuló befeketített fogakkal, a másodlagos hideg frontot ritkított szedésű, befeketített fogakkal, végül a felső meleg frontot feketítés nélküli fogakkal ellátott vonalak ábrázolják.

8. A hideg levegő terjedése a meleg levegő alatt

Az előzők során mindenütt azt láttuk, hogy a hideg levegő ék formájában fekszik a meleg alatt, vagyis a választófelület — a hideg és gyorsan mozgó hideg frontok alsó rétegeinek kivételével — mindenütt a hideg levegő oldala felé hajlik. Az az állapot, amikor potenciálisan sokkal hidegebb légtömeg fekszik egy potenciálisan sokkal melegebb felett, nagy instabilitást eredményez és hosszú ideig nem maradhat fenn.

A hideg légtömeg meghatározott orográfiai feltételek között is megjelenhet a meleg felett, amikor a hideg ék alsóbb rétegei erősen elmaradnak a felső rétegekhez képest. Ez az eset áll fenn pl. amikor egy hegygerincen hideg front halad át. Amikor a hideg levegő átmegy a hegygerincen és a szélcsendes oldalon a meleg levegő fölé ér, erős instabilitást idéz elő. Ilyen viszonyokat találunk a folyóvölgyekben nyáron az északról érkező hideg frontok esetében. Amikor a hideg levegő megjelenik a meleg felett, heves zivatarok és záporesők kísérik. Bizonyos idő múlva, amikor a hideg front az alsóbb rétegekben is túljut a hegygerincen dél felé, derültté válik az idő.

Egyes szerzők kimutatták, hogy a hideg levegő orográfiai hatás nélkül is tartós áramlásban lehet a meleg felett, vagyis a hideg front felülete valahogyan a földfelszín érintése nélkül a szabad légkörben helyeződik át ; a lehűlés ebben az esetben a szabad légkörben történik és vagy nem érinti az alsóbb rétegeket, vagy azok lehűlését késlelteti. Ebben az esetben a hideg front alakjáról nincs világos elképzelésünk. Az említett részek főképpen a hőmérsékleti izoplétáknak (Θ vagy Θ') a szabad légkörben történő megszerkesztésén alapszik, nem pedig a frontfelületeknek mint háromdimenziós jelenségeknek aerológiai tanulmányozásán.

Az az erős instabilitás azonban, amely az említett rétegződéssel együtt járhat, kevés valószínűséget adna arra, hogy ez az állapot hosszabb ideig fennmaradjon. Ezzel együtt ennek az elgondolásnak a tapasztalati — aerológiai bizonyítékait sem szabad elégségesnek tekinteni ; valószínűbb, hogy itt az aerológiai anyag helytelen módszertani alkalmazásával van dolgunk. Inkább azt lehet feltételezni, hogy a felületről történő lehűlés a megfelelő alsóbb rétegek lehűlésének kizárásával a levegőoszlop különböző rétegeiben a hőmérséklet advektív változásához vezet, mely összefüggésben van a szélnek a magassággal való elfordulásával, amint ezt a 33. §-ban említettük. Amikor a szél a meleg irányából a hidegebb körzet felé fúj, akkor (távolról sem mindig az alulról történő entrópikus hatással összefüggésben) egy potenciálisan sokkal hidegebb levegő megjelenhetik egy sokkal melegebb felett. Egyes esetekben a felülről történő lehűlés kapcsolatba hozható a hideg frontnak a földközeli levegőpárna feletti terjeszkedésével vagy a felső hideg frontnak okklúziós frontrendszerbe való átmenetével.

46. §. Okklúziós frontok

1. Meghatározás

A ciklon fejlődésének során, melyről részletesen a következő fejezetben lesz szó, komplex frontok, ú. n. *okklúziós frontok* jönnek létre. A szinoptikusnak talán többször van velük dolga, mint az egyszerű meleg és hideg frontokkal. Az okklúziós front meleg és hideg front, sőt néha, ismételt okklúziós folyamat esetén, még néhány meleg és hideg front társulását jelenti. Ekkor *csak egy frontfelület éri el a Föld felszínét, míg a többi teljes egészében a szabad légkörben helyezkedik el.* Mi a továbbiak során a két frontfelület összekapcsolódásából eredő egyszerűbb okklúziós front esetét fogjuk megvizsgálni. Ennek kialakulása azzal kapcsolatos, hogy a ciklon hátoldalán található hideg levegőben a leszálló mozgás túlsúlya következtében a hideg front gyorsabban mozog, mint a meleg és azt utóléri. Ekkor a hátsó hideg levegőék záródik az elülső ékkel.

A hátsó és elülső hideg levegő közötti választófelületet *okklúziós felületnek* nevezzük. Ennek a földfelszínnel alkotott metszésvonalát *alsó okklúziós frontnak*, a szabad légkörben található vonalát pedig, amelynek mentén az okklúziós felület a meleg levegővel találkozik, amely tehát mindhárom légtömeget határolja, *felső okklúziós frontnak* nevezzük. Mindezeket együttvéve *okklúziós frontnak*, vagy röviden okklúziónak is nevezzük. Megjegyzendő azonban, hogy ezt az utóbbi meghatározást az okkludált ciklonra (lásd 50. §) és magára az okklúzió folyamatára egyaránt használják.

2. Az okklúziós frontok két típusa

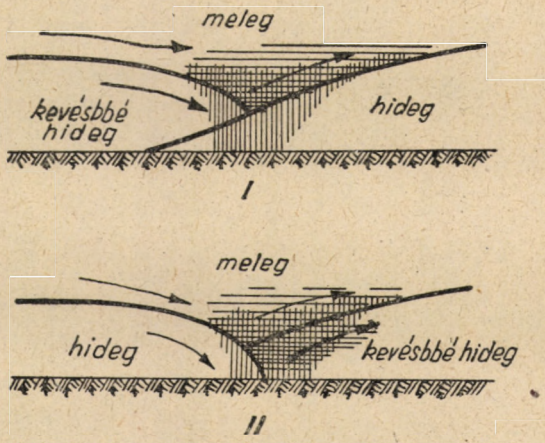
Annak megfelelően, hogy egymáshoz viszonyítva az elülső vagy hátsó légtömeg hidegebb-e, az okklúziós frontoknak két típusát különböztetjük meg. Az első esetben *meleg okklúziós frontról*, a második esetben *hideg okklúziós frontról* beszélünk. Használatosak még a következő kifejezések : meleg (hideg) típusú okklúziós front, meleg (hideg) jellegű okklúziós front.

Mindkét front-típus vertikális metszetét a 122. ábra tünteti fel.

Meleg okklúziós front esetében, miután a kevésbbé hidegebb levegő hátsó éke utólérte az elülső, hidegebb levegőéket, föléje tolódik. A hideg frontfelület elválik a földfelszíntől és felfelé halad a meleg front felületén. Ennek következtében a hideg front vonala a szabad légkörbe helyeződik és a meleg front felületén egyre magasabbra kerül (122/I. ábra). Ilymódon az ábrázolt rendszerben a felső front hideg, az alsó pedig meleg front lesz, mivel a hátsó levegő melegebb az elülsőnél. Az alsó front áthaladása a földfelszínen felmelegedést okoz.

A hátsó hideg éknek a meleg front felületén történő mozgása nem okvetlenül felsikló jellegű. A felsiklás az alsóbb rétegekben a súrlódási konvergencia következtében jön létre. A hátsó hideg éken belül azonban alapjában véve megmarad a leszálló mozgás. A felső hideg frontnak a meleg front felületén történő mozgása alapjában véve a hátsó levegőék, valamint az abban végbemenő leszálló mozgás rovására történik.

Hideg okklúziós front esetén a hátsó hideg levegőék sokkal alacsonyabb hőmérsékletű, mint az első. Ezért a hidegebb ék az elülső ék alá nyomul és azt felemeli. A meleg front vonala elválik a földfelszíntől és a hideg front felülete mentén a magasba emelődik (122/II. ábra). Így az első típussal ellentétben az okklúzió felső frontja meleg, az alsó hideg front lesz. Az okklúzió alsó frontjának áthaladása a földfelszínen lehűlést okoz.



122. ábra. Az okklúziós frontok két típusa: I. — meleg okklúzió, II. — hideg okklúzió

Tehát a földfelszíni hőmérsékletváltozás szempontjából az okklúziós frontok a meleg vagy hideg frontokkal egyértékűek. A hőmérsékletváltozás azonban az okklúziós frontoknál *kevésbbé éles*. Bizonyos idő elteltével az okklúzió alsó frontjának két oldala között fennálló hőmérsékletkülönbség kiegyenlítődik és az okklúziós felület fokozatosan elmosódik. Ez részint nem-adiabatikus folyamatok (a kihulló csapadék lehűlése, turbulencia, sugárzás), részint adiabatikus folyamatok (felsikló mozgás a meleg és lesikló a hideg levegőben) formájában történik. Ennek eredményeképpen a két hideg levegőtömeg egybeolvad, vagyis az okklúziós front degenerálódik.

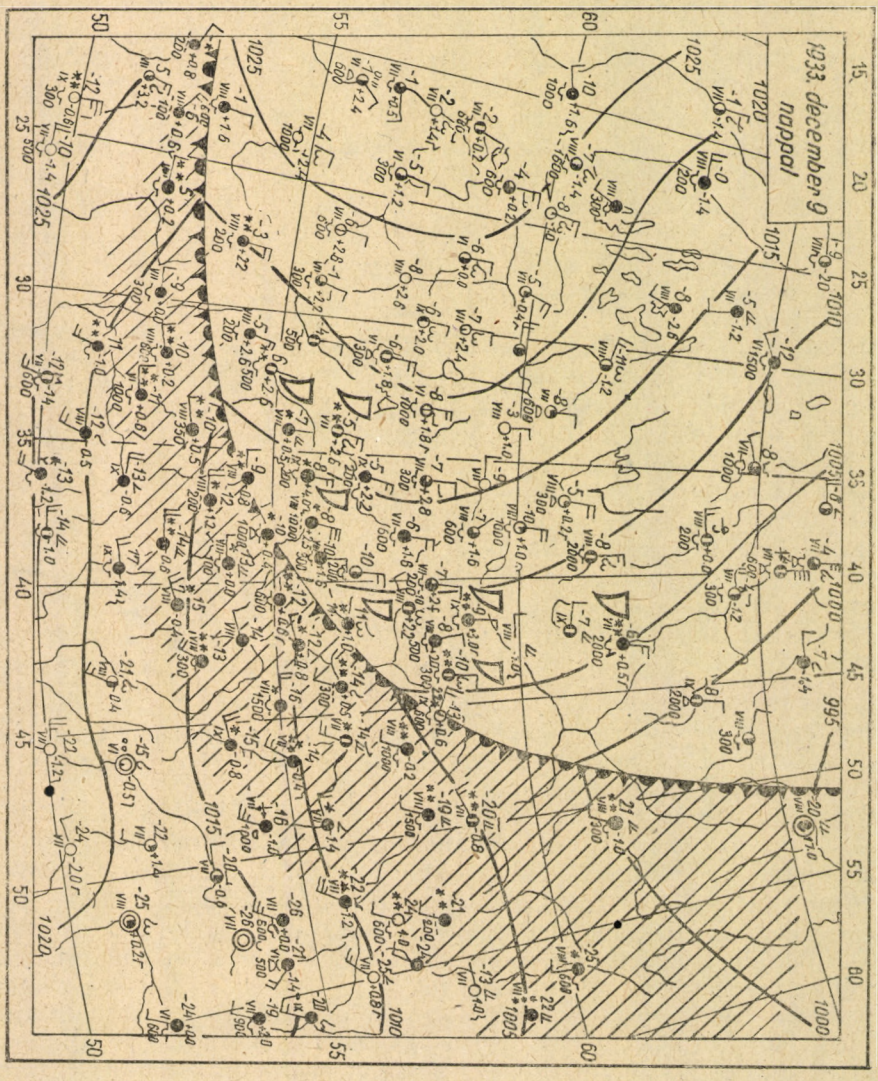
Egyes esetekben az elülső és hátsó ék hőmérsékleti értékei már kezdettől fogva annyira közel állnak egymáshoz, hogy gyakorlatilag nem különböztethetők meg és a szinoptikusnak nehézséget okoz annak eldöntése, hogy az okklúzió melyik típusával áll szemben. Ilyen esetekben néha semleges okklúzióról beszélünk.

Európában télen csaknem kizárólag meleg okklúziós frontok fordulnak elő, mivel az évnek ebben a szakában a ciklon hátoldalán a hideg front mögött tengeri poláris levegő fekszik, amely melegebb, mint a ciklon előoldalán, a meleg front előtt található szárazföldi poláris levegő.

Nyáron ezzel szemben a hideg okklúziós frontok vannak túlsúlyban, mivel a levegő az óceán felett nyáron hidegebb, mint a szárazföld felett.

A Távolkeleten vagy Észak-Amerika keleti részén természetesen ellenkező feltételeket találunk. Az okklúziós front példáját a 123. ábra mutatja.

Ha két okklúziós front egybeolvad, három hideg ék, háromszoros okklúzió esetén pedig négy hideg ék rétegeződik egymás fölé.



123. ábra. Okklúziós front a szinoptikus térképen

3. Bárikus és izallobárikus mező

Az okklúziós front nyomási mezejét rendszerint elég éles, néha nagyon éles V-alakú izobár bemélyedések jellemzik. A front előtt a szinoptikus térképen a meleg frontfelülettel kapcsolatos süllyedő légnyomású területet, a front mögött pedig a hideg frontfelülettel összefüggő emelkedő légnyomású területet találunk. A hátsó hideg ék mozgásának megfelelően a meleg frontfelület alatt vagy felett emelkedő és süllyedő nyomású területek rétegződnek egymás

fölé. Ezért meleg okklúziós front esetén a süllyedő légnyomású terület bizonyos távolságban az alsó hideg front előtt fog elhelyezkedni, majd idővel egyre távolabb kerül tőle. Hideg okklúziós front esetén pedig az emelkedő nyomású terület az alsó hideg fronttól hátrább fog tolódni.

Meleg okklúziós front esetén a felső hideg front átvonulása nyomásemelkedést, a nyomási gradiens nagyságának csökkenését és az alsó front előtt a szél gyengülését eredményezi. Minél magasabbra emelkedik a felső hideg front a meleg front felületén, vagyis minél előrehaladottabb az okklúziós folyamat, annál kisebb lesz a felső hideg front hatása a légnyomásra és a talajszélre.

4. A meleg okklúziós front felhőzete és csapadéka

Vizsgáljuk meg először a meleg okklúziós front felhőzet- és csapadékviszonyait.

Amint a meleg és a hideg front közeledik az okkludált állapot felé, felhőrendszerük is közel kerül egymáshoz. Mivel mindkét felhőrendszer főleg *As—Ns* felhőből áll, egybeolvadva hatalmas *Cs—As—Ns* felhőtömeget alkotnak a felső hideg front mentén (122/I. ábra). Alattuk *St* és *Sc* felhőzet található, amely E. G. Zak véleménye szerint okklúziókban sokkal inkább kialakul, mint nem okkludált frontok esetén. Az okklúziós frontnak E. G. Zak tanulmányozásának alapján készült vertikális metszete a 125. ábrán látható.

Amilyen mértékben a hátsó hideg ék az elülső éken felfelé emelkedik, a meleg front felhőrendszerét alulról ennek megfelelően feloszlatja, mivel a meleg levegőt, amelyben *As—Ns* felhőrendszer alakult ki, sokkal magasabb rétegekbe szorítja. Az alacsony felhők eltűnése után az *As—Ns*-ból csak az altostratus marad meg, míg bizonyos idő mulva ez is egyre vékonyabb lesz. Az *As—Ns*-ból kihulló csapadék fokozatosan gyengébb lesz, végül megszűnik.

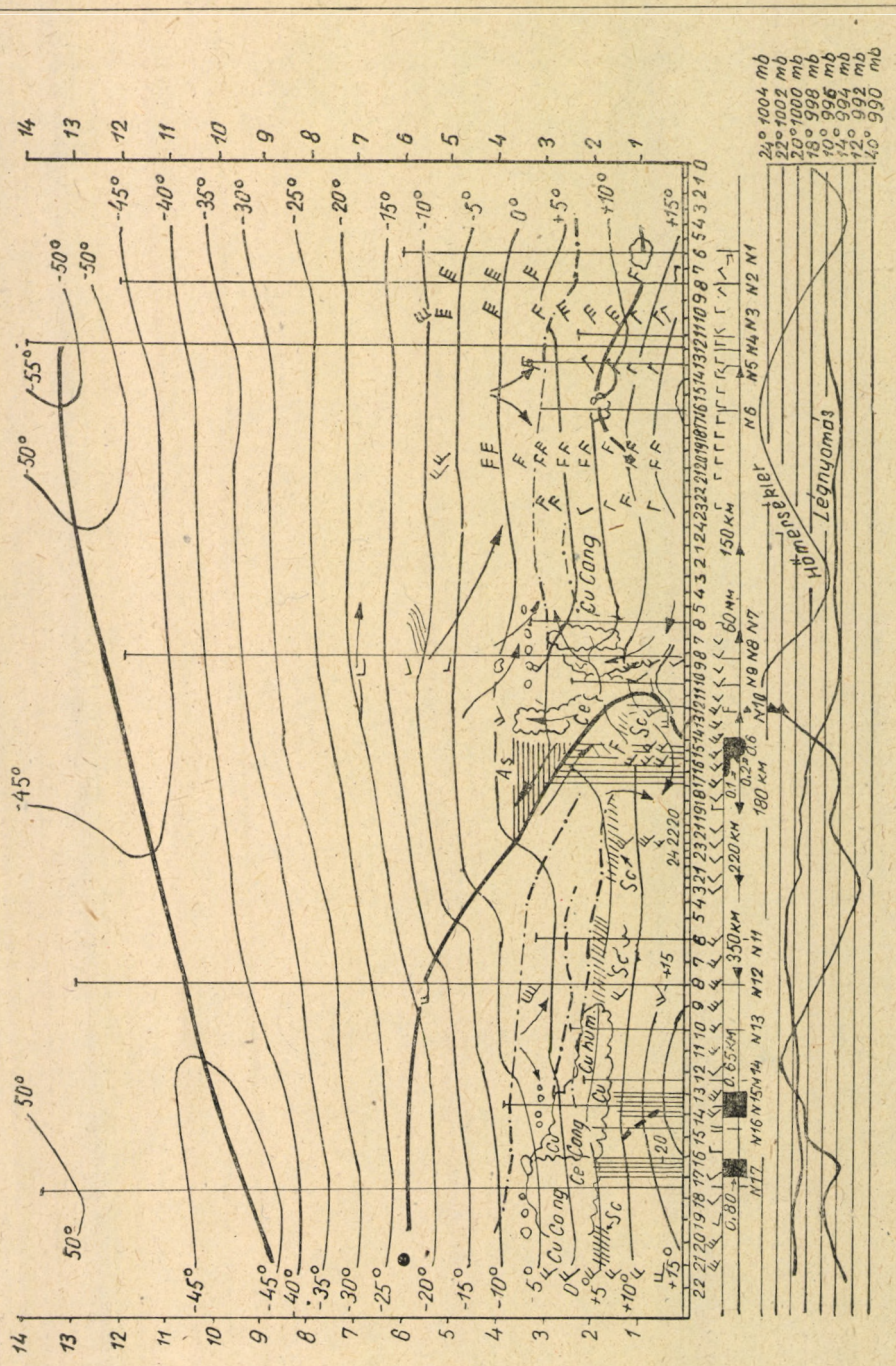
Felső hideg frontnál egyes esetekben záporesőt adó jellegzetes *Cb* felhők is képződhetnek.

Az Egyesült Államokban nyáron meleg okklúziós frontoknál sok zivatart észleltek, melyeket a felső hideg ékkel felemelt trópusi levegő konvektív instabilitása váltott ki. A jelenségek intenzitása idővel itt is gyengül, mivel a hideg frontfelület hajlása a felemelkedés során egyre kisebb lesz. Amikor a felső hideg front eléri az 5—6 km-es szintet, a frontális felhőzetből csak a fátyolfelhők maradnak meg.

Abban az esetben, ha az okklúzió rendszerében a hideg frontfelület katafrontot alkot, a felső hideg front átvonulásával a felette kialakult felhőzet feloszlik és a csapadék megszűnik.

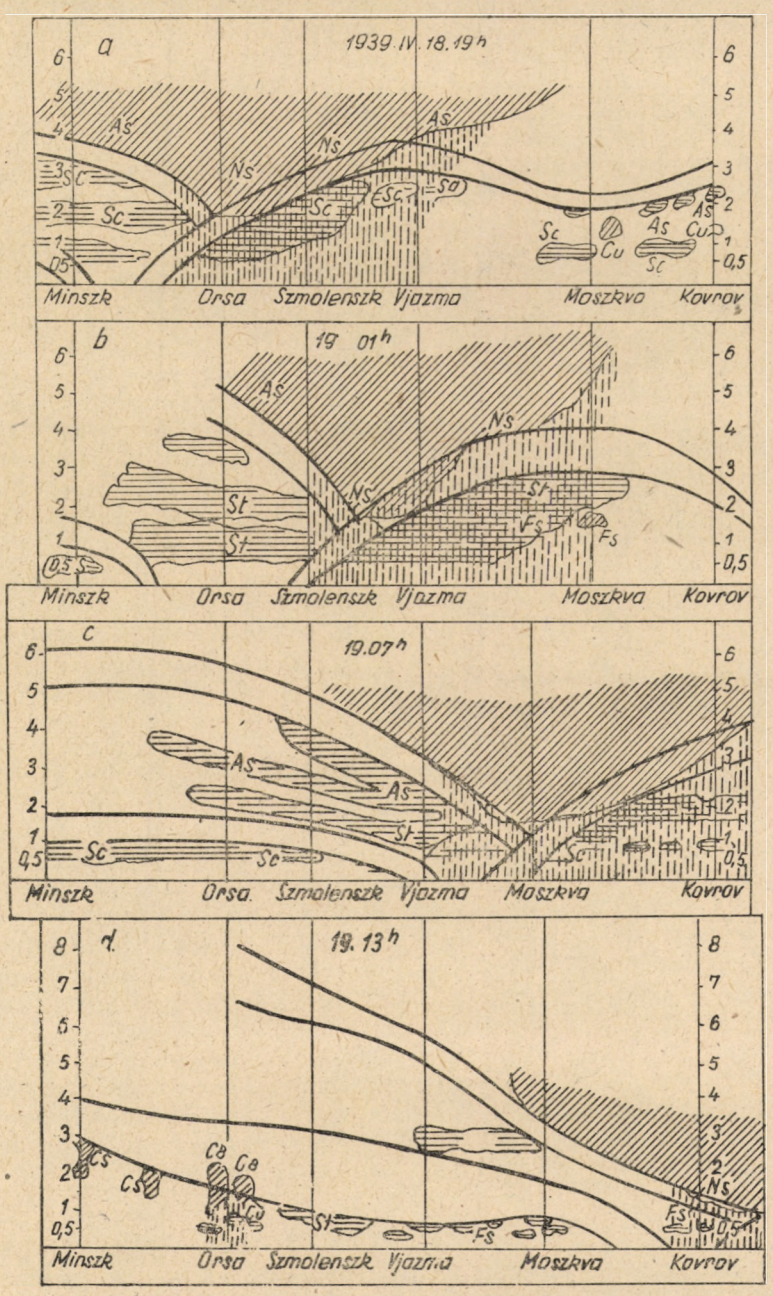
Ha a hátsó levegő gyenge felsiklást végez az okklúziós felület mentén, itt *St—Sc* felhőzet alakulhat ki, amely nem éri el a jégmagvak szintjét. Ez a felhőzet szitáló csapadékot ad.

Tehát *fiatal* meleg okklúziós front esetén a felhőrendszer *Ci* és *Cs*-szal kezdődik, majd az utóbbi *As*-ba megy át, amit *Ns* követ. Néha a *Ns* után *Cb* is észlelhető, melyet újra *Ns* követhet. *A tartós csapadék a felső hideg frontnak a földfelszínre való vetülete előtt kezdődik. A felső hideg front közelében a csapadék átmenetileg záporesőbe mehet át és gyakran még az alsó meleg front beérkezése előtt megszűnik.* Az alsó meleg front előtt a csapadék szitáló jellegű lehet.



124. ábra. Első típusú hideg front függőleges metszete 1939. július 4—5-én (Guterman után)

Régóta meglévő meleg okklúziós front esetén a felhőrendszer *Ci* és *Cs* felhőkre korlátozódik, amelyhez *As* kapcsolódik, a csapadék pedig teljesen hiányozhat.



125. ábra. Okklúziós felhőrendszer függőleges metszete 1939. április 18—19-én (E. G. Zak szerint)

A felhők megjelenésének alapján tehát nehéz megkülönböztetni a meleg okklúziós frontot a szokásos meleg fronttól. A tapasztalat azonban azt mutatja, hogy az okklúziós frontokra *a lepelfelhőből hullámszerű felhőbe való átmenet* a jellemző, vagyis a *Cs*-nak *Cc*-ba, az *As*-nak *Ac* opacusba és a *Ns*-nak *Sc* opacusba történő átalakulása. Különösen *Ac* jellegű felhőformákban gazdagok az okklúziós frontok. Lehetséges, hogy ez az átalakulás a frontfelületeken fellépő gravitációs hullámokkal van kapcsolatban.

A már régóta meglévő meleg okklúziós front megszerzi a meleg front valamennyi sajátos vonását. Ilyen esetek főleg az év hidegebb felében gyakoriak.

5. *A hideg okklúziós front felhőzete és csapadéka*

A hideg okklúziós front felhőrendszere emlékeztet a meleg okklúziós front fentebb leírt felhőrendszerére. A felhőzet elülső része *Ci*, *Cs*, *As* felhőkből áll, melyekhez fiatal okklúziós front esetén *Ns* kapcsolódik. A hideg front felülete fölött a felső meleg frontnál nagyobb magasságban megmaradhat a hideg front eredeti felhőzete, ha az utóbbi első típusú hideg front. Ha a hideg front második típusú, akkor a felső meleg front után derülés következik. A hideg front alsó részén azonban, ahol a kevésbbé hideg levegőt egy nála hidegebb levegőék a magasba emeli, *Cb*-ok fejlődhetnek ki. Így az *As—Ns* felhőzetből kihulló csapadékot egyidejűleg vagy utána záporesők kísérhetik. *Csapadék az alsó front mindkét oldalán hullhat, a záporszerű csapadék azonban nem az alsó front előtt, hanem annak közvetlen közelében hull.* Ez a felhőzeti és csapadékbeli sajátosság különbözteti meg a hideg okklúziós frontot a meleg okklúziós fronttól.

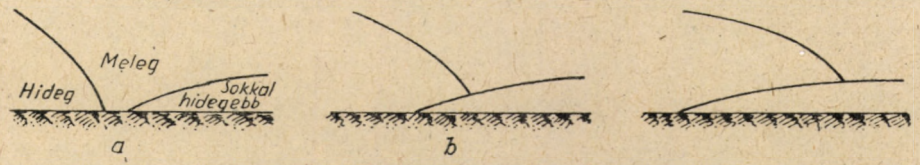
A front közeledésének első jele a *Ci* és *Cs* megjelenése. A hideg okklúzió a meleg front után következik, néha azonban az alsó hideg front felhőzete erősen fejlett és annyira előrenyúlik, hogy eltakarja az észlelő elől a meleg front felhőrendszerét. Ilyen esetekben az okklúziós front egyszerű hideg frontnak tekinthető.

Nyáron szárazföld felett a hideg okklúziós front egyszerű hideg fronttá válhat. Sok nyári hideg front, mely az Atlanti-óceánról mélyen benyomul az európai szárazföldre és amelyeket prefrontális záporok és szélrohamok kísérnek, lényegében elöregedett hideg okklúziós frontok. Amint a front a Szovjetunió határa felé mozog, az elülső és hátsó ék közötti hőmérsékleti különbség egyre nagyobb lesz, mivel a délről a felmelegedett szárazföld fölé érkező prefrontális hideg levegő mindinkább felmelegszik. Ennek folytán az okklúzió alsó hideg frontja egyre élesebb lesz, a meleg front (a fentebbi felső meleg front) felülete ezzel szemben az elülső hideg-ék és a meleg levegő hőmérsékletének kiegyenlítődése folytán elmosódik. A meleg front felhőrendszerének maradványai eltűnnek és az okklúziós frontból csak a hideg frontfelület és annak felhőrendszere marad meg. Az atlanti okklúziós frontoknak egyszerű hideg fronttá való ilyen átalakulását már Közép-Európában is megtaláljuk.

6. *Felső hideg frontok*

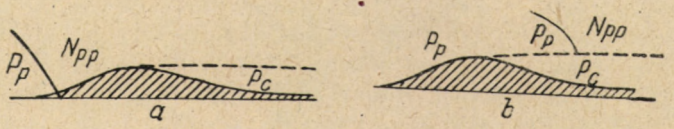
Amerikai kutatók kimutatták, hogy Észak-Amerikában a Csendes-óceánról a szárazföldre érkező meleg okklúziós frontok gyakran a következő átalakuláson mennek keresztül : az alsó meleg front kelet felé történő mozgását a Sziklás-hegység akadályozza, ennek folytán az gyakran stacionáriussá válik (126. ábra). A hátsó hideg ék (P_p) ezzel szemben gyorsan mozog a felsőbb rétegekben az enyhén lejtős elülső ék felett (N_{pp} vagy P_c). Így a felső hideg front messzire, az alsó meleg fronttól 1500—2000 km, sőt ennél

még távolabbra is előrehatol és változatlan alsó hőmérséklet mellett lehűti a szabad légkört. Az okklúzió alsó meleg frontja a nyugati tengerparton marad, a felső hideg front pedig a szárazföld középső részéig vagy még annál tovább nyomul előre, miközben jelentős csapadékot ad. Néha már a Mississippit elérve leereszkedik a földfelszínig. Ez akkor fordul elő, amikor a felső hideg fronttal összefüggő teknő valamiképpen utóléri a földfelszíni teknőt és rajta marad. Az alsó teknő kimélyül, a front megerősödik, jellege pedig hideg lesz, mivel a teknő hátoldalán északról kontinentális levegő áramlik le. A felső és alsó hideg légtömeg közötti vertikális áthelyeződés a felső és alsó hideg frontokat egyetlen közös hideg fronttá egyesítheti.



126. ábra. Felső hideg front az USA nyugati részén

Ha a felső hideg frontot stacionárius vagy lassan mozgó ciklon éri utól, a front a ciklont kimélyítheti és fokozhatja a sebességét. Ekkor a felső hideg front is leereszkedik a Föld felszínéig és a ciklon a továbbiakban annak mentén folytatja mozgását.



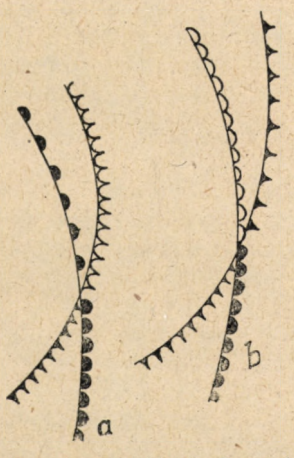
127. ábra. Álcázott hideg betörés az USA nyugati részén

A hideg frontok kialakulásának másik formája Észak-Amerikában a következő (127. ábra). A szárazföldön a Sziklás-hegységtől keletre erősen elnyúlt sekély szárazföldi poláris levegő fekszik (P_c), melynek az óceánra való áthelyeződését a hegyek megakadályozzák. Fölötte előzőleg dinamikusan felmelegedett Csendes-óceán-i poláris levegő (N_{pp}) fekszik. Az óceán felől hűvös, csendesóceáni poláris levegőt (P_p) hozó hideg front érkezik. Az utóbbi hidegebb, mint a szárazföld felett a szabad légkörben lévő N_{pp} levegő, de lényegesen melegebb, mint a legalsó hideg P_c levegő. Ezért a hideg front, miután átkelt a gerincen, az alsó P_c levegő fölött folytatja útját, mint felső front és nem érinti a földfelszínt. A front áthelyeződése a hegyek között lassabban, a síkság felett nagyobb sebességgel történik.

7. Jelölése

A szinoptikus térképen nagyon gyakran csak az okklúzió alsó frontját tüntetik fel. Ennek jelölése az okklúziós front típusától függetlenül lila színnel történik. Egyszínű jelölés mellett (128. ábra) az okklúzió alsó frontját fekete fogacskákkal és félköröcskékkel jelölik, melyeket a front mozgásának irányába eső oldalra rajzolnak. Ha szükséges, egyszínű jelöléssel a front típusa is feltüntethető: ha a front meleg-okklúziós, a fogacskákat, ha pedig hideg-okklúziós, a félköröcskéket nem feketítik be.

Meleg okklúziós front esetén néha a felső hideg front vetületének közelítő



128. ábra. Az okklúziós front komponenseinek jelölése a szinoptikus térképen
a — meleg okklúziós front,
b — hideg okklúziós front

fekvése is feltüntethető a térképen. Erre lehetőséget nyujt a csapadék, mely elsősorban a felső hideg front előtt hull ki. A süllyedő légnyomású terület is főként a felső hideg front előtt helyezkedik el. A felső hideg front vetülete a térképen kék pontozott vonallal, egyszínű jelölésnél befeketítetlen fogacskákkal történik. Ekkor azonban az alsó meleg frontot, mint másodlagos frontot, szaggatott piros vonallal, egyszínű jelölés mellett pedig befeketített és ritkán szedett félköröcskékkel célszerű jelölni. Egyébként megengedhető, hogy a munkatérképen a felső hideg frontot kék pontozott vonallal jelöljük, a folytonos lila vonalat pedig az alsó front jelölésére tartsuk fenn.

47. §. A földfelszín hatása a frontokra

1. Általános megjegyzések

A földfelszín a frontokra elsősorban a következő hatásokat fejti ki:

1. *A légköri súrlódás*, mely szoros összefüggésben van a földfelszínnel. Mint ismeretes, a súrlódás már 1 km-es magasságban annyira kicsiny, hogy csaknem semmi befolyása sincs a szél irányára és sebességére. Az alsó száz méterekben azonban ez a hatás jelentékeny és többek között a front alakjának deformálódásához vezet, melyről már az előzőkben szó volt (42. §). A súrlódás egyenlőtlensége a földfelszín különböző jellegével függ össze és — különösen bonyolult helyi domborzati viszonyok között — a front deformálódásához vezethet.

2. *A talajfelszín hőháztartása*, mely az alsóbb levegőrétegek hőmérsékletében jut kifejezésre, eltorzítja, vagy elleplezi a frontok sajátosságait. Álfrontok kialakulása esetében is főképpen a talajfelszín hőháztartásának befolyásáról beszélünk.

3. *Az orográfiai akadályok* hatással lehetnek a frontok áthelyeződésére és vagy a frontok deformálódását és az ezzel összefüggő tényezők megváltozását vagy új tényezők megjelenését idézik elő.

Ebben a paragrafusban két nagyon fontos orográfiai légmozgási jelenséget tárgyalunk, melyek a fön és a bóra elnevezéseket viselik. Ezek a jelenségek gyakran a frontok áthaladásával vannak kapcsolatban, azonban a front előtt és a front után azonos légtömegen belül, sőt néha anticiklonális áramlási mezőben is megfigyelhetők.

2. Álcázott frontok

Álcázott frontoknak az olyan, valóságban meglévő frontokat nevezzük, melyeket a földközelben észlelt elemek alapján nehéz vagy lehetetlen megkülönböztetni, vagy jellegük a földközeli észlelések alapján helytelenül állapítható meg.

Télen az álcázott frontok rendszerint a földfelszínen fekvő erősen lehült, néhány száz méter vastag hideg levegőpárnával vannak összefüggésben: ez az eset különösen hegyes vidékekre jellemző, ahol a levegő leginkább megállapodni kényszerül és lehül. A tengerről a szárazföldre betörő légtömegek e felett a hideg levegőpárna felett tovább terjeszkedhetnek anélkül, hogy azt áttörnék és így nem érik el a földfelszínt. A front átvonulása ilyen esetben a földfelszínen nem okoz hőmérsékletváltozást, a légnyomási tendenciában azonban kifejezésre jut a nyomás emelkedésében. A hideg levegő-párnában képződött *St*-réteg vagy köd elleplezheti a frontális felhőrendszert is.

Ha hideg frontbetörés történt és az alsó lehült levegőpárna a turbulencia következtében felszakadozik, akkor a front átvonulása a hőmérséklet emelkedését vonja maga után, vagyis azt a hamis benyomást kelti, mintha hideg helyett meleg front átvonulásáról lenne szó.

Nyáron a helyi kontinentális levegő alsó rétegeinek erős felmelegedése következtében a szárazföld felett álcázott meleg front jöhet létre. Például a tengeri trópusi levegő, mely a szabad légkörben sokkal melegebb, a szárazföldre érve az alsó légrétegekben hőmérsékletemelkedés helyett lehülést idéz elő.

Végül orográfikus körülmények között a meleg frontot a front előtti hideg levegőben főn álcázhatja.

3. Ál-frontok

Ál-frontoknak azokat a jelenségeket nevezzük, amikor az alsó légrétegek hőmérsékletének vagy bármelyik más elemének eloszlásában a földfelszín közvetlen hatása folytán szakadást találunk, amely azonban nincs összefüggésben választófelülettel. Ilyen esetekben csupán földfelszíni adatokra támaszkodva ott is feltételezhető front, ahol az a valóságban nincs.

Tegyük fel például, hogy egy hideg vagy meleg front télen a szárazföld felé közeledik. A prefrontális szélélénkülés a földközeli hideg levegőpárnát a front előtt bizonyos távolságban felszaggatja. A turbulencia következtében felszaggatott levegőpárna mentén a front előtt a hőmérséklet, nedvesség stb. eloszlásában ugrásszerű változás észlelhető. Az ilyen ál-meleg front mentén azonban sem a csapadék, sem a nyomás eloszlásában semmiféle különösebb változás nem lesz.

Másik példa: A front előtti felhőrendszer az éjtszakai kisugárzást lecsökkenti. Ezért az alsó légrétegek hőmérsékleti eloszlásában a vastagabb felhőzet prefrontális határa mentén szakadás következhet be. A földfelszíni hőmérsékletek alapján tehát a térképen itt ál-frontot találunk.

Ál-frontok olyan körzetekben is találhatók, ahol a földfelszín sajátosságai élesen elütnek egymástól, például jég széle mentén, a tengerparton stb. Nagyon érdekes ál-front alakul ki tavasszal a Szovjetunió európai területén a hótakaró déli határa mentén. Itt lényeges különbség található az alsó légrétegek hőmérsékletében, ez a különbség azonban csak az alsóbb rétegekre korlátozódik és semmiféle frontfelülettel nincs összefüggésben.

Lényeges hőmérsékletkülönbség észlelhető az alsóbb rétegekben télen a Fekete-tenger partvidéke mentén is. A levegő a nyilt tenger felett és a part közelében melegebb, mint a parttól távolabb eső helyeken.

A 40. §-ban már beszéltünk arról, hogy az ál-front hosszabb ideig tartó földfelszíni hatás folytán tényleges fronttá alakulhat át (helyi frontképződés).

4. Általános megjegyzések az orográfiának a légáramlásokra és frontokra való hatásáról

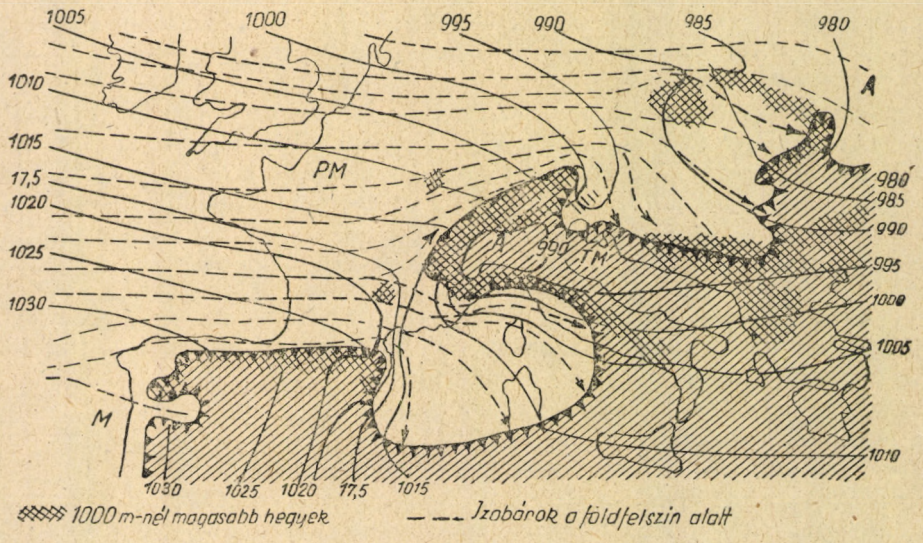
A levegő a *horizontális* mozgása során az útjába eső akadályokat általában megkerüli, mivel ebben az esetben ez a mozgás igényli a legkisebb energiafogyasztást. Ha a levegő *instabilis* rétegződésű, akkor — különösen a középső részén — átfolyik ugyan a hegygerincen, ez az átáramlás azonban általában

tízszer kisebb intenzitású, mint az oldalról történő körülfolyás. Ezenkívül hegyek között az erős súrlódás következtében a levegő erősen instabilis jellegű. Ezért a hegyvidéket átszelő front részben feloszlik : a sebesség eloszlása a front mentén különböző, a front élessége csökken, a front vonala tekervényes és szaggatott jellegűvé válik. A levegő áramlása közben még az alacsony akadályokat is igyekszik megkerülni, stabilis rétegződés (inverzió) esetén pedig a magasabb akadályokon való átáramlásnak gyakorlatilag ez az egyetlen lehetséges módja.

A továbbiakban a frontfelületek leglényegesebb deformációs formáit, valamint az orográfiai akadályokkal összefüggő fön és bóra jelenségeit vizsgáljuk meg.

5. *A hideg front orográfikus deformációi*

Tegyük fel, hogy a hideg front egy hegylánc felé közeledik. Ha a hegylánc lényegesen magasabb, mint a frontfelület magassága, akkor a hegy a front további mozgása számára akadályt jelent és a frontot követő légtömeg azt mindkét oldalról körülfogja. A hegygerincet megkerülve, a frontot követő hideg légtömeg mindkét ága újra egyesülhet. Ekkor a Kaukázusban és az Alpokban gyakran előforduló *orográfikus okklúzióval* állunk szemben, amikor a hideg front északról közelíti meg a hegyláncot (129. ábra). Az arktikus levegő különösen keletről, a Kur-folyó völgyén átfolyva, megkerüli a Kaukázus magasabb vidékeit és így borítja el a Kaukázus mögött fekvő területeket.



129. ábra. Orográfikus okklúzió : a hideg levegő körülfolyja az Alpokat (Bergeron szerint)

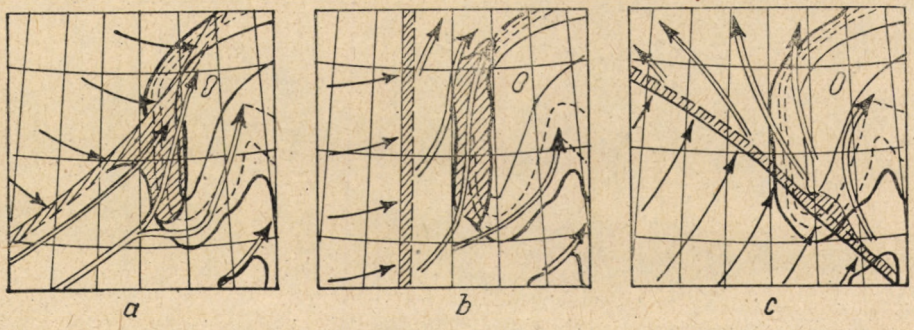
A hegygerinc a hideg fronton néha *hullámszerű örvényléseket* vált ki, ezek azután a frontnak megfelelő sebességgel terjednek tovább. Ilyen jelenségeket találunk pl. az Alpokban.

Ha a hideg front gyorsan mozog, az akadály pedig alacsony, a front átkelhet az akadályon. A hideg front abban az esetben is keresztülfolyhat

a hegygerincen, ha a front magassága eredetileg nem éri ugyan el a hegy magasságát, előtte azonban a frontot követő légtömeg fokozatosan *felhalmozódik* és így megnövekszik a vertikális kiterjedése.

Ez a felhasználódási folyamat különösen akkor intenzív, ha a hegy megkerülése nehéz, a hideg frontot pedig egy vagy több másodlagos front követi. A hideg légtömeg vastagsága végül annyira megnövekszik, hogy a hideg levegő átömlik a hegygerincen.

A hideg levegőnek a hegyen történő átáramlásakor a szélnek kitett oldalon tartós és folytonos csapadékhullás észlelhető, különösen akkor, ha a hideg levegő nedvesen labilis ; a szélvédett oldalon a levegő főnszerűen leereszkedik, felmelegszik, a felhőzet feloszlik. Ha a hegy magassága kicsiny, bóra lép fel. A hegygerincen átkelő front ezért álcázottá válhat, bennünk viszont a hegy mentén mozdulatlanul fekvő front benyomását kelti (ál-front).



130. ábra: Orográfikus csapadék a hideg front előtt Dél-Norvégiában

Amikor a hideg front a hegyhez közeledik, a front előtt a csapadékhullás erősebbé válik. Ennek az az oka, hogy a közeledő hideg levegőék és a hegy közé ékelődött meleg levegő felemelkedik. A 130. ábra Bjerknes és Solberg nyomán Skandinávia partmenti hegységei felé közeledő hideg front három tipikus esetét tünteti fel. A prefrontális csapadék megerősödése különösen akkor lesz jelentékeny, amikor a meleg levegő a front és a hegylánc közé ékelődik (130/c ábra).

Amikor a front közeledik a hegységhez, a szél megerősödik, mivel a front és a hegy közé szorult meleg levegőben az áramlási vonalak közelebb kerülnek egymáshoz.

6. A meleg front orográfikus deformációi

A meleg frontot a prefrontális hideg légtömeggel együtt némelykor hegység is feltartóztathatja. A hideg légtömegben ekkor a szél megerősödik. A meleg front a hegyoldalon tovább fogja folytatni a mozgását. Orográfikus okklúzió ebben az esetben nem alakul ki, mivel a front mögött meleg levegő áramlik a hideg fölé. Az ilyen esetek jellegzetes formáit Dél-Norvégiában találjuk, amikor a meleg front délnyugatról közelíti meg a kontinenst.

Olyan orográfiai feltételek mellett, amikor a meleg frontnak csak egyik részét tartóztatja fel a hegység, a fronton hullámszerű örvénylések jönnek létre (131. ábra) ; majd az utóbbi mint szokásos frontális hullám továbbterjed a front mentén és a továbbiakban még inkább elörvényesedik.

Ha a hegységen átkelt meleg front *vertikális keresztmetszetét* vizsgáljuk, a deformáció olyan lesz, ahogyan az a 132. ábrán látható. Addig, amíg a meleg front felülete érintkezésbe nem kerül a hegygerinc felső részével, a front, annak felhőrendszere és csapadékzónája változatlan marad. Ha a meleg front már annyira előrehaladt, hogy metszi a gerincet, akkor úgy deformálódik, mint ahogyan a 132. ábra közepén látható. A hideg ék alsó része a felhőrendszer és a csapadék egy részével hosszú ideig a hegység szélnek kitett oldalán marad. A hegység szélvédett oldalán a frontfelület bizonyos mértékű lefelé irányuló mozgást végez. Itt a felhőzet főnszerűen feloszlik és a csapadékhullás mérséklődik. A továbbiakban, amikor a front a hegység mögé kerül, a frontfelület a szokásos alakját veszi fel és ezzel együtt ismét kialakul a felszálló mozgás csapadékzónája (132. ábra, alul).



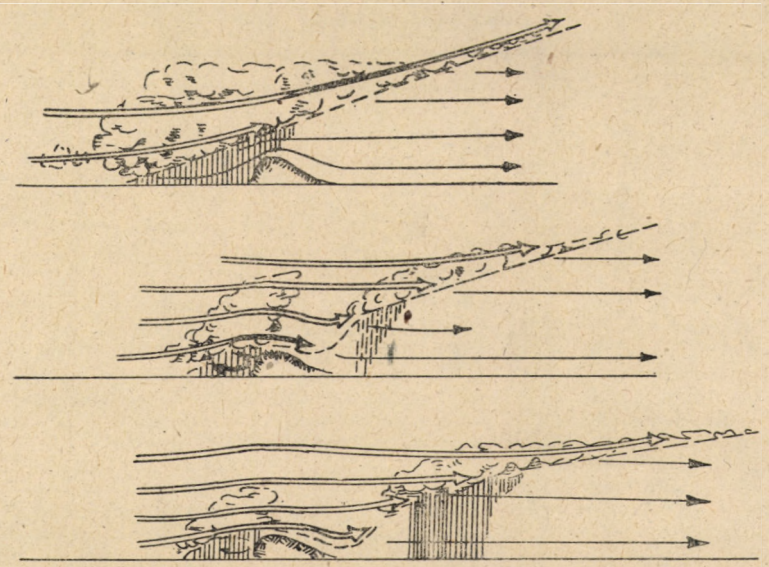
131. ábra. Hullámszerű háborgás kialakulása a meleg fronton orográfikus akadály előtt

7. A főn

Főnnek a hegyoldalon a völgy felé lezúduló időszakos száraz és meleg szelet nevezik. Főnjelenséget, úgylátszik, minden hegyes vidéken észlelnek. Az Alpok egyes vidékein évenként 30—40, sőt helyenként 80 a főnös napok száma. Kutaisziben évenként átlag 114, Tbilisziben 45 főnös nap fordul elő. A legtöbb főnjelenség télen vagy tavasszal, a legkevesebb nyáron észlelhető.

A legtöbb esetben a főn nem tart tovább egy napnál; egyes esetekben azonban 5 vagy még ennél is több napig tarthat (1938. március 27—április 2.: Teberdeben).

A főnt helytelenül tisztán helyi jelenségnek tekintik. Nem periódikus, időszakonként történő megjelenése azonban valamilyen általános, az adott hegyvidéktől független áramlási feltételek szükségességére utal. A főnt tehát *az általános cirkuláció helyi változatának kell tekinteni, mely az orográfia hatása alatt alakul ki.* Az ú. n. helyi szeleket is az általános légkörzés helyi változatainak kell tekintenünk.



132. ábra. Meleg front átvonulása hegygerinc felett

Főn akkor jön létre, ha a levegő áramlásának útjába orográfiai akadály kerül és annak szélvédett oldalán a levegő leereszkedik. A leszálló mozgás főn esetében nagyon közel áll a száraz-adiabatikus állapotváltozáshoz ; a leszálló mozgás annyira gyors, hogy kívülről turbulencia vagy sugárzás útján lényeges hőfelvétel nem történik. A potenciális hőmérséklet a főn leszálló áramában csaknem változatlan, a hőmérséklet vertikális gradiense pedig középértékben közel száraz-adiabatikus. Mivel a légrétegződés általában száraz-adiabatikus, ezért a felülről leereszkedő levegőnek sokkal magasabb a potenciális hőmérséklete, mint a völgyben eredetileg meglévő levegőé ; a főn tehát hőmérséklet-emelkedést idéz elő. A fajlagos nedvesség a főn áramában nem változik, a relatív nedvesség azonban a leszálló levegőben a molekuláris hőmérséklet emelkedése következtében csökken. Mindkét tényező különösen télen jelentékeny. Tekintsük pl. a hőmérséklet, a relatív nedvesség és a szél értékeit néhány főnös helyzetben :

Zöld-fok, 1915. február 28.

	7 ó.	13 ó.	21 ó.
t	9,0	10,0	24,4
f	99	95	16

Chaltubo (Kutaiszitól 12 km NW-re). 1933. április 9—10.

	IV. 9			IV. 10		
	7 ó.	13 ó.	21 ó.	7 ó.	13 ó.	21 ó.
t	9,4	15,8	10,9	13,0	19,2	6,5
f	47	28	38	37	11	84
Szél	E-5	E-12	E-3	E-3	E-9	0

Gagri, 1906. december 30.

	XII. 30			XII. 31
	7 ó.	13 ó.	21 ó.	7 ó.
t	11,8	18,8	23,6	9,6
f	43	28	13	76

A fön esetében kialakult leszálló mozgás az alacsony és középmagas szintű felhőzet feloszlásához vezet. A fön jellegzetes felhőformája a lenticularis. Gyakran (de nem mindig) előfordul, hogy a levegő a széllel szemben fekvő oldalon előzőleg felsikló mozgást végez és dinamikusan lehül. Ha ez a folyamat bekövetkezik, akkor a széllel szembenfekvő oldalon felhőképződés és csapadékhullás indulhat meg. Ekkor jellegzetes, az úgynevezett fön-fal jelenség áll elő : a széllel szembenfekvő oldal felsikló áramában kialakult felhőrendszer a szélvédett oldalról mint valami *fal* látható. A szélárnyékos oldal lesikló áramában a felhőzet feloszlik. A fön-fal úgy tűnik fel, mintha változatlan lenne ; a valóságban azonban itt állandó átalakulásról van szó : a széllel szembenfekvő oldalon folytonos felhőképződés, a szélárnyékos oldalon pedig állandó elpárolgás van folyamatban. Jellemző a főnre a levegő rendkívüli átlátszósága és a távoli tárgyak kékes-viola színezete is.

Az áramlási vonalak fön esetében közelítőleg a helyi domborulatokat követik és csak a földfelszíntől távolabb válnak kisímultabb jellegűvé. Ezek a vonalak csaknem egybeesnek az egyenlő potenciális hőmérsékletű felületekkel, mivel a folyamat közel száraz-adiabatikus. Érdekes megjegyezni, hogy a lenticularis formájú felhők felett a főnös oldalon egy vitorlázó repülőgépnek 9000 m-ig sikerült felemelkedni. Ebből az a következtetés vonható le, hogy a fön lesikló árama felett az ú. n. fön-hullámban nagyméretű felsikló áramlás alakul ki. (A fön elméletének részletezését mellőzzük.)

Fön esetén a leszálló mozgás oka a levegőnek a szélcsendes oldalon történő lefolyása, amelyet a domborzat feltételeinek megfelelően, nem ellensúlyozhat a horizontális áramlás. Ezért a magasabban fekvő rétegekből a levegő mintegy leszívódik. Fickernek az Alpokra vonatkozó tanulmánya alapján a főnnek első, ú. n. *anticiklonális stádiuma* a fokozatos leáramlással, a völgyet kitöltő hideg levegő vertikális vastagságának csökkenésével és a felette fekvő anticiklon meleg levegőjének süllyedési inverziójával ér véget. A levegőnek a hegygerincen történő átáramlása megszűnik, a szélsebesség pedig lecsökken. Ebben a stádiumban a hegygerinc mindkét oldalán észlelhető fön jelenség, mint ez a Kaukázusban is előfordul (»szabadlégköri fön«). Ezzel a stádiummal a jelenség néha véget is ér, míg más esetekben a fön ú. n. stacionárius stádiumába lép. Ezt a stádiumot a széllel szembenfekvő oldalon felsikló mozgás és felhőképződés, a szélvédett oldalon pedig főnszerű, lebukó mozgás jellemzi. A hőmérséklet változása a fön stacionér stádiumában könnyen szemléltethető az aerológia diagrammok segítségével. Az állapotváltozás görbéje a felsikló levegőben a kondenzációs szintig száraz-adiabatikus, a kondenzációs szint felett nedves-adiabatikus. A fön áramában történő leereszkedésnél az állapotváltozás száraz-adiabatikus ; ezért a hegygerinc szélcsendes oldalán fekvő völgyekben a levegő sokkal magasabb hőmérsékletű, mint a széllel szembenfekvő oldal völgyeiben.

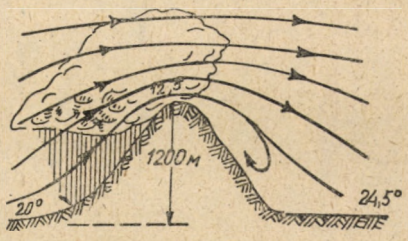
Ezeket a feltételeket a 133., 134. ábrák tüntetik fel, ahol egyrészt a levegőnek a hegygerincen történő átáramlása, másrészt a z—T koordinátákkal jellemzett állapotváltozás adiabata-grafikonja látható.

A fön létrejöttéhez olyan szinoptikus helyzet szükséges, amikor a levegő bizonyos meghatározott irányba helyeződik át. Így déli főnök az Alpok északi lejtőin akkor észlelhetők, amikor az Alpoktól északnyugatra fekvő területen alacsony nyomású centrum helyezkedik el. A ciklon előtt haladó anticiklonban a fön anticiklonális stádiumban van majd a depresszió további közeledése és a déli szél erősödése során az Alpok gerincének magasságában a fön stacionér stádiumba megy át. Az északi főnjelenségek az Alpok déli lejtőin a Földközi-tenger felett elhelyezkedő depressziókkal vannak kapcsolatban. Minél mélyebb a depresszió és minél közelebb van az Alpokhoz, annál erősebb a fön. Ilyen esetben a fön a hideg levegőnek a ciklon hátoldalán történő beáramlása, vagyis a hideg frontnak a hegygerinceken való átvonulása során alakul ki. Ha a hideg levegő potenciális hőmérséklete nagyon alacsony, akkor a hőmérséklet északi fön esetében csak kissé

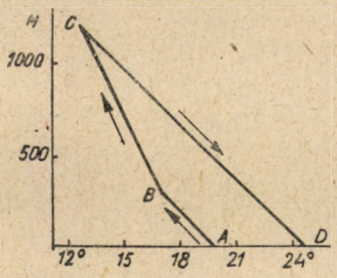
emelkedik vagy a lehülés még tovább folytatódik. Ilyen esetekben a főntől a bórához való átmenettel állunk szemben (lásd a továbbiakban).

Az északi hideg betöréseknél főn jelenségek észlelhetők a Krim-félsziget déli partjain, a Kaukázusban és Közép-Ázsiában.

A főn prognosztikai jelentősége attól függ, hogy milyen áramlással van kapcsolatban. Így pl. az Alpok északi részein vagy Észak-Kaukázusban déli főn a ciklon elülső részén észlelhető és a meleg front áthaladásával függ össze, tehát borús idő előzi meg. Ezzel szemben az északi főnjelenségek a déli hegyoldalakon a hideg betöréseket követik és derült időbe való átmenetet jelentenek.



133. ábra. A főn szkémája: a hőmérséklet megváltozása a levegőnek hegygerincen történő átáramlása esetén



134. ábra. Az állapotváltozás adiabáta-grafikonja főn esetében

A szinoptikus térkép analízisénél gondosan ügyelni kell a főn okozta hőmérséklet-emelkedésre és nem szabad azt általános jellegű hőmérsékletváltozásnak minősíteni. Megjegyzendő, hogy a főn hegyes területekre korlátozódik és a síkságon sohasem érezhető a hatása teljes mértékben. Ezért, ha a síkságon főnhatás észlelhető is, a hőmérséklet emelkedése nem lehet olyan erős, mint a hegyek között.

Szabadlégköri főnjelenség, vagyis a földfelszínt elérő leszálló légmozgás anticiklonális helyzetben sík vidékeken is előfordul. A Szovjetunió európai részének délkeleti vidékein nyáron forró és száraz délkeleti szelek fújnak, melyeknek jellegét nemcsak a középázsiai vidékek határozzák meg, hanem az anticiklon peremén történő leszálló mozgás során dinamikusan is felmelegszenek.

8. Bóra

Szerkezetét tekintve a bóra a főnhöz hasonló jelenség, sajátosságai tekintetében azonban attól élesen különbözik. *Bórának a hegyoldalakon nagy sebességgel lezúduló hideg szelet nevezik*, mely különösen olyan területeken fordul elő, ahol a télen lehült meredek szárazföldet meleg tenger váltja fel. Ilyen területek pl. Jugoszlávia partjai az Adria mentén (Dalmáciában), a Fekete-tenger partvidéke Novorosszijszknál, a Bajkál, Novaja-Zemlja partvidéke stb. Közel áll a bórához a délfranciaországi *misztrál* is. Dalmáciában és Novorosszijszkban a bóra északkeleti irányú. A bóra alacsony hőmérséklete azzal magyarázható, hogy azok a hegyek, amelyeken átkel, nem magasak (Marchotszkij-hágó Novorosszijszk fölött 435 m), a dinamikus felmelegedés kicsiny, a leszálló levegő eredeti hőmérséklete pedig nagyon alacsony. Novorosszijszkban évente 46 napon át észlelhető bóra, főleg novembertől márciusig. A bóra 1—3 napig, néha azonban egy hétig is eltart.

A bórát kivételes erősségű szél jellemzi, mely gyakran katasztrófákat okoz. Bóra esetén Novorosszijszkban az esetek 50%-ában a szél sebessége nagyobb, mint 20 m/sec, a legnagyobb szélsebesség pedig 41 m/sec.

Ez azzal magyarázható, hogy a bóra kinetikai energiáját jelentős mértékben megnöveli a légkör vertikális rétegződésének instabilitási energiája; a hideg levegő nagyobb sűrűsége folytán lezúdul és kiszorítja a tenger felett fekvő meleg levegőt.

A vertikális hőmérsékleti gradiens bóra esetén mind Dalmáciában, mind Novorosszijszkban adiabatikusnál magasabb értékeket ér el. Ezekben a körzetekben télen még a közepes vertikális gradiens is közel száraz-adiabatikus vagy ezt meghaladó értékű.

Az az előző elgondolás, hogy a bóra a síkságon elterülő, kisugárzás folytán fokozatosan lehülő levegő felhalmozódásának eredménye, nyilván helytelen. A szinoptikus gyakorlat azt mutatja, hogy *a bóra arktikus vagy hideg kontinentális poláris levegőt hozó hideg front átvonulása során lép fel* (I. V. But).

Így történik ez pl. az Észak-Kaukázusba betörő nagynyomású hideg légtömegek esetében, amikor a Fekete-tenger felett alacsonyabb légnyomású terület helyezkedik el. Az így kialakult nagy légnyomású gradiens a Fekete-tenger partvidéke mentén Anapitól Tuapszéig erős északkeleti szelet okoz. Novorosszijszk közelében az orográfikus konvergencia folytán ezek a szelek még nagyobb erősségűek. A hideg légtömeg már a folyamat megindulásának kezdetén nagyobb magasságú, mint a hegyek, ezért a hideg levegőnek a hegyen való átkelése azonnal megkezdődik, mihelyt az a hegység felett átmenő frontfelülettel megjelenik.

VI. FEJEZET

A CIKLONTEVÉKENYSÉG

A két előző fejezetben megismerkedtünk a troposzféra két szerkezeti elemével — a légtömegekkel és a frontokkal. Most áttérünk a légtömegek és frontok vonulásának mechanizmusára. Ilyen mechanizmust tár elénk *a ciklontevékenység*, vagyis a hullámszerű, ill. örvényszerű légköri képződményeknek — *a ciklonoknak és anticiklonoknak* — képződése, kifejlődése és vonulása a légkörben, legtöbbnyire a troposzférikus frontok mentén.

A légtömegek és frontok vonulásának folyamata alatt megy végbe a légtömegek átalakulása, a frontfelületek torzulása, a frontok sajátosságainak megváltozása és i. t. Éppen ezért *az időjárásnak minden olyan változása, amely a frontok és légtömegek vonulásával és fejlődésével van kapcsolatban, végeredményben összefüggésben áll a ciklontevékenységgel is*. Az utóbbi tehát a szinoptikus meteorológiának központi tárgya.

Meg kell jegyeznünk, hogy a »ciklontevékenység« kifejezéssel összefoglaljuk mind a ciklonok, mind pedig az anticiklonok fejlődését is. A két fajta képződménynek nagyjából azonos természete van és egymással a legszorosabb kapcsolatban vannak.

A ciklonok és anticiklonok keletkezésének mechanizmusáról alkotott elképzelések — egészen a 20-as évekig elég homályosak voltak és kevéssé feleltek meg a tényeknek. A legnépszerűbb nézet az volt, hogy a ciklonok »hőmérsékleti« hatás folytán keletkeznek a földfelszín meleg részei felett, míg az anticiklonok inkább a hideg tájakról származnak, kapcsolatban az izoszter-felületek magasságának változásával és az áramlások meggyorsulásával. Úgy látszott, mintha ezt a nézetet az éghajlati adatok is alátámasztanák, amelyek arra mutattak, hogy a hőmérséklet és a légnyomás anomáliájának földrajzi eloszlásánál a két elem ellenkező előjelű eltérései területileg egybeesnek egymással, főleg a mérsékelt égöv alatt.

Ez valóban így is van, ha pl. a monszun-légkörzés nagyvonalú folyamatainak *általános jellegét* nézzük: a talajfelszín hőmérsékleti anomáliája tápot nyujt bizonyos előjelű légnyomási rendszer megmaradásához, erősödéséhez és állandósulásához. De a talajfelszín hatása csak nagyon korlátolt mértékben vezet egyes képződmények kialakulásához, legkevésbbé mozgó képződményekhez (amelyek gyorsan vonulnak). Igaz, hogy létezik a *helyi* ciklonoknak és anticiklonoknak egy bizonyos fajtája (gyenge és alig mozgó képződményeké), amelyeknek kifejlődése hőmérsékleti okokkal magyarázható. Az e fajtához tartozó képződmények száma azonban nagyon kicsiny. Az esetek túlnyomó többségében a ciklonok és anticiklonok a *talajfelszín hőmérsékleti jellegétől függetlenül* keletkeznek; ez a jelleg a képződmény későbbi kifejlődésénél játszhatik valamilyen szerepet, de mindenesetre csak másodrangú szerepet. Léghőmérséklet szempontjából a ciklon általában nem melegebb, mint az anticiklon. A statisztikai adatok Európa felett éppen az ellenkező nézethez vezetnek; hogy t. i. az anticiklonokban a troposzféra hőmérséklete átlagosan magasabb, mint a ciklonokban.

A korszerű szinoptikai tapasztalat teljes világossággal megerősíti azt a feltevést, hogy a ciklonok *túlnyomó többsége* frontokon képződik. A ciklonok kisebb része egyes

légtömegek belsejében keletkezik a talajfelszín felől jövő közvetlen befolyás révén. De az ilyen légtömegen belüli ciklonok, mint fentebb is említettük, kevéssé mozgékonyak, gyengék és nem játszanak lényegesebb szerepet a légkörzés folyamatában.

A szinoptikai tapasztalatból az anticiklonok frontális jellege jóval kevésbbé világosan tűnik elő. De az utóbbi időben az aerológiai megfigyelések alapján már megengedhető, hogy úgy tekintsük a trópusokon kívüli anticiklonokat, mint aszimmetrikus képződményeket, amelyek két légtömeg kölcsönhatásával állanak kapcsolatban. A szubtrópusi anticiklonok keletkezésének és fennmaradásának kérdése már jóval bonyolultabb, de nem kétséges, hogy kifejlődésük és fennállásuk folyamán azok is összefüggésben vannak a mérsékelt övben lejátszódó frontális folyamatokkal. Ilyen módon a légköri képződmények túlnyomó része többé-kevésbbé frontális képződménynek vehető.

A szinoptikai tapasztalat azt is kimutatta, hogy a ciklonoknál fejlődésük folyamán gyakran *hullámszerű képződmény* jelei állapíthatók meg, mégpedig vándorló hullámoké a frontfelület mentén; később ezek a hullámszerű képződmények örvényszerű képződményekké alakulnak át.

48. §. Általános ismeretek a ciklonokról és anticiklonokról

1. A ciklonok szerkezete és gyakorisága

a) A földfelszíni izobárok alakja

Mint a III. fejezetben (24. §) láttuk, a ciklonok a légnyomási mezőben úgy jelennek meg, mint többszáz vagy millió négyzetkilométernyi területet elfoglaló, alacsony légnyomású, többé vagy kevésbbé kerek alakzatok, amelyeknél a legkisebb légnyomás a középpontban van. *Az izobárok alakja* a ciklonban rendszerint az elliptikus formához közeledik. Az izobárok alkotta ellipszisek nagytengelyének aránya a kistengelyhez közepesen 1,8; a meleg évszakban az izobárok általában jobban nyujtottak, mint a hideg évszakban. A nagytengely iránya átlagban nagyjából északkelet felé mutat. A ciklon déli szélén az izobároknál gyakran mutatkoznak völgy- vagy csatornaszerű kiöblösödések.

b) Méretek

A ciklonok területének átmérője, az 1013 mb (760 mm) értékű izobárt tekintve Észak-Amerikában több, mint 2500 km, az Atlanti-óceán felett 3200 km. Abban az esetben, ha az 1013 mb értékű izobáron belül a ciklon-családnak több középpontja is van, amint ez elég gyakran megtörténik, az említett terület átmérője még nagyobb.

c) Mélység

A ciklon mélysége, vagyis a középpontjában uralkodó légnyomás, a ciklon fejlődésének fokától függ. Kezdeti állapotban a nyomás közel van a tengerszinti normális értékhez, vagyis kb. 1013 mb, sőt néha még nagyobb is. Idő folyamán a ciklon mélysége növekedik, vagyis a légnyomás a középpontjában csökken. Néha a ciklon mélysége a trópusokon kívüli szélességek alatt eléri a 935 mb-t. Ilyen mély, kisnyomású képződmények azonban gyéren lépnek fel. Az USA időjárási térképein a 985 mb-nál kisebb nyomású ciklonok csak az esetek 4%-át teszik ki, Közép-Európa felett a légnyomás szintén ritkán süllyed a 985 mb-alá. Az USA-ban a ciklonok 75%-ánál a középpontban uralkodó légnyomás 1000 mb felett van, ugyanilyen mélységű ciklon Európában csak 60%-ban, az Atlanti-óceánon pedig csak 32%-ban található.

Az Északi-félgömbön a legmélyebb kisnyomású képződmények az Atlanti-óceán északi része felett jelennek meg, középpontjukkal leggyakrabban Izlandnál vagy a Davis-szoros felett, valamint a Csendes-óceán északi vidékein, Kamcsatka körzetében és Alaszka táján. Kevésbbé mély kisnyomású képződmények gyakoribbak alacsony földrajzi szélesség alatt, 35—45° között, a gyakoriság maximumával a Földközi- és a Fekete-tengeren, továbbá Észak-Amerika keleti partvidékén. Télen a képződmények mélysége nagyobb, mint nyáron.

d) A szél a Föld felszínén

A ciklonban az izobárok a belső részen vannak legközelebb egymáshoz, főleg a nyugati és déli körnegyedben. Ennek megfelelően itt találjuk a legerősebb szelet.

Az a szög, amelyet az áramlási vonalak (a sebesség vektorai) a légnyomási gradiensekkel képeznek, átlagos értékben kb. 60 fokos. Egyébként, mint ismeretes, a talajfelszín minőségével, a szél sebességével és a légtömegek rétegződésének egyensúlyával összefüggésben, ingadozik. A szárazföldi ciklonokban az említett szög értéke átlagosan 45° (Nyugat-Európa, USA); az Atlanti-óceán északi része feletti ciklonoknál közepesen 80°. A kisnyomású képződmény különböző negyedeiben ennek a szögnek különböző átlagos értéke van. Közép-Európában és az USA-ban legnagyobb értéke a depresszió déli negyedében található (55—60°), míg legkisebb értéke az északi negyedre esik (30—35°). Az Atlanti-óceán északi részén az eltérés szögének legnagyobb értéke, 90° a depresszió nyugati és délnyugati nyolcadában van, míg a legkisebb értéke, 71° az északkeletiben. Érdekes, hogy a szél a ciklon hátsó oldalán az óceán felett ilymódon gyakorlatilag az izobárok mentén fúj.

Amint az áramlási képből látható, a ciklon keleti (elülső) részén a Föld felszínén főleg déli és délkeleti szelek, a nyugati (hátsó) részén északi és nyugati szelek fujnak.

e) A hőmérséklet eloszlása

A légáramlások elhelyezkedése a ciklonban a hőmérséklet aszimmetrikus eloszlását eredményezi mind a Föld felszínén, mind felfelé a troposzférában, jelentékeny vastagságig. A ciklon keleti részén uralkodó légáramlások, amelyek délnyugatról, délről és délkelet felől szállítják a levegőt, a hőmérséklet emelkedését hozzák, a ciklon nyugati oldalán viszont az északi és északnyugati szelek a hőmérséklet csökkenését eredményezik. Wagner számításai szerint egy európai ciklon keleti negyedében a hőmérséklet átlagosan 4,4°-kal magasabb, mint a nyugati negyedben. A sztratoszférában teljesen ellenkező helyzet észlelhető 9—16 km magasságban; itt a keleti negyed 7,6°-kal hidegebb a nyugatinál, minthogy a hőmérséklet eloszlása a délkör mentén a sztratoszférában ellentettje a troposzféráénak. Általánosságban a ciklon a troposzférában hidegebb az anticiklonnál, a sztratoszférában pedig melegebb, amint erre később még részletesen rátérünk.

A hőmérsékleti aszimmetria fokozata a ciklonban a fejlődés stádiumától függ. A legnagyobb hőmérsékleti aszimmetria olyan ciklonnál található, amelynek a meleg szektora még a Föld felszínén van. A front az ilyen ciklonban annak központi részén megy keresztül és metszi a földfelszínt; ezért a két alapvető fajtájú légtömeg (például poláris és trópusi levegő) itt egymással vízszintes irányban érintkezik. Az okkludálás után a troposzféra alsó részében

a hideg levegő elfoglalja a ciklon egész területét és ezáltal a hőmérsékleti ellentét lecsökken; a hőmérsékleti különbség ettől kezdve nem a légtömegek különböző fajtájában gyökerezik, hanem mindössze egy és ugyanazon légtömeg egyes részeinek eltérő hőmérsékleti értékében.

f) A felhőzet és csapadék eloszlása

Az alsó rétegekben az áramlási vonalak összehajlása általában a ciklon egész területén (súrlódási konvergencia), de főleg a frontok tájékán, felfelé irányuló légmozgás keletkezéséhez vezet. Ezért a ciklon jellegzetességeihez tartozik a felhőzet és csapadék megnövekedése. A felhőzet és a csapadék eloszlása a fiatal ciklonban erősen aszimmetrikus. A zárt *As*—*Ns* felhőzet (*Ci* és *Cs* az elülső és oldalsó részeken) és a kiterjedt lecsapódások az elülső (keleti) ciklonrészen összpontosulnak, a meleg front környékén, de elborítják a ciklon magvát is. A ciklon déli része — a meleg szektor — igen gyakran réteges felhőzetű, amelyből szitálás hull, a ciklon hátoldalán pedig a hideg front mögött konvekciós felhők képződnek (*Cu* és *Cb*), esetleg záporszerű lecsapódásokkal. Az okkludált ciklonban az erős felhőzet és a csapadék eloszlása a középponthoz képest jóval szimmetrikusabb. A ciklon légnyomási teknői vagy csatornái, amelyek a frontokkal vannak összefüggésben, különösen felhős és esős időjárással kapcsolatosak.

g) Az izobárok és az áramlási vonalak magasabb légrétegekben

Mint a III. fejezetben láttuk, a ciklon középpontja a magasban fokozatosan áttevődik a hőmérsékleti gradiens irányába. Ezt az áthelyeződést, mint már tudjuk, *a ciklon tengelye hátrahajlásának* hívják. Fiatal, hőmérsékletileg aszimmetrikus ciklonoknál a tengely hajlása nagyobb, idős, okkludált ciklonoknál, amelyeknél a hőmérséklet eloszlása egyöntetűbb, a tengely hajlása kisebb, bár rendszerint nem egész függélyes. Általában a tengely meghajlása szögértékben nem több, mint néhányszor tíz perc vagy legfeljebb pár fok.

Ezzel kapcsolatban a ciklon izobárjai a magasban arra törekednek, hogy az izotermákhoz közeledő helyzetet foglaljanak el. Ezzel kapcsolatban fiatal ciklonoknál, amelyeknek hőmérsékleti eloszlása aszimmetrikus, *felnyílnak* és ék- vagy völgyalakúvá változnak már csekély magasságban, az 5 km-es vagy 500 mb-os szinten (alacsony és közepes magasságú ciklonok, lásd a 24. §-t). Öreg ciklonoknál, amelyek hőmérséklete alacsonyabb és annak eloszlása egyöntetűbb, az izobárok zártak maradnak a troposzféra felső határáig (magas ciklonok, lásd a 24. §-t).

Az áramlási vonalak a ciklonban a súrlódási szinten felül *egybeesnek az izobárokkal*, vagyis kellő magasságban hullámszerű képződmény jellegét veszik fel az általános nyugati áramlásban. Itt kiemelendő, hogy az izobárok és az áramlási vonalak a magas légrétegekben legsűrűbbek a ciklon déli részében. A keleti részen tetemesen divergálnak (széthajlanak), a nyugati részen pedig konvergálnak (összehajlanak).

h) A ciklonok gyakorisága

Az Atlanti-óceán és Európa felett évente kb. 60 ciklonc saládot lehet megfigyelni, amelyek mindegyikének néhány tagja van. Régi feldolgozás szerint a Szovjetunió európai része felett évente 75 ciklon vonul át, de ez a szám

szembetűnően kicsiny, mert a statisztikai összeszámlálásnál sokszor több ciklonmagot egy ciklonnak vettek, ha azokat a magokat a légnyomási mezőben távolabb zárt izobárok vették körül.

A ciklonok gyakorisága télen valamivel nagyobb, mint nyáron, főleg a mély ciklonoké. Az Atlanti-óceánra és a parti vidékekre vonatkozólag azonban az évszakos különbségek általában csekélyek. A szárazföldek belsejében, főleg Ázsiában, télen az anticiklonok az uralkodók, a ciklonok gyakoriságának évi menete néha még ellenkezőre is fordulhat. Meggyőző feldolgozásokkal ebben a tekintetben még nem rendelkezünk.

2. *Általános ismeretek az anticiklonok szerkezetéről és gyakoriságáról*

a) A légnyomási mező a Föld felszínén

Az anticiklonok légnyomási mezejét gondosan figyelve azt vesszük észre, hogy a légnyomási gradiensek általában kisebbek nála, mint a ciklonnál, különösen a belső részeken. Kifelé a széle felé azonban a gradiensek megnőnek és jelentős értéket érhetnek el.

A középpont fekvését nem mindig lehet náluk kellő pontossággal meghatározni, mert az anticiklonok középső részén, nagy területen, közel azonos légnyomás uralkodik.

A gradiensek már említett eloszlásával kapcsolatban az anticiklonok belső részén sokszor van szélcsend vagy gyenge, változó irányú légáramlás, a kerületén azonban többször találunk közepes, sőt erős szeleket is. Európában a legnagyobb szélerősséget ezeknél az északkeleti nyolcadban találhatjuk, a legkisebbet pedig a nyugati nyolcadban.

Az anticiklonok izobárjai általában ovális formájúak, a két tengely arányszáma közepesen 1,8—1,9, a nagytengely fekvése pedig általában *WSW*-ről *ENE* felé irányul.

b) A szél a Föld felszínén

A szél irányának eltérése a gradiens irányától a szárazföld felett a legkisebb az anticiklon nyugati negyedében : az USA-ban és Közép-Európában kb. 45 fok. Legnagyobb az eltérés az északkeleti nyolcadban : az említett helyeken kb. 60—65 fok. Az áramlási vonalaknak megfelelően az anticiklon elülső (keleti) részén a láthatár északi feléből fújnak a szelek, míg a hátsó (nyugati) részén a láthatár déli feléből.

c) A hőmérséklet horizontális eloszlása

A légáramlások említett eloszlása következtében az anticiklonban, ugyanúgy, mint a ciklonban, a hőmérséklet eloszlása aszimmetrikus : a keleti (elülső) rész hideg, a nyugati (hátsó) meleg. A vonuló, nem túlnagy méretű anticiklonoknál a hőmérséklet aszimmetriája a Föld felszínén kisebb, mint a fiatal ciklonoknál, minthogy frontok az anticiklonok területén a Föld felszínén nincsenek, így hideg és meleg légtömegek nincsenek közvetlen szomszédságban ; a magasan fekvő rétegekben az aszimmetria jelentékenyebb. A nagy, állandó anticiklonokban a hőmérsékleti aszimmetria nagyjából olyan nagyságrendű, mint az okkludált ciklonoknál. Átlagosan véve Európában a különbség az anticiklon troposzférai (0—9 km) legmelegebb negyede,

az északi (de nem a nyugati) és a leghidegebb, a keleti között 3,3° ; emlékezzünk rá, hogy a ciklonban az ennek megfelelő különbség 7,4° volt. A sztratoszférában (9—10 km) a körülmények az anticiklonra vonatkozólag ugyanúgy megváltoznak, mint a ciklonnál, itt a legmelegebb negyed Európa felett a déli (de nem a keleti), a leghidegebb pedig a nyugati ; hőmérsékleti különbségük 6,2°.

d) A légnyomási mező változása a magassággal

A hőmérséklet aszimmetriájával kapcsolatban az anticiklon középpontja felfelé fokozatosan a melegebb levegő felé helyeződik át, vagyis a hőmérsékleti gradienssel szemben, nyugat felé, az izobárok (izohipszák) pedig kisebb-nagyobb magasságban felnyilnak és hátság jellegét veszik fel. Röviddel előbb képződött és gyorsan mozgó anticiklonban, amelynek levegője az alsó rétegekben hideg, ez már csekély magasságban megtörténik, 5 km, vagyis 500 mb alatt (alacsony és közepes anticiklonok, lásd a 24. §-t). Tartósabban fennálló, gyengébb mozgású anticiklonokban a tengely meredekebben áll és az izobárok a troposzféra felső feléig megőrzik zárt alakjukat, sőt a sztratoszféráig is (magas anticiklonok). Az áramlási vonalak a magas légrétegekben közel párhuzamosak az izobárokkal (izohipszákkal).

e) Az időjárás az anticiklonban

A súrlódási szint alatt az anticiklon a sebesség divergálásának a területe. A troposzféra középső és felső részében a fejlődésben (erősödőben) levő anticiklonnál éppen ellenkezőleg, konvergenciát találunk. Ilyen módon az anticiklonokban lefelé tartó légmozgás fejlődik ki, vagyis a levegő leszűremkedik. Ezért a szabad légkörnek az anticiklonban csekély a viszonylagos nedvesség és az időjárást az anticiklonban nagyrészben a derült ég jellemzi ; csak a legalsó légrétegben lehetséges köd vagy *St* kialakulása, a talajfelszín lehűlése következtében. Valóban, a derült idő és a gyenge légáramlás a talaj olyan mérvű lehűlését okozza télen és éjjel, hogy attól a levegő is nagyon lehűl. Nyáron és nappal éppen ellenkezőleg : a besugárzás a talajt erősen felmelegíti, amitől viszont a melegedést a levegő is átveszi.

A levegő leszüremkezése a szabad légkörben és lehűlése a talaj mentén gyakran ad alkalmat az anticiklonokban hőmérsékleti inverziók kialakulására. Általában a hőmérséklet függélyes gradiense az anticiklonokban 7 km magasságig kisebb, mint a ciklonokban.

A magasabb rétegekre vonatkozólag ez a megállapítás már nem érvényes.

Az inverziókkal áll kapcsolatban az anticiklonokban a köd és a hullámfelhőzet gyakori kialakulása, beleértve a rétegfelhőt is. Az utóbbi többször hullat szitáló esőt.

Minthogy a felsiklási frontok az anticiklonnál hiányoznak, a kiterjedt lecsapódás sem sajátossága az anticiklonnak. A konvekció is hiányzik, vagy nagyon kismértékű, mert a rétegződés igen szilárd. A látás az anticiklon alsó rétegeiben rossz, mert a légszennyeződés felhalmozódik benne, sőt többször kicsapódási termékek is felgyülemlenek, amit a gyenge szél és az inverziós réteg elősegít.

f) Hőmérsékleti különbség a ciklon és anticiklon között

Megjegyezhető még, hogy az anticiklon a troposzférában átlagban melegebb a ciklonnál, a sztratoszférában pedig hidegebb. Európában az anticiklon és a ciklon hőmérséklete közötti különbség átlagosan a 0—9 km-es rétegben + 5,4°, a 9—16 km közötti rétegben pedig — 5,5°. Ez teljesen megmagyarázható a lefelé tartó légmozgásból és a tropopauza magasabb fekvéséből az anticiklonban. A sztratoszféra Európában ciklonoknál közepesen 11 km magasságban kezdődik, míg anticiklonoknál 13 km-en van az alsó határa (ahol a hőmérséklet csökkenése a magassággal megszűnik).

g) Az anticiklonok gyakorisága

Európa területén (a Szovjetunió európai részének keleti vidékét kivéve) 11 év alatt (1901—1911.) 357 anticiklont figyeltek meg, vagyis kb. 30-at egy évben. Ebben az összeszámlálásban azonban nagyszámú léghátság nem foglaltatik benne. Az anticiklonok fele tengeri eredetű volt, vagyis nyugat felől érkeztek Európa földjére. Az ilyen anticiklonok legnagyobb gyakorisága a nyári évszakra esik, amikor a nagy légnyomású térítővidéki övezet legészakibb helyzetét foglalja el. A többi anticiklonok poláris vagy szibériai származásúak, fő gyakorisági időszakuk a tél. Általában azonban Európában az anticiklonok gyakoriságának nincsen kimondott évi járása. A legerősebb anticiklonok mégis inkább télen figyelhetők meg: ezeknek az eredete ázsiai (szibériai). Így abból a 81 hatalmas anticiklonból, amelyek nyomása a középpontban meghaladta az 1050 mb-t (1877—1889. között), 79% esett december és január hónapokra.

3. A ciklonok és anticiklonok áthelyeződése

Itt csak a legszükségesebb, előzetes ismereteket közöljük erről a kérdésről, a továbbiakban külön paragrafusban foglalkozunk velük. (57. §).

a) A ciklonok helyváltoztatásának általános feltételei

Fentebb azt mondottuk, hogy a troposzféra középső rétegeiben *a hőmérsékletileg aszimmetrikus* ciklon felett a hullámalakú áramlási vonalak a keleti részen divergálnak, a nyugatin viszont konvergálnak.

Mihel elve alapján (lásd a 31. §-t) ezt a jelenséget a légnyomás süllyedése okozza a keleti részen, melyhez a nyugati oldalon a légnyomás emelkedése kapcsolódik. A ciklon áthelyeződése általában a légnyomás csökkenésének irányában történik. Ez az irány összeesik a troposzféra középső rétegeiben uralkodó általános légáramlás irányával (a vezető áramlással). Az áramlási vonalak egybeesése a magassági izobárokkal (vagy izohipszákkal) megengedi, hogy kiszámítsuk a ciklon helyváltoztatását az izobárok mentén a 3—5 km-es szinten vagy az izohipszák mentén a 700 vagy 500 millibáros felületen.

A ciklon vonulása igen gyakran a láthatár nyugati felétől a keleti felé irányul, a vezető áramlás irányával megegyezőleg. Ezért aztán a ciklon keleti fele rendszerint az elülső részének számít (a mozgás irányához viszonyítva), a nyugati fele pedig hát-oldalának. Ettől a szabálytól való eltérés persze minden olyan esetben felmerül, amikor a vezető légáramlás iránya (a magassági izobároké vagy izohipszáké) erősen különbözik a nyugat-keleti iránytól.

Az okkludált ciklon (a troposzférában) már megközelítőleg szimmetrikus és hideg képződmény, így bárikus rendszere magasra nyúlik fel. A troposzféra középső rétegeiben izohipszái még zártak és lehetséges, hogy határozott irányú vezetőáramlás nincs is jelen. Ilyenkor a mozgás útvonala az óramutató járásával ellentétesen hajlik, vagyis a ciklonális légkörzés irányában; néha a ciklonmag hurkot ír le.

Az aszimmetrikus ciklonok mozgási sebessége 3—5 km magasságban (700—500 mb) kisebb (kb. 2/3). Az okklúzió után a ciklon sebessége erősen csökken.

b) A ciklonok vonulásának közepes irányai és főútvonalai

A ciklonok vonulásának közepes iránya a Szovjetunió területén: télen $N80°E$, tavasszal $N66°E$, nyáron $N59°E$, ősszel $N69°E$, évi középben $N68°E$. Az USA keleti részein a közepes irány $N81°E$.

Van Bebber és Rükacsev megállapította a ciklonok fő *útvonalait* Európa felett; mások hasonlókat állapítottak meg más körzetekre vonatkozólag. Most erről csak annyit említünk, hogy a fő útvonalak is, de méginkább az egyes ciklonok útvonalai egymástól erősen különböznek. Uralkodó jellemvonásuknak vehető: 1. mozgásuknak nyugat-keleti összetevője van; 2. az útvonalak sűrűbbek a vízfelületek felett.

c) A ciklonok közepes sebessége

A ciklonok vonulásának közepes sebessége Európa felett kb. 30 km óránként, az USA-ban kb. 45 km óránként, a Déli-félgömbön kb. 40 km óránként. A vonulási sebességnek évi járása van, a legnagyobb télen, a legkisebb nyáron, a menet a szárazföld felett általában kifejezettebb, a tenger felett alig észrevehető. Mindezt részletesen később fogjuk ismertetni. Az egyes esetekben a ciklonok vonulási sebessége nullától 80—100 km/óra sebességig ingadozik.

d) Az anticiklonok helyváltoztatása

Az anticiklonok, pontosabban a nem magas anticiklonok mozgása szintén egybeesik a vezető áramlás irányával a troposzféra középső rétegeiben (500—700 mb). Az ilyen »vonuló« anticiklon sebessége, éppen úgy, mint az aszimmetrikus cikloné, valamivel kisebb, mint a vezető áramlás sebessége. Ha az anticiklon függélyes kiterjedése megnő és izohipszái zártak maradnak a troposzféra középső és felső részében is, a vonulás sebessége erősen csökken. Az anticiklon »*stabilizálódik*« vagyis alig mozgó állapotot vesz fel több napon keresztül, főleg a térítővidéki óceánok felett és a trópusokénál magasabb földrajzi szélességen a szárazföld felett. Európában — igen óvatos számítás szerint — az összes anticiklonoknak kb. 15%-a stabilizálódik.

Az anticiklonok vonulásának közepes iránya Európában (1876—1897 év) $E17°S$, az USA-ban $E50°S$, vagyis mozgásuk olyan összetevővel történik, amely dél felé irányul. A közepes mozgási sebesség valamivel kisebb, mint a ciklonoké: Európában és a Déli-félgömbön kb. 27 km/óra, az USA-ban 36 km/óra. Az évi járás a sebességnél csaknem teljesen hiányzik. Egyes esetekre vonatkozólag a sebesség nulla és 80 km/óra érték között ingadozik.

49. §. A ciklonok mint hullámszerű háborgások

Fentebb rámutattunk arra, hogy a mérsékelt égöv alatt kialakuló ciklonok nagyobb része, legalábbis a vonuló ciklonok túlnyomó többsége úgy fogható fel, mint hullámszerű frontális háborgás. A frontális hullámok bonyolult és még teljesen ki nem fejtett elmélete eddig nem képezte tárgyát a dinamikus meteorológia keretében egy monográfikus és oktató irányú összefoglalásnak. Az elmélet matematikai fejlesztésében a leglényegesebb eredményeket a 20-as és 30-as években érte el V. Bjerknes, Solberg, N. E. Kocsin és M. I. Jugyin. A hullámelmélet matematikai taglalása nem tartozik a feladataink közé, mi a jelenségnek csak minőségi-fizikai oldalát vesszük röviden szemügyre.

1. Stabilis és labilis hullámok

Ki kell mutatni, hogy a légkörben valóban működő erők esetén lehetségesek olyan hullámszerű háborgások, mint amilyeneket a valóságos ciklonoknál megfigyelünk. Az elmélet alapján gyakorlati összefüggéseket kell találni egyrészt a ciklonhullámok hossza és sebessége, másrészt a frontfelületen észlelt szél- és hőmérsékletugrás között.

A hidrodinamikából tudjuk, hogy az egyensúlyi állapot kis háborgása folyékony közegben hullámmozgás formájában fejeződik ki. Ha a hullám amplitudója az idő folyamán csökken, az általános mozgási állapot *stabilis* és a hullámot ebben az esetben stabilisnak lehet nevezni. Ha ellenben a hullám amplitudója az idő folyamán növekedik, akkor *labilis* mozgási állapottal, vagyis labilis hullámmal van dolgunk.

A frontokon keletkező hullámok, mint a tapasztalat mutatja, néha *stabilisak*, vagyis a kezdeti csekély amplitudó bizonyos időn át lényeges növekedés nélkül fenn is marad, azután fokozatosan lecsökken. Az ilyen stabilis hullámok azonban a bárikus mezőben igen csekély mélységű depressziókkal állanak kapcsolatban és befolyásuk az időjárás általános jellegére igen kicsiny. Sokkal fontosabb és megszokottabb fajta a *labilis* frontális hullám, amely fokozatosan növekedő amplitudóval fejlődik a bárikus depresszió mélyülése mellett egészen addig, amíg a háborgás- hullám jellegét elveszíti és örvénnyé változik át (a frontális háborgások fejlődésének ezt a végső szakaszát az elmélet még nem is érintette).

2. A hullámképződés tényezői a légkörben

Milyen körülmények között, vagyis milyen tényezők hatása alatt keletkezhetnek a légkörben ciklon-nagyságú labilis, frontális hullámok?

Nézzük meg, hogy általában milyen hullámkeltő tényezők létezhetnek a légkörben. Ide tartozik : 1. a levegő összenyomhatósága ; 2. a nehézségi erő ; 3. a hőmérsékleti mező törése ; 4. a Föld forgása.

A levegő *összenyomhatósága* eredményeképpen keletkeznek a hosszanti hanghullámok, amelyeknek a ciklonokkal semmi közös jellegzetességük nincsen.

A *nehézségi erő* hatásaképpen felléphetnek *gravitációs* hullámok (nehézségi hullámok), amelyeknek jellemző példáját látjuk a víz felületén képződő hullámokban, ha követ dobunk bele. Ilyenkor a vízrészecskék, amelyek egyensúlyi helyzetükből kilendültek, függélyes síkokban mozognak és zárt, köralakú vagy elliptikus pályákat írnak le. Ezek a hullámok lényegében stabilisak és a súrlódás következtében fokozatosan lecsillapodnak. Gravitációs hullámok

felléphetnek a légkörben is, főleg olyan felületeken, amelyeken a sűrűségnek szakadása van. A légköri gravitációs hullámok stabilisak, ha a légköri rétegződés is stabilis egyensúlyú, ami rendszerint az inverziós felületeken áll fenn.

Valóban, a kilendülő légrészecske, amely felfelé emelkedett, stabilis rétegződés mellett sűrűbb, mint a szomszédos részecskék és ezért visszatér egyensúlyi állapotába. Azonban a szerzett kinetikus energia birtokában nem áll meg az egyensúlyi helyzetnél, hanem még sűrűbb környezetbe kerül, aminek folytán ismét megfordul és i. t. A kilengés (kezdeti) amplitudója az idő folyamán nem növekedik, hanem a surlódás miatt fokozatosan csökken, végeredményben tehát a hullámok stabilisak.

A gravitációs hullámok hossza a légkör inverziós felületein néhányszor tíz vagy száz méter és egyáltalán nem emlékeztetnek a ciklonhullámokra. A nehézségi erő általában nem lehet döntő tényező a ciklonhullámok keletkezésénél. Ez látható az utóbbiak labilitásából is: a gravitációs hullámok, mint fentebb említettük, mindig stabilisak.

Hullámok képződése a légköri választófelületeken lehetséges a szélugrás következtében is, ezeket a hullámokat *szélváltozási* vagy *határfelületi hullámoknak* nevezzük.

A szélváltozási hullámok, eltérőleg a gravitációs hullámoktól, labilisak, amplitudójuk az idő folyamán annál gyorsabban növekedik, minél kisebb a hullámhosszúságuk.

A légköri hullámkeltés utolsó tényezőjére — *a Föld forgására* — később még vissza fogunk térni.

3. *Vegyes típusú hullámok sűrűség- és szélváltozás esetében*

A sűrűség- és szélváltozások a légköri határfelületeken általában egyidejűleg szoktak fellépni. Ezért a határfelületi hullámok, amelyekkel az úgynevezett hullámfelhőzet kifejlődése kapcsolatban van, mindkét említett tényezőnek együttes hatása következtében lép fel: a nehézségi-erőnek és a szélváltozásnak következtében. Ilyenformán ezek nem tisztán gravitációs, hanem vegyes típusú, *gravitációs határfelületi* hullámok.

Helmholtz az alábbi képletet kapta az olyan hullámok sebességének — C — kifejezésére, amelyek összenyomhatatlan folyadék két végtelen kiterjedésű rétegének vízszintes határfelületén keletkeznek. A rétegek sűrűsége ϱ és ϱ', sebességük pedig V és V':

$$C = \frac{\varrho V + \varrho' V'}{\varrho + \varrho'} \pm \sqrt{\frac{gL}{2\pi} \cdot \frac{\varrho - \varrho'}{\varrho + \varrho'} - \varrho\,\varrho' \left(\frac{V - V'}{\varrho + \varrho'}\right)^2}, \qquad (1)$$

amelyben L a hullám hosszúsága, g a nehézségi-erő gyorsulása, ϱ és V a sűrűbb rétegekre vonatkozik, ϱ' és V' pedig a ritkábbra. Az első tag ebben a képletben az *advektív* nevet, a második tag a *dinamikus* nevet viseli. Minthogy jó közelítésben

$$\varrho = \varrho' = \frac{1}{2}(\varrho + \varrho') = \varrho_m,$$

(ahol ϱ_m a közepes sűrűséget jelenti) az advektív tag a következő kifejezésre egyszerűsíthető

$$C_A = \frac{V + V'}{2}. \qquad (2)$$

A második, dinamikus tagban az első rész a négyzetgyök alatt a nehézségi erőtől függ és mindig pozitív a frontális felületeken, mert $\varrho > \varrho'$. Ez a tag a hullámhossz kisebbedésével csökken és egészen kis L értékeknél a jelentőségét teljesen elveszíti. A második rész a négyzetgyök alatt a szélváltozástól, a szélugrástól függ, független a hullámhosszúságtól. Minthogy ez a rész negatív előjellel szerepel, bizonyos hullámhosszúságnál a két rész egymást kiegyenlíti; ha a hullámhosszúság e kritikus értéknél kisebb, a dinamikus tag irracionálissá válik. A hullám ilyenkor labilis.

Abban az esetben, ha $V = V'$, a tiszta gravitációs hullám sebességét nyerjük:

$$C = V \pm \sqrt{\frac{gL}{2\pi} \cdot \frac{\varrho - \varrho'}{\varrho + \varrho'}}. \quad (3)$$

Abban az esetben, ha $\varrho = \varrho'$, a szélváltozási hullám sebességét kapjuk:

$$C = \frac{V + V'}{2} \pm i \frac{V - V'}{2} \quad (4)$$

Az utóbbi formulából látható, hogy a szélváltozási hullám mindig labilis, függetlenül a hullám hosszúságától, L-től.

Visszatérve a vegyes típusú hullámok általános képletéhez, látjuk, hogy kis hullámhosszaknál az első rész háttérbe kerül a második rész mellett; következőleg, a rövid hullámok labilisak. A hullámhossz növekedésével az első rész jelentősége is növekedik és a keletkező hullámot a stabilitás fogja jellemezni.

A labilitásról a stabilitásra való átmenet a sűrűség és a szélsebesség szokott értékei mellett néhány kilométernyi hullámhosszúságnál következik be. A ciklonhullámot tehát, amely 1000 km-es hullámhosszúságnál is még mindig labilis, nem lehet a nehézségi erő és a szélváltozás együttes hatására visszavezetni. Szemügyre kell vennünk azt a tényezőt, amely a rövid hullámoknál általában elhanyagolható, de amelynek döntő szerep jut a hosszú hullámoknál: a Föld forgását.

4. *Tehetetlenségi hullámok*

Folyadékokban fellépő áramlási rendellenesség, a tehetetlenségi erők, a centrifugális- és Coriolis-erő hatása alatt, szintén vezethet hullámképződésre.

A Föld forgását számításba véve, elméletileg is találhatunk olyan légköri hullámokat, amelyek az ú. n. fiatal ciklonokra, vagyis a fejlődésük első időszakában levő ciklonokra hasonlítanak. Szemléltetés kedvéért képzeljük el az alábbi kísérletet.

Vegyünk egy síma, erős falú hengert, amely részben vízzel van megtöltve, fedjük le és hozzuk forgásba a függélyes tengelye körül. A forgás következtében a folyadék felszíne parabolikus alakot vesz fel. Megfelelő nagy forgási sebesség mellett a folyadék gyakorlatilag szintén síma hengeralakúvá válik, mert az edény oldala mentén helyezkedik el. Ez a jelenség a centrifugális erő hatása következtében jön létre, amely a henger tengelyére merőleges irányban hat és összetevődik a nehézségi erő hatásával. A folyadék szabad felszíne a két erő eredőjére merőleges síkban helyezkedik el és ha a centrifugális erő abszolút fölénybe kerül a nehézségi erővel szemben, a folyadék felülete csaknem függélyes irányúvá válik.

A szabad folyadékfelületen létrejövő valamilyen háborgásnál a folyadék részecskéi most vízszintes síkban fognak kilengeni, miközben hol az egyik, hol a másik oldalra térnek ki egyensúlyi helyzetükből, hasonlóan a gravitációs hullámoknál a függélyes síkban történő kilengésekhez. Így kapjuk a *tehetetlenségi hullámokat*, amelyek hasonlítanak a gravitációs hullámokhoz, de náluk a nehézségi erőt a centrifugális erő helyettesíti. A hullámzó mozgás létrejöttét utóbbi esetben fizikailag a következő módon lehet magyarázni. Egy részecske, amely — mondjuk — távolabb van a henger tengelyétől, olyan környezetbe kerül, amelyben a centrifugális erő nagyobb, mint az illető részecske centrifugális ereje (centrifugális gyorsulása). Ez a körülmény arra készteti a részecskét, hogy visszaforduljon eredeti helyzete felé, amelyben környezetével egyensúlyban lesz. Kinetikai energiája következtében azonban, amelyet mozgása közben szerzett, a részecske túlhalad egyensúlyi helyzetén és közelebb

jut a forgás tengelyéhez. Itt viszont a centrifugális erő kisebb az övénél és ez a körülmény arra kényszeríti a részecskét, hogy visszaforduljon és i. t. Másszóval, a centrifugális erő hiánya vagy többlete a környezethez viszonyítva itt ugyanazt a szerepet játssza, mint a gravitációs hullámzásnál a sűrűség hiánya vagy feleslege a környezethez képest.

Általánosságban a folyadék szabad felszíne a forgó hengerben nem vízszintes és nem függélyes, hanem merőleges a két erőnek : a nehézségi és a centrifugális erőnek az eredőjére. Éppen ezért a hullámok is komplex gravitációs-tehetetlenségi hullámok, amelyeknél a lengések síkja annál jobban közeledik a vízszinteshez, minél nagyobb a centrifugális erő túlsúlya a nehézségi erővel szemben.

Világos, hogy a tehetetlenségi hullámok nemcsak a centrifugális erő hatása következtében jöhetnek létre, mint a fenti példában láttuk, hanem a Coriolis-erő következtében is, főleg frontális felületeken,a *földforgás eltérítő ereje révén.*

Az elmélet kimutatja, hogy a tehetetlenségi hullámok hossza igen tekintélyes és periódusuk több óra tartamú. Ebben a tekintetben a ciklonhullámokra emlékeztetnek. De van különbség is közöttük. Az elméleti meggondolásokból az következik, hogy a tehetetlenségi hullámok olyan folyadékban, amely állandó szögsebességgel forog, stabilisak. Bár a légkör szögsebessége nem állandó az áramlások következtében, az elméleti elemzés azt mutatja, hogy a fennálló áramlási viszonyok mellett a ciklonméretű tehetetlenségi hullámoknak a légkörben is stabilisaknak kell lenniök. A tényleges ciklonhullámok viszont nagyobb részben labilisaknak mutatkoznak.

Milyen magyarázat lehetséges tehát ? Könnyű belátni, hogy a ciklonhullámok nem tiszta tehetetlenségi hullámok, de éppen így nem tiszta gravitációs tehetetlenségi hullámok sem. Ezek összetett hullámok, amelyeknek képződésében *mind a három tényező* szerepet játszik : a nehézség, a tehetetlenség és a szélváltozás. A ciklonhullámok labilitására éppen az utolsó tényező adja meg a magyarázatot, vagyis a szél jelenléte a frontális felületeknél.

A továbbiakban ezzel a kérdéssel még részletesen fogunk foglalkozni. Egyelőre vezessük be az alábbi elnevezéseket. Azt a stabilitást, amelyet a nehézségi erő okoz, nevezzük sztatikai vagy gravitációs stabilitásnak, azt a stabilitást, amelyet tehetetlenségi erők tartanak fenn (különösen az eltérítő erő), nevezzük dinamikai stabilitásnak ; végül azt a labilitást, amely a szélváltozás következtében lép fel, szélváltozási labilitásnak fogjuk hívni.

5. *A ciklon-hullámok*

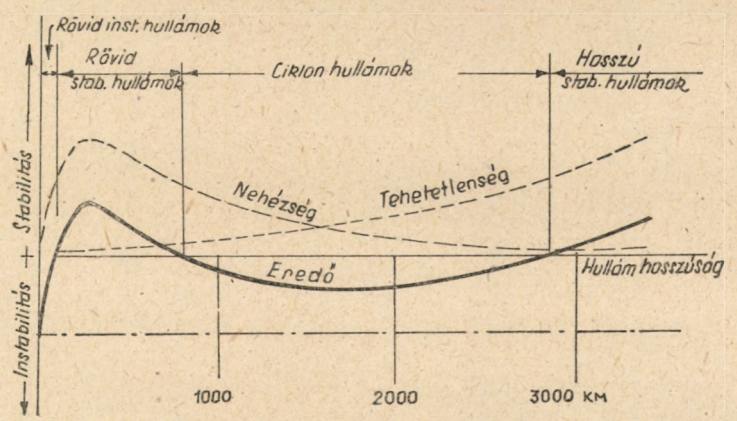
A légköri frontokon a ciklon-hullámok képződésénél mind a három tényező közreműködik. A keletkező hullámok stabilitási fokozata különböző lesz attól függően, hogy milyen a *hullámhosszúságuk,* mert a hullámok hosszával változik a sztatikai és a dinamikai stabilitás. A szélváltozási labilitás, mint a 4. számú formulából is látható volt, nem függ a hullámok hosszától.

A 135. ábra az elméleti elemzés alapján minőségileg feltünteti a három befolyásoló tényező viszonyát a hullámhosszúsággal való összefüggésben. Látjuk, hogy nullától néhány kilométerig terjedő távközben a sztatikai stabilitás gyorsan növekszik, de kisebb marad a szélváltozási labilitásnál. A hullámok ebben a távközben néhány kilométerig terjedő hosszal és néhány percnyi rezgésidővel ingatagok és gyakran szolgáltatnak okot hullámos

felhőzet képződésére. Ilyen ingatag hullámok képződése elmossa az éles választó felületet a határrétegben ; a kis hullámhosszaknál azonban ez az elmosás nem jelentős.

A néhány kilométertől nagyjából 500 kilométerig terjedő távközben a sztatikai stabilitás, amely kezdetben nő, később pedig fogy, valamint a megnövekedő dinamikai stabilitás felülmúlja a szélváltozási ingatagságot. A hullámok ebben a sávban stabilisak, amplitudóik éppen ezért kicsinyek. Utóbbi körülmény és a csekély hosszúság miatt hasonló hullámok a szinoptikus térképen nem figyelhetők meg.

Az 500—3000 km-ig terjedő hullámsávban a sztatikai stabilitás csökken, főleg azért, mert a megnövekedő eltérítő erő a részek mozgásának körpályáit közel hozza a vízszintes helyzethez. A dinamikai stabilitás egyidejűleg az eltérítő erővel együtt növekedik : de a sztatikai és dinamikai stabilitás összege nem tudja ellensúlyozni a szélváltozási ingatagságot. Ebben a távközben vannak az *ingatag ciklon-hullámok*. 3000 km hullámhosszon túl már a tehetetlenség hatása kerül túlsúlyba. A dinamikai stabilitás meghaladja a szélváltozási ingatagságot és a hullámok megint stabilisakká válnak, de a szinoptikus térképeken nem igen válnak feltűnővé, mert az amplitudójuk csekély. Egyébként néha észrevehetők, mint igen hosszú és lapos frontális hullámok, amelyekből azonban valódi ciklon nem fejlődik ki.



135. ábra. Minőségi diagramm, amely azt mutatja, hogyan változik a hullámképződést előidéző tényezők hatása a hullámhosszúsággal. A vastag vonal a tényezők eredőjét tünteti fel

A hullámok rezgésideje, mint az elmélet kimutatja, a hullámhossztól függően változik. Így a 12—15 órás periódus megfelel kb. az 1000 km-es hullámhosszúságnak. Ez a periódus kisebb annál, amit a valóságban meg lehet figyelni, mert az utóbbi kb. 24 órás, de tág határok között 15 és 40 óra között ingadozik. Az eddig végrehajtott elméleti számítások azonban csak minőségi jellegűek. Mindenekelőtt feltételeznek két izoterm réteget, amelyeket határfelület választ el egymástól ; a valóságban azonban a hőmérséklet a magassággal csökken. Ezért a fenti számokban a sztatikai stabilitás megnövekedve kerül be, ezzel az ingadozás periódusa viszont lecsökken. Ezenkívül az elmélet feltételezi, hogy a két réteg végtelen vastag és a súrlódást nem tekinti. Hasonló feltételezés az eredményeket inkább a szabad atmoszféra viszonyaihoz hozza közelebb, mint a földfelszínen uralkodó körülményekhez. Végül

az elméletnél alkalmazott módszer lényegéből folyóan (az ú. n. »kis háborgások módszere«) az eredmények csak a fejlődés első szakaszában levő ciklonokra érvényesek, amikor a háborgás a fő mozgáshoz viszonyítva még csekély. A fogalmaink a fejlődés későbbi stádiumában levő ciklonok szerkezetéről, amikor a hullám amplitudója már megnő, végül, amikor a háborgás a hullámjelleget már elveszíti, mondhatni kizárólag a szinoptikus tapasztalaton alapulnak.

A ciklonok hullámelmélete tehát meg tudja magyarázni az ingatag hullámok keletkezését olyan nagyságrendű hullámhosszal, amilyet a ciklonoknál ténylegesen megfigyelhetünk. A haladás sebessége elméletileg is kiszámítható. Az elmélet a valósággal megegyező képet tud nyujtani a ciklonhullámokban kialakuló mozgási mezőről, amivel a továbbiakban foglalkozunk majd.

6. *A mozgási és nyomási mező a hullámciklonokban*

Ha a választófelület mentén hullámképződés indul meg, akkor ez a felület hullámszerű deformációt fog szenvedni. A horizontális választófelületen — a részecskék vertikális irányú mozgását előidéző gravitációs hullámok hatására — hullámhegyek és hullámvölgyek jönnek létre. A *hajlott* frontfelület a tehetetlenségi hullámok, vagyis a részecskék *horizontális* síkban történő mozgásának hatására (a ciklonhullámokhoz hasonlóan) *mind horizontális, mind vertikális irányban* eltolódást fog szenvedni. A front vonala a földfelszínen ebben az esetben a déli irányú hideg és az északi irányú meleg levegőnyelvekkel hullámszerű jelleget ölt (a világtájakat itt is és a korábbiakban is az Északi félgömbre értelmezzük). A hideg levegőnyelvnek azon a részén, ahol az alsó hideg légtömeg déli irányba fordul, a frontfelület nemcsak hogy déli irányú hajlást mutat, hanem fel is emelkedik, itt hullámhegy jön létre. A meleg levegőnyelvnek azon a részén, ahol a frontfelület észak felé hajlik, süllyedést találunk: itt hullámvölgy keletkezik.

Milyenek lesznek az áramlási vonalak a frontális hullámban? Tegyük fel, hogy egy eredetileg stacionárius fronttal állunk szemben és alapáramlás nincs, vagyis a hullámmozgás sebességében az advektív tag zérus. A létrejövő hullámok semmiféle általános áthelyeződést nem váltanak ki és mozgási mezejük tisztán megfigyelhető. Ahhoz, hogy a hullámok a front mentén nyugatról kelet felé terjedhessenek, mint ahogyan ez a valóságban történik, fel kell tételezni, hogy az ingadozást végző részecskék a fronttól északra fekvő hideg levegőben az óramutató járásával ellenkező, a meleg levegőben viszont az óramutató járásának megfelelő irányú pályán mozogjanak.

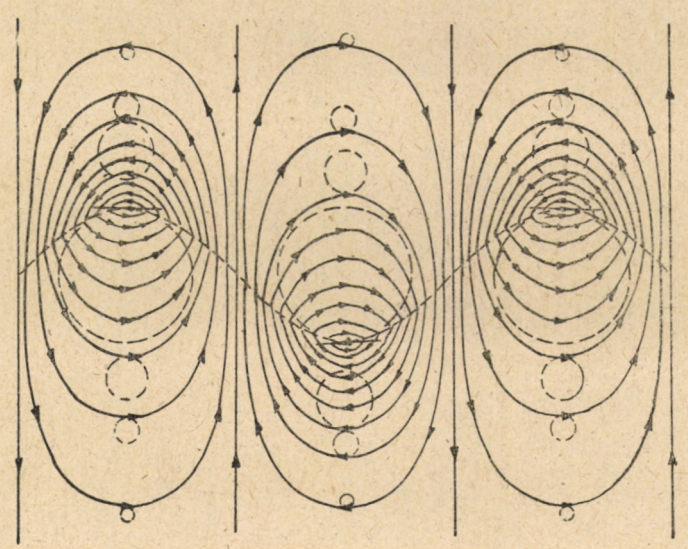
Egyszerűség kedvéért tételezzük fel, hogy a részecskék körívek, melyeknek sugara és a körmozgás sebessége a fronttól távolodva csökken.

A 136. ábrán a feltételt kielégítő néhány levegőrészecske pályájának trajektóriáját szaggatott vonal tünteti fel. A hullámhegyben (a hideg nyelvben) a részecskék déli, a hullámvölgyben (a déli nyelvben) északi, a közbeeső fázisokban nyugati vagy keleti a részecskék áramlásának iránya. A részecskék irányára és sebességére fentebb tett feltételek alapján könnyen megszerkeszthetők a részecskék sebességvektorai, majd a vektorok alapján az áramvonalak. Ennek eredményeképpen a hullámvölgyben, vagyis a *meleg levegőnyelvben ciklonális áramvonalakat, a hullámhegyben, vagyis a hideg levegőnyelvben anticiklonális áramvonalakat nyerünk.*

Ha ezekkel az áramvonalakkal együtt maga a légtömeg is mozog, az áramvonalak a hullámhegyekben és hullámvölgyekben deformálódnak

ugyan, jellegük azonban nem változik meg. A továbbiakban az egyes áramvonalfajtákat vizsgáljuk meg a légmozgás különböző eseteiben.

Az elmondottakból következik, hogy a *meleg levegőnyelv csúcsánál süllyedő*, a hideg levegőnyelv csúcsánál emelkedő légnyomású terület alakul ki. A valóságban a nem stacionárius ciklonmozgás — az eltérítő erőnek a gradiens erővel szembeni túlsúlya folytán — az adott területről a levegőt kifelé tereli, vagyis depresszióhoz vezet. A hullámképződésnél kialakuló mozgás éppen nem stacionárius. Az örvénylés a fronton történő cirkuláció pozitív gyorsulásával, a sebesség növekedésével és az eltérítő erővel függ össsze. Ennek megfelelően képződik ki a hideg nyelv csúcsánál nagynyomású terület is, aminek túlnyomórészben nagynyomású gerinc formája van.



136. ábra. Az egyes részecskék mozgási pályája és az áramlási vonalak alakja a választófelületen hullámszerű háborgások esetén

Tehát a hullámvölgy, vagyis a meleg nyelv csúcsa nyomási depresszióval, a hullámhegy, azaz a hideg nyelv csúcsa magas nyomású háttal van összefüggésben. A frontfelület a depresszió, vagyis a meleg levegőnyelv elülső részén észak felé tolódik. A front itt *meleg* jellegű lesz. Ezzel szemben a depresszió hátoldalán, a hideg nyelv elülső részén dél felé eltolódó front *hideg* jellegű lesz. A meleg front előtt süllyedő, a hideg front után emelkedő légnyomású területet találunk.

Az elmélet szerint az áramvonalak a hullámciklonokban nem szigorúan horizontálisak, hanem a vízszintes síkhoz képest *hajlást* mutatnak. A hajlás nagyságrendje kb. 1/1000, meleg légtömegben nagyobb, mint hidegben. A levegőrészecskék észak felé jutva, tehát a depresszió elülső részén, felemelkednek, dél felé jutva, a depresszió hátoldalán viszont mélyebbre süllyednek.

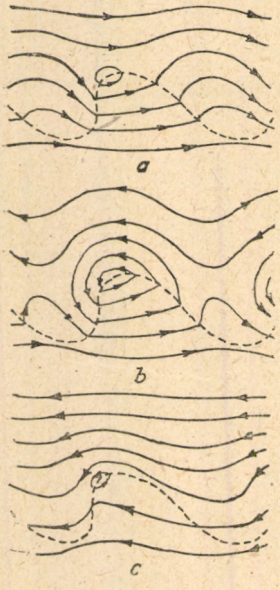
A fenti hullámvizsgálat során azt tételeztük fel, hogy maguk a légtömegek nem mozognak. A valóságban azonban a frontális hullámok áramlások között jönnek létre. Az áramláseloszlásnak stacionárius front esetében három esete lehetséges, amelyeket az V. fejezetben már megvizsgáltunk. Hideg levegőjű szélességek frontjainál ezek a következők :

1. mindkét áramlás nyugati, miközben a meleg sokkal erősebb, mint a hideg,

2. keleti áramlás a hideg levegőben, nyugati a melegben,

3. mindkét áramlás keleti, miközben a hideg sokkal erősebb, mint a meleg.

Az áramvonalakat erre a három esetre a 137. ábra tünteti fel. Mivel a súrlódás hatását nem vettük számításba, azt azonosítani lehet az izobárokkal; a bárikus gradiens irányát a bárikus széltörvény alapján könnyen megszerkeszthetjük. Megjegyezzük, hogy az első esetben (*a*) a légnyomási depresszió hullámai a fronttól északra fekvő nagy depresszió (központi ciklon) peremizobárjainak görbületei; a térképen a meleg nyelv csúcsánál lehet ugyan egy vagy néhány zárt izobár, de ez hiányozhat is. A második esetben (*b*) a nyomási depresszió hullámai a tőlük északra és délre fekvő kiterjedt és stacionárius nagynyomású területek között találhatók. A harmadik esetben (*c*) a nyomási depresszió hullámai a délre fekvő nagy depresszió izobárjainak kitüremlései, a meleg nyelv csúcsánál esetleg található egy-két zárt izobár, *ez azonban* hiányozhat is.



137. ábra. Áramlási vonalak a frontális hullámokban a frontmenti áramláseloszlás 3 főesetében

A gyakorlatban csak a légnyomási depressziók *elülső hullámvölgyeit* nevezik hullámoknak. Ez a szóhasználat pontatlan ugyan, de a gyakorlatban használatos fogalom, ezért a továbbiakban mi is ezt fogjuk használni.

7. *A hullámciklonok áthelyeződése*

Az előzők során láttuk, hogy a gravitációs határfelületi hullámok áthelyeződésének sebessége advektív és dinamikus tagokból tevődik össze. A ciklonhullám nem gravitációs határfelületi hullám, hanem annál sokkal bonyolultabb típusú hullám, ezért a sebességét kifejező formula is sokkal bonyolultabb. A sebesség azonban az előbbinek megfelelően ugyancsak advektív és dinamikus tagokból áll. Ez magából a hullámképződésből következik. A hullám először a közegben továbbterjed (a sebesség dinamikus tagja), másodszor a közeggel együtt áthelyeződik (advektív tag).

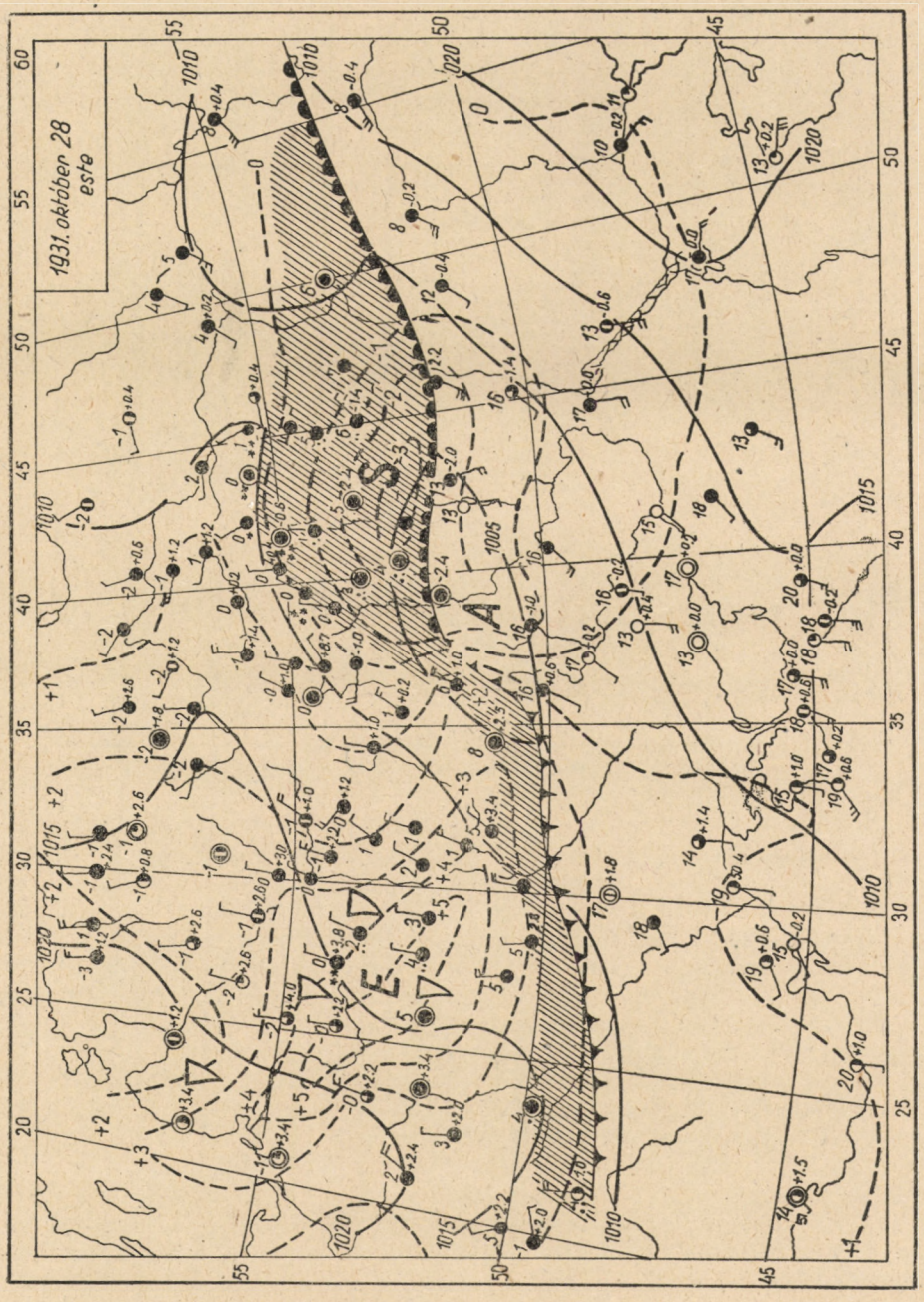
A ciklonhullámok állandóságára vonatkozó *advektív* tag, mint a Helmholtz-hullámokra, közelítőleg a következő formulával fejezhető ki:

$$C_A = \frac{V + V'}{2},$$

ahol V a választófelülettel párhuzamos hideg levegő, V' a meleg levegő sebessége. Ennek nagyságrendje 0—20 m/sec.

A dinamikus tag a hőmérséklet- (vagy sűrűség-) különbségtől és a választófelület szélviszonyaitól függ, kifejezése azonban bonyolultabb, mint a Helmholtz-hullámok esetében. Valóságos ciklon-hullámokra ez csak tapasz-

talati úton határozható meg, ha a teljes hullámsebességből kiszámítjuk annak advektív tagját. A dinamikus sebességi összetevő nagyságrendje általában 10 m/sec, csak ritkán fordul elő 2 m/sec-nál alacsonyabb és 20 m/sec-nél magasabb érték. A dinamikus tag iránya mindig olyan, hogy (az Északi-félgömbön) *a hideg levegő* attól *balra* található.

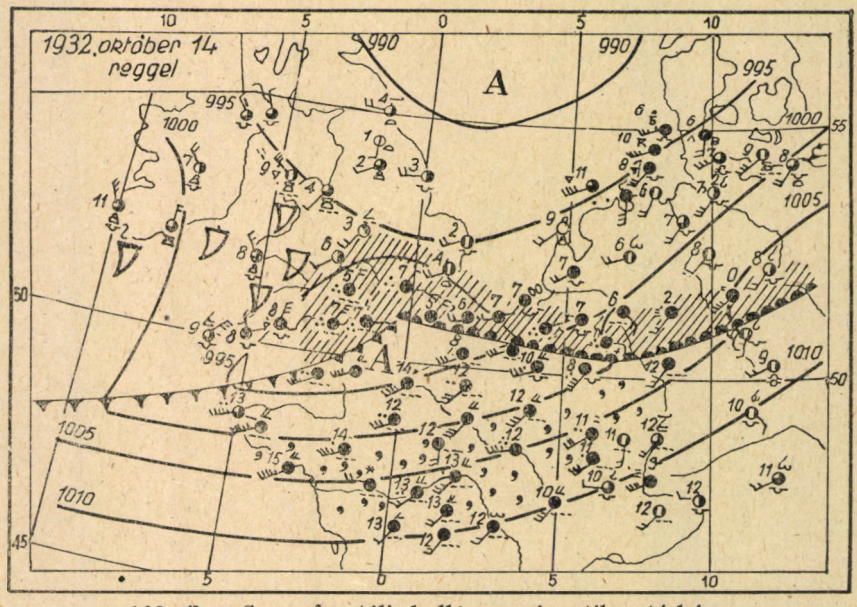


138. ábra. Frontális hullám a szinoptikus térképen

Attól függően, hogy a hullám sebességét meghatározó két tagnak milyen az egymáshoz viszonyított iránya, a sebesség nagysága tág, 0-tól 100 km/óra határok között ingadozhat. Az áthelyeződés iránya a hideg levegőre vonatkoztatva szintén különböző lehet.

Vizsgáljuk meg a frontmenti áramlás-eloszlás fentebb említett 3 esetét :

Az első esetben — keleti áramlás van északon és nyugati délen — az advektiv tag, melyet V és V' abszolút értékeinek különbsége határoz meg, nem nagy és bármelyik oldal felé irányulhat, vagy zérussal egyenlő. A hullám sebességét alapjában véve a dinamikus tag határozza meg : a mozgás iránya is meg fog egyezni a dinamikus tag irányával, nyugatról kelet felé.



139. ábra. Gyors frontális hullám a szinoptikus térképen

A második esetben — mikor mindkét áramlás nyugati — az advektív tag jelentékeny lesz, iránya pedig meg fog egyezni a dinamikus tagéval. Ebben az esetben gyors, nyugatról kelet felé mozgó hullámot nyerünk.

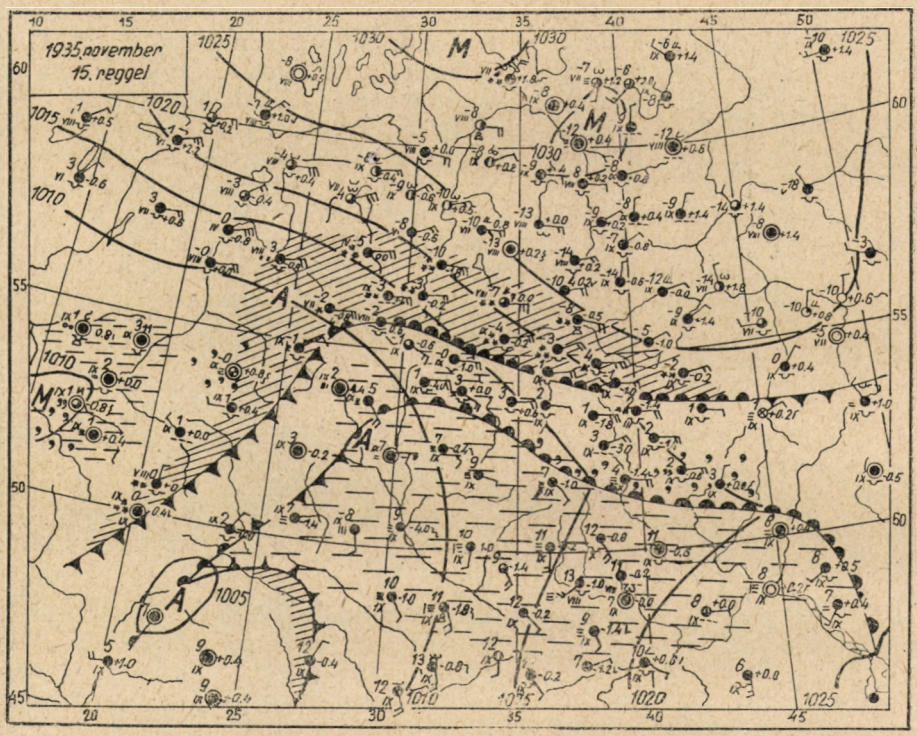
A harmadik esetben — amikor mindkét áramlás keleti —az advektív tag iránya ellenkező lesz, míg a dinamikusé keletről nyugat felé irányul. Egyenlő nagyságrendek mellett az advektív tag túlnyomórészt, vagy teljesen ellensúlyozza a dinamikus tagot. Ennek eredményeképpen olyan hullámot kapunk, mely nagyon lassan nyugati vagy keleti irányba mozog (aszerint, hogy melyik tag nagyobb), vagy mozdulatlan helyzetben van.

A két első esetben *gyorsmozgású* hullámokról van szó (mint az elmondottakból látható, leggyorsabbak a második esetben lesznek). A harmadik esetben *lassú mozgású* hullámokat nyerünk.

A stabilis frontális hullámok példáit a szinoptikus térképen a 138—140. ábrák tüntetik fel.

Ingatag hullám esetében azonban a dinamikus tag *irracionális*, mint ezt a 3. pontban megállapítottuk. A dinamikus tag most a hullám amplitudójának növekedését írja le, míg a hullám áthelyeződését csak az advektív

tag határozza meg. A matematikai elemzés arra az eredményre vezet, hogy az ingatag ciklonhullámok áthelyeződési sebessége a meleg és hideg levegő sebessége közé esik, de közelebb áll a meleg levegő sebességéhez. Ebből az következik, hogy a ciklon mindig *a meleg áramlás irányába* helyeződik át, de kisebb sebességgel.



140. ábra. Lassú mozgású frontális hullámok

8. A ciklon-hullámok stabilitásának kritériumai

Láttuk, hogy az elmélet szerint a labilis ciklon-hullámok hosszúságainak intervalluma 500-tól 3000 km-ig terjed. Az elmélet azonban közelítések sorozatára épül, ezeket a számszerű határokat is csak közelítőnek kell tartanunk.

A tapasztalat mindenesetre azt mutatja, hogy a frontális hullámok közül a kis hullámhosszúságúak (1000 km-ig) stabilisak, a nagy hullámhosszúságúak viszont labilisak. Az elméletből továbbá az is következik, hogy izoterm légkörben fellépő hullámok az olyan választófelületeken ingatagok, melyeknek hajlása meghaladja az 1/100-ad nagyságrendet. A tapasztalat szerint a hajlásnak ez a kritikus értéke lecsökken 1/150 nagyságrendre. Margulesnek a front hajlásszögére vonatkozó egyenleteiből az következik, hogy izoterm légkörben a hullámok akkor ingatagok, ha a fronton észlelt szélugrás m/sec-ban, a hőmérsékleti ugrás Celsius fokban kifejezett értékei között fennáll a

$$\Delta V > 3\,\Delta T$$

közelítő összefüggés.

A tapasztalat azt mutatja, hogy a valósághoz közelebb áll a

$$\Delta V > 2\,\Delta T$$

összefüggés.

Abból, hogy a hullám stabilitása annál kisebb, minél meredekebb a front hajlása, Bergeron arra a következtetésre jutott, hogy a dinamikailag instabilis hullámok inkább kvázistacionárius frontokon és a hideg frontok alsóbb rétegeiben jönnek létre, mint a meleg frontokon. A tapasztalat azt mutatja, hogy a főfrontok nyugati részein, ahol mindkét áramlás keletről nyugat felé irányul, a hullámok (mint a továbbiakban kimutatjuk, lassú mozgású hullámok) rendszerint stabilisak.

Úgy látszik, hogy a frontális hullám stabilitására a légtömegek stabilis rétegződése is hatással van. Stabilis rétegződésű levegőben a siklás kifejlődésének, sőt valószínűleg a hullám elörvényesedésének feltételei is kedvezőtlenek. Ezért például ősszel és télen az arktikus fronton kialakuló hullámok különösen stabilisak. Minél instabilisabb a légtömegek rétegződése, annál hamarabb elörvényesedik és kimélyül a légköri rendellenesség.

50. §. A frontális ciklon kialakulása

Vizsgáljuk most meg a fronton fellépő hullámszerű rendellenesség fiatal, majd okkludált ciklonná történő átalakulásának, vagyis a ciklon elörvényesedésének folyamatát.

1. A hullám-állapot

A 141. ábra a ciklon »élettörténetét« mutatja be, Bjerknes és Solberg 1922. évi szinoptikus tapasztalatai alapján. A 141-*a* ábrán a szaggatott vonal a keleti hideg és a nyugati meleg áramlás között fekvő stacionárius főfrontot ábrázolja (a meleg levegő áramvonalát valamennyi ábrán kettős vonal tünteti fel). Az elmélet szerint az ilyen fronton keletkező hullámok gyorsak és keleti irányban mozognak. A következő, 141-*b* ábra a ciklon keletkezésének első stádiumát tünteti fel: a front hullámszerű deformálódást szenved, ami arra utal, hogy rajta ciklonhullám van kialakulóban. Az eredetileg két egyenesvonalú áramlást feltüntető egyszerű kép kissé megváltozik, a kialakulásban levő meleg nyelv csúcsánál nyomássüllyedés lép fel, amely még jelentéktelen. Ennek a rendellenességnek elülső részén a légnyomás süllyedni kezd (negatív nyomási tendenciák), a hátoldalán ezzel szemben emelkedő légnyomású terület alakul ki.

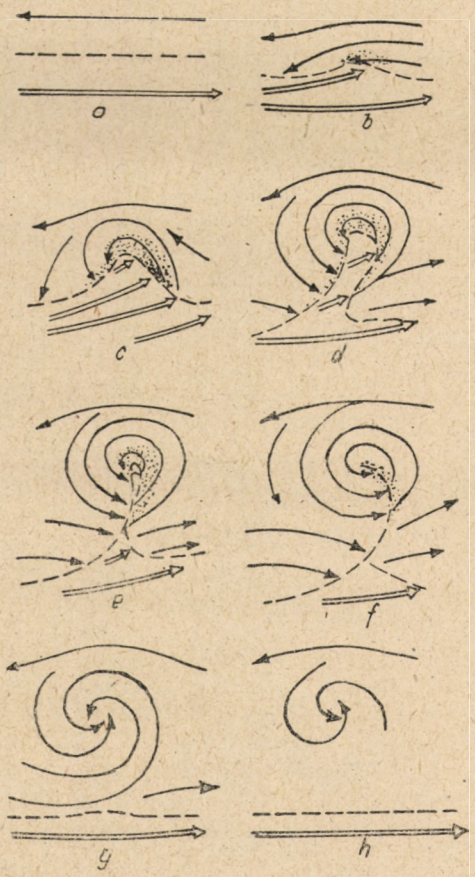
A front görbülete és az áramlás olyan, hogy a front a keletkező ciklonális rendellenesség elülső oldalán *meleg* jellegű, a hideg levegő itt távolodik a front vonalától. A légköri rendellenesség elülső részét kitöltő meleg levegőnek a frontra merőlegesen nagyobb a sebesség-komponense, mint a hideg levegőnek. Ezért a meleg front itt *felsikló* jellegű (anafront), amelyet széles prefrontális csapadéksáv jellemez.

A rendellenesség hátoldalán ezzel szemben hideg levegő nyomul a front felé délkeleti irányban, a meleg levegő viszont távolodik a fronttól. A főfront itt *hideg* jellegű. Ebben az esetben a hideg frontfelület fölött fekvő meleg levegő rendszerint gyorsabban mozog, mint a frontfelület alatt elterülő hideg levegő. Ezért a légköri rendellenesség kialakulási szakaszában létrejövő hideg

front nagyrészt *második típusu hideg front* és csak keskeny csapadékzónája van. A frontnak ez a jellege a hullám fejlődésével és a front sebességének növekedésével egyre nyilvánvalóbbá válik.

Ha a főfront mentén eredetileg csapadéksávot észleltek (amely vagy súrlódási konvergenciával, vagy azzal állt összefüggésben, hogy a front nem szigorúan stacionárius, hanem pl. teljes hosszúságában hideg jellegű volt), akkor a hullám fejlődése során ez a sáv a depresszió elülső részén kiszélesedik, a hátoldalán viszont összeszűkül.

Ha a hullám stabilis, akkor fejlődése a *b* stádiummal véget ér. A hullám rövidebb-hosszabb ideig megmaradhat és mint »sík«-hullám végigvonulhat a front mentén anélkül, hogy amplitudóját megnövelné. Ekkor a front egyes részei a hullám átvonulása során kissé elmozdulnak eredeti helyzetükből. A meleg nyelv csúcsánál kialakult nyomássüllyedés a hullám élettartama alatt nem mutat lényeges változást, a süllyedés a depresszió középpontjában csak néhány millibár, úgyhogy a térképen, ahol az izobárokat 5 mb-ként tüntetik fel, a süllyedés nem képez egyetlen zárt izobárt sem.



141. ábra. A frontális ciklon egymást követő fejlődési fokozatai. Az áramlási vonalak és csapadékos területek

2. *A fiatal ciklon*

Ha a hullám instabilis, akkor amplitudója az idővel növekszik. A meleg levegőnyelv mindinkább északra, az örvénylés hátoldalán fekvő hideg levegő pedig mind délebbre nyomul. Az áramlási vonalak az örvénylés területén ciklonális jellegűvé válnak, görbületük a meleg levegőben kisebb, a hidegben nagyobb (141-*c* ábra). Az örvénylésnek ebben a stádiumban jól fejlett *meleg szektora* van, amely a depresszió déli részén helyezkedik el és elülről a meleg, hátulról a hideg front határolja. A »sík-hullám« első szakaszában a meleg szektornak csak kezdetleges jellege volt.

A hullámszerű örvénylés fejlődése során a hideg front gyorsabban mozog, mint a meleg. Ezért a hullám alakja, vagyis a frontfelület hullámszerű hajlása az instabilis hullámban nem lesz szimmetrikus. Az instabilis hullámban mind a meleg, mind a hideg front kelet felé kiöblösödik. A meleg szektor csúcsa ezzel kapcsolatban mintegy hátrahajlást mutat.

A légnyomássüllyedés, amelynek középpontja a meleg szektor csúcsával esik össze, az örvénylés fejlődésével, vagyis amplitudójának növekedésével

együtt tovább folytatódik. Amikor az örvénylés eléri a *c* stádiumot, a légnyomás a depresszió középpontjában 10—20 mb-ral alacsonyabb, mint a folyamat kezdetén volt.

Ezzel egyidejűleg a nyomássüllyedés a légkör egyre magasabban fekvő rétegeire is kiterjed.

A hullám amplitudója növekedésének és a légnyomási depresszió kimélyülésének leírt stádiumában az örvénylést tipikus meleg szektor jellemzi, ekkor *fiatal ciklonnak* nevezzük az örvénylést.

A ciklon fiatal stádiuma addig tart, amíg a ciklon meleg szektora a Föld felszínén marad.

Megjegyzendő, hogy mind a síkhullámstádiumban, mind a fiatal ciklonstádiumban a meleg és hideg front az örvénylés területén *állandó összefüggésben* van egymással. A ciklonban tehát két, hullámszerűen hajlott főfrontfelület alakul ki.

Az örvénylés amplitudójának növekedésével egyidejűleg a meleg szektor csúcsa mind északabbra tolódik. A ciklon nyomás-centruma azonban, mint már mondottuk, a meleg szektor csúcsával esik egybe. Ezért a fejlődésnek ebben a stádiumában a ciklon centrumának mozgása nem egyenesen nyugat, hanem valamivel északabbra fog irányulni. A szinoptikus tapasztalat azt mutatja, hogy a fiatal ciklon a saját meleg szektorában a gradiens-áramlás (izobár) irányában helyeződik át. A fiatal ciklon áthelyeződésének sebessége kisebb, mint a stabilis hullám sebessége, azonban még mindig elég jelentős, 40—50 km/óra nagyságrendű.

3. Az okklúzió

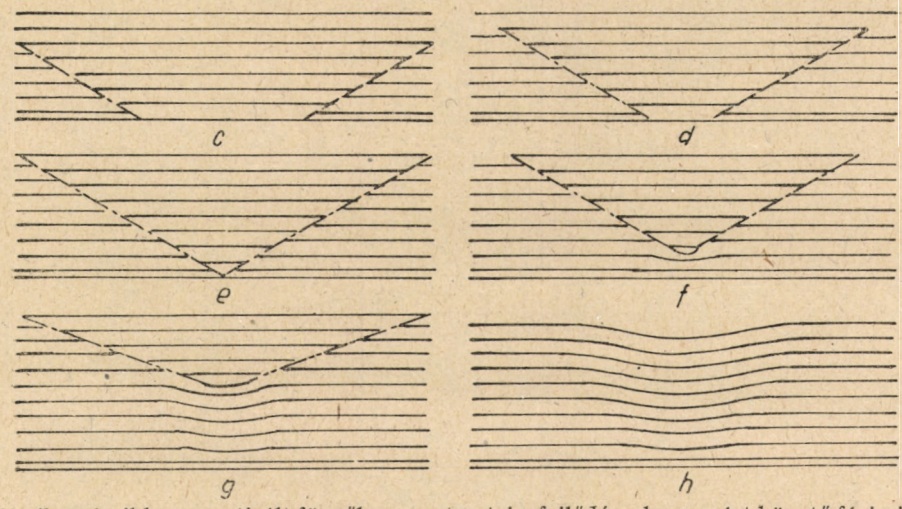
A fiatal ciklon-stádium a ciklon fejlődésének csak rövid ideig tartó szakasza, rendszerint nem tart tovább egy napnál. Az amplitudó növekedésével és a meleg levegő csúcsának egyre északabbra történő előrenyomulásával a ciklon meleg szektora összeszűkül. A leszálló mozgás és a hideg levegőnek a ciklon hátoldalán bekövetkező szétfolyása következtében a hideg front fokozatosan utóléri a lassabban mozgó meleg frontot, a hideg levegő egyre nagyobb területen terül széjjel a meleg szektor rovására, mint a 141-*d* ábra mutatja. Végül bekövetkezik az az idő, amikor a ciklon meleg és hideg frontja felzáródik (141-*f* ábra). A ciklon belső területén már nem marad meg a meleg levegő a földfelszínen, hanem felszorul a magasabb rétegekbe. A hőmérséklet eloszlása a ciklon alsóbb rétegeiben többé-kevésbbé szimmetrikus jellegűvé válik.

Ezt a folyamatot a ciklon *okklúziójának* nevezzük. Az örvénylés *f*-stádiumát okkludált ciklonnak, magát az egyesült hideg és meleg frontot *okklúziós frontnak* nevezzük, néha mind az egyiket, mind a másikat, röviden okklúziónak nevezik. Röviddel a bárikus depresszió okkludálása után a nyomássüllyedés a földfelszínen eléri a legnagyobb értéket és függőlegesen a sztratoszféráig hatol fel. A tropopauza magassága a ciklon fölött, a ciklon fejlettségének megfelelően lesüllyed és különösen az okkludálás után ér el alacsony értékeket (6—7 km), a sztratoszféra alsóbb rétegeinek hőmérséklete ennek megfelelően növekszik.

A szélerősség és következőleg a kinetikai energia a ciklonban közvetlenül az okkudálás beállta után éri el a maximumát. Az okklúzió azonban *fordulópontot* jelent a ciklon fejlődésében. Az okkludált ciklon bárikus depressziója

a következőkben feltöltődik, a szél sebessége lecsökken és az örvénylés rendszerint hamarosan megszűnik. Ezen általános szabály alóli kivételeket a továbbiakban vizsgáljuk meg.

Ha a front záródása, mint ez a 141-*e* ábrán található, nem a ciklon középpontjában, hanem annak peremén kezdődik meg, akkor az okklúziónak ezt az első stádiumát *szeklúziónak* nevezzük. A szeklúzió nem szükséges mozzanat a ciklon fejlődésében. Az esetek túlnyomó többségében az okklúzió a ciklon középpontjában kezdődik meg, ahol a frontok közötti távolság a legkisebb, majd a meleg és hideg front összezáródása fokozatosan tovább folytatódik a ciklon pereme felé.



142. ábra. A ciklon sematizált függőleges metszetei a fejlődésnek egymást követő fázisaiban

Hogy a ciklon fejlődése során a hideg levegő hogyan szorítja ki a meleget, azt vertikális metszetben, vázlatosan a 142. ábra mutatja be, ahol a folytonos vonalak az izoterma felületeket, a szaggatott vonalak a frontfelületeket ábrázolják.

A 142. ábra rajzai a fentebb idézett ciklonfejlődési vázlat *c-h* stádiumainak felelnek meg. Ajánljuk az olvasónak, hogy hasonlítsa össze a 142. ábra vertikális metszetét a 159. ábrán feltüntetett fiatal ciklon tényleges hőmérsékleti eloszlásával.

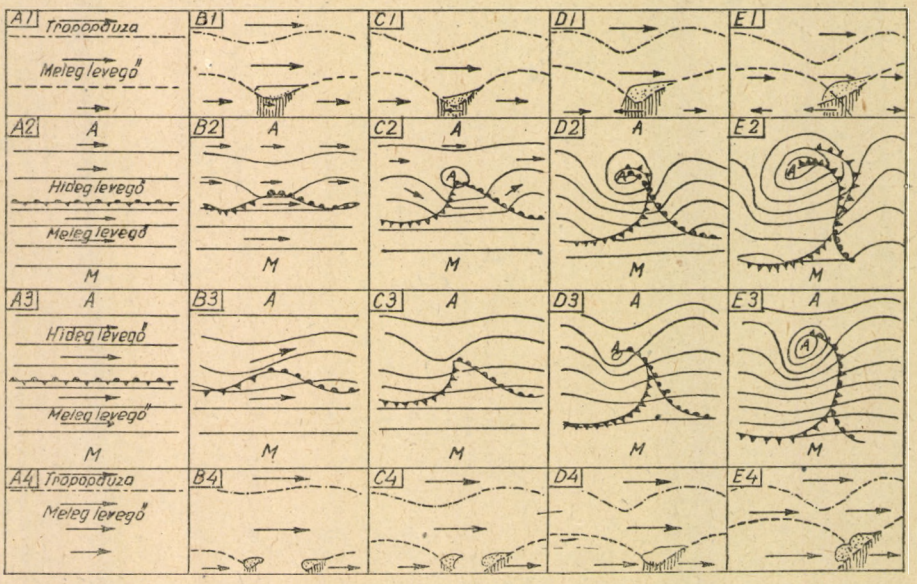
4. A vázlatok általánosítása

Az előzők során mindenütt meleg és hideg levegőről és főfrontról beszéltünk és a földrajzi meghatározást mellőztük. Ha a meleg levegőt trópusival, a hideget polárissal azonosítjuk, akkor a *polár* fronton bekövetkező ciklonképződéssel állunk szemben. Ha a meleg levegőt polárissal, a hideget arktikussal azonosítjuk, akkor az *arktikus* fronton végbemenő ciklonképződéssel van dolgunk. A folyamat lényege azonban mindkét esetben egy és ugyanaz.

Ha a hideg áramlás nem keletről nyugat felé, hanem nyugatról kelet felé irányul (kisebb sebességgel, mint a meleg), ez sem jelent semmiféle elvi változást. Az első — hullám — stádiumban az áramlás általános képe kissé más lesz ugyan, mint ez a 137. ábrából látható, a ciklon cirkulációjának

fejlődése azonban a későbbi stádiumok során mindkét esetben azonos áramlási képet ad. A 143. ábrán mindkét áramlás nyugati irányú. Az áramlási vonalak ezen az ábrán hiányoznak ugyan, az izobárok azonban teljes elképzelést nyujtanak az áramlásról.

Nagyon ritka esetben *C* típusú, vagyis lassú mozgású frontális hullámokból keletkező ciklonok is megfigyelhetők. Az ilyen típusú hullámok általában ritkák és nagyon stabilisak.



143. ábra. A frontális ciklon fejlődése Bergeron és Petterssen szerint

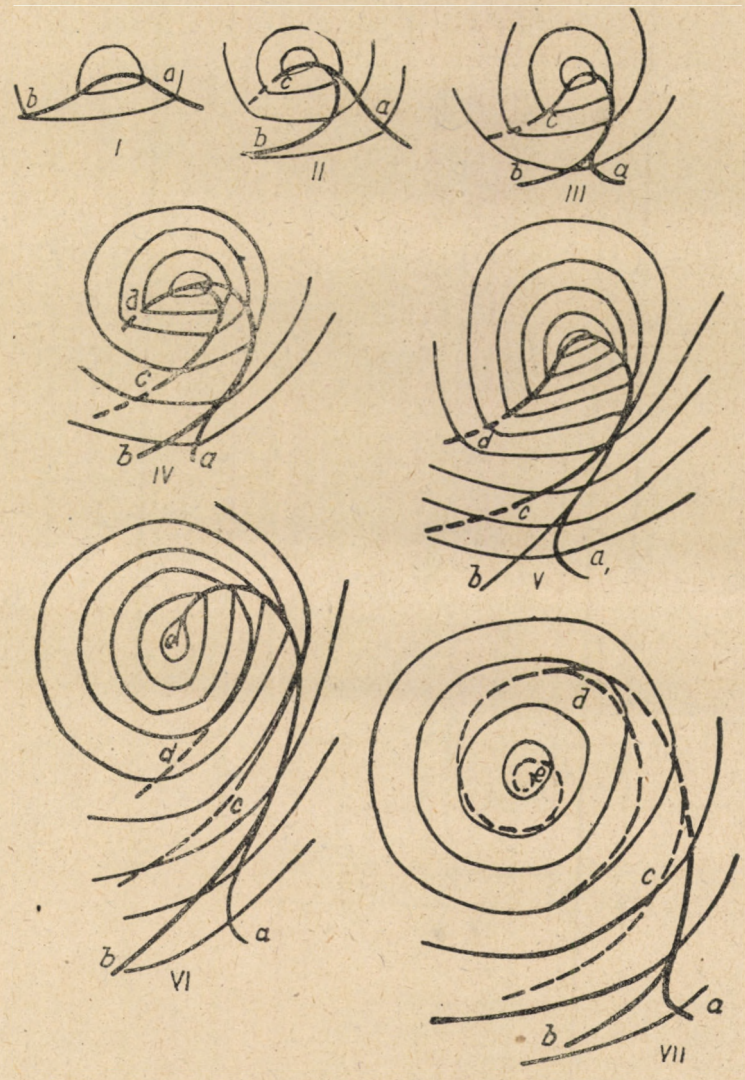
Felső sor: nyugat-keleti függőleges metszet a középponttól északra. Második sor: izobárok és frontok a földfelszínen. Harmadik sor: földfelszíni frontok és a hideg levegő feletti izobárok. Alsó sor: függőleges nyugat-keleti metszet a középponttól délre

Az idézett ábrákon a fő front nyugat-keleti irányú, amint ez nagyon gyakran meg is figyelhető. A front azonban bármilyen irányú lehet, ez a dolog lényegén semmit sem változtat, a fontos csak az, hogy a fronthoz viszonyítva milyen az áramláseloszlás. Előfordulhat pl., hogy a front észak-déli irányú, melynek nyugati oldalán van a hideg levegő, az áramlás pedig a front mindkét oldalán déli.

5. A ciklon másodlagos termikus aszimmetriája A hátrahajló okklúzió

Az előzőek alapján arra a következtetésre juthatunk, hogy a ciklon életképessége és a meleg szektora által előidézett hőmérsékletkülönbség között szerves összefüggés áll fenn. Az olyan okkludált ciklon, amelyben a meleg szektor már nincs meg, többé-kevésbbé gyorsan kitöltődik. Tehát azt mondhatjuk, hogy a ciklon kinematikai energiáját azon légtömegek horizontális hőmérsékleteinek különbségéből meríti, amelyek között létrejött. Pontosabban, ez a hőmérsékleti különbség fejezi ki azt a *labilitási* energiát, amely a ciklon fejlődésének folyamán kinetikai energiává alakul. A ciklonban végbemenő energiaátalakulásról a következő fejezetben lesz részletesebben szó. Egyelőre

csak azt jegyezzük meg, hogy *az a ciklon életképes, amelyen belül horizontális irányban hőmérsékleti aszimmetria van. Amikor az okklúzió eredményeképpen szimmetrikus hőmérsékleti eloszlás alakul ki, a ciklon kitöltődik.* Gyakran azonban az okklúzió után is marad bizonyos »*másodlagos*« *hőmérsékleti aszimmetria* a ciklonban, amely az okklúziós front előtt és mögött fekvő hideg levegő

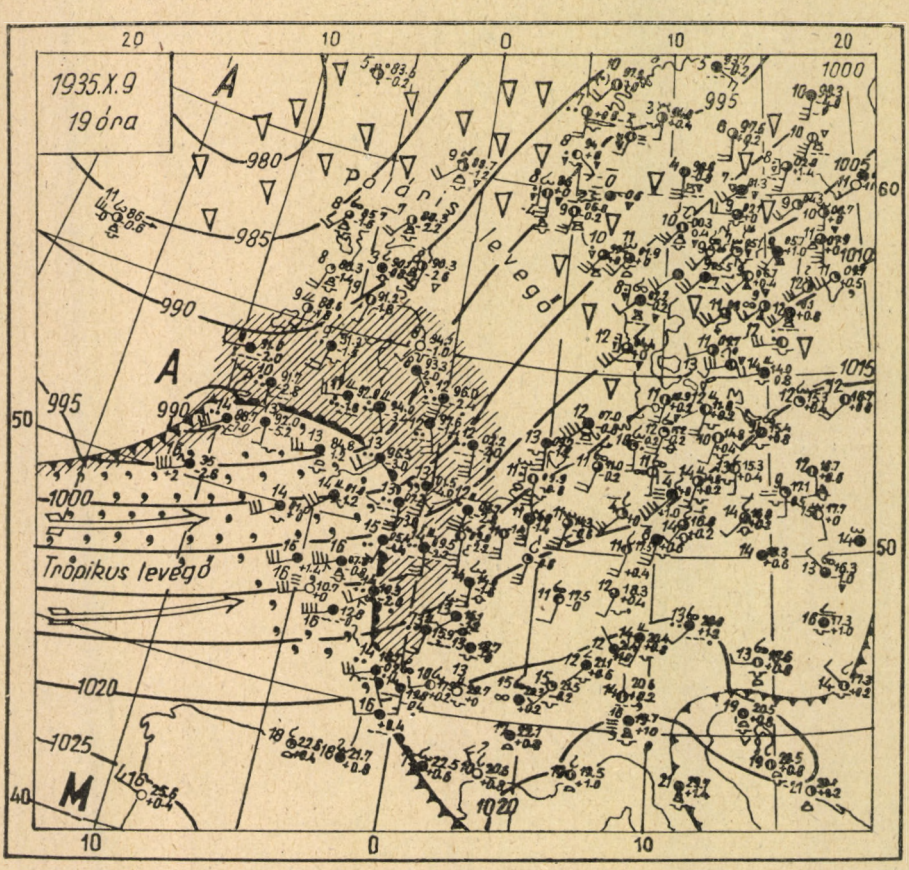


144. ábra. A ciklon fejlődése ismételt okklúzió esetén
a — meleg front, b — hideg front, c, d, e — okklúziós frontok

hőmérsékletkülönbségének következménye. Ennek az aszimmetriának a rovására a ciklon tovább mélyülhet az okklúzió után is.

Ez a folyamat különösen olyan esetekben fejlődik jól ki, amikor a ciklon hátoldalán fekvő hideg levegő melegebb, mint az elülső oldalán lévő.

Ez gyakori eset Európában télen, amikor az okkludált ciklonban az okklúziós front előtt lehült kontinentális poláris levegő, az okklúziós front mögött, nyugatra pedig meleg tengeri poláris levegő fekszik. Az okklúzió után a ciklon nyomáscentruma az okklúziós front mentén tovább mozog (a fronttól »elszakadni« természetesen nem tud). Az okklúziós front mind nagyobb és nagyobb darabja kerül át a ciklon hátoldalára. A ciklon hátoldalán uralkodó szelek a frontot délkeleti irányba tolják el, így jön létre az úgynevezett *hátrahajló*



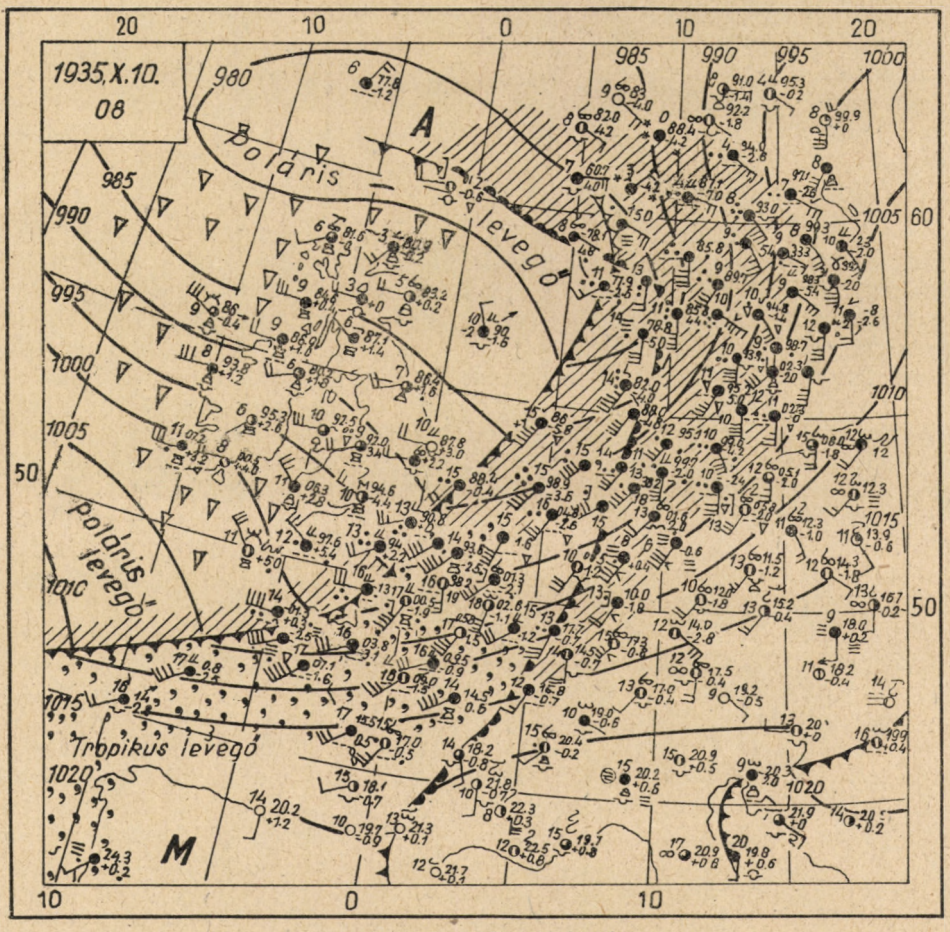
145. ábra. Fiatal ciklon

okklúzió. A hátrahajló okklúziós front mögött a levegő már északi, északkeleti irányú széllel áramlik, tehát sokkal hidegebb. Ennek eredményeképpen az okklúziós front főrésze és hátrahajlott része között *ál-meleg szektor* alakul ki. Ezt a folyamatot a 144. ábra tünteti fel. A továbbiak során már a meleg poláris levegő is ki fog szorulni a földfelszínről. A ciklon mindaddig mélyül, amíg másodlagos okklúzió nem jön létre: az okklúziós front hátrahajlott része végül utóléri a meg nem hajlott frontot, vele egyesül, ennek folytán még bonyolultabb frontrendszer alakul ki.

Ha a másodlagos okklúzió után a hőmérsékleti eloszlás a ciklonban még mindig nem elég egyenletes, akkor hasonló folyamat ismétlődhet meg (144.

ábra). Ennek eredményeképpen a nyomássüllyedés tovább folytatódik, a középpontban gyakran a 650—670 mb-t is eléri és a sebessége megnövekszik. A frontok az ilyen depresszióban fokozatosan feloszlanak és hosszabb-rövidebb idő mulva a ciklon a kitöltődés stádiumába lép.

Megjegyezzük azonban, hogy a másodlagos hőmérsékleti aszimmetria a leírt ál-meleg szektor kialakulása nélkül is meghosszabbíthatja a ciklon



146. ábra. Az okklúzió kezdete

életét. Ehhez általában elegendő, ha az okklúziós front egyik oldalán a levegő lényegesen melegebb, mint a másik oldalán.

A ciklon élettartamának meghosszabbodása és a másodlagos termikus aszimmetria folytán történő megerősödése fontos szerepet játszik a nagy, vertikális kiterjedésű, mély és lassan mozgó, úgynevezett *központi ciklonok* képződésében. Ezzel a következőkben fogunk foglalkozni.

A 145. és 146. ábrák fiatal ciklonok okkludálódási folyamatait mutatja be 1935. október 9- és 10-én.

6. Nagy hevességű ciklonok kifejlődésének feltételei

Olyan esetekben, amikor a ciklonképződés folyamatában a két alaptípusú *TM* és *PM* légtömeg mellett még *AM* levegő is jelen van, nagyon erős ciklonok fejlődnek ki, melyeket viharos erősségű szél kísér. Ha a polárfronton képződött ciklon az arktikus front közelébe jut, akkor az arktikus levegő beáramlik a ciklon területére és nagyobb hőmérsékleti ellentétet idéz elő, tehát megnöveli a ciklon kinetikai energiáját. Ilyen esetekben a ciklonok erősen kimélyülnek, nagy gradiens, tehát erős szél lép fel és nagyon éles izallobárikus mező alakul ki bennük. Az európai szárazföld fölött ritkák az ilyen esetek, leginkább tavasszal és ősszel fordulnak elő. Sokkal gyakoribbak az ilyen »viharciklonok« az Atlanti-óceán felett, különösen a Hatteras-foktól délkeletre.

7. A ciklon újjáéledése

A ciklon fentebb leírt okklúzió utáni fejlődése magából a ciklon mechanizmusából eredő okokkal magyarázható. Éttől a másodlagos hőmérsékleti aszimmetriából eredő fejlődéstől meg kell különböztetni a ciklon *újjáéledését*, vagyis a *már feltöltődött* ciklonnak valamilyen rajta kívül álló ok folytán bekövetkező *megújhodását*. Az újjáéledés leggyakoribb oka az, hogy a ciklon területén »oldalról« történő hideg betörés következtében *újból hőmérséklet-különbség alakul ki*. Ez rendszerint akkor fordul elő, amikor a poláris fronton keletkezett és feltöltődött ciklon az arktikus front közelébe kerül.

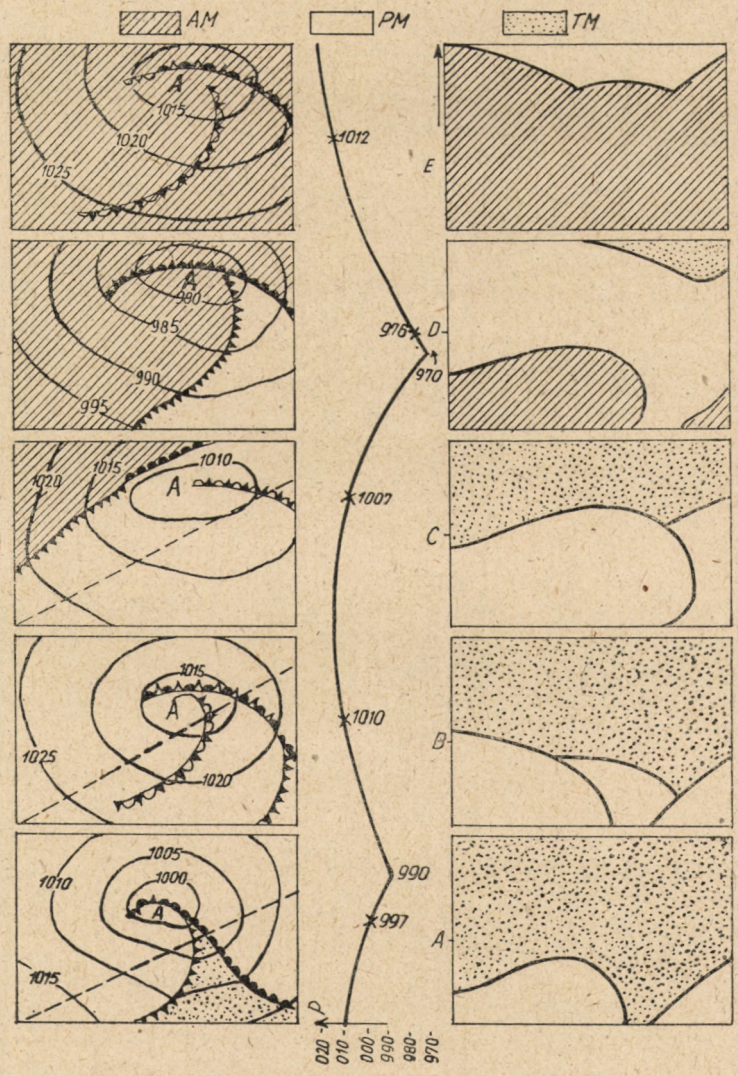
Rükacsev azt találta, hogy az Ural gerincén nyugatról áthaladó depressziók kimélyülnek és mozgási sebességük megnövekszik. Ugyanakkor a légnyomási változékonyság az Uraltól keletre nagyobb, mint nyugatra. Valószínű, hogy mindkét jelenség a polár fronton képződött ciklonok Ural mögötti újjáéledésével van kapcsolatban, amelyek a Kara-tenger felől Nyugat-Szibériába friss artikus levegőt szállítanak.

Az okkludált ciklon területére ebben az esetben hideg légtömeg kerül, úgyhogy a ciklont kitöltő előző hideg levegő ehhez viszonyítva már meleg. A ciklonban ennek folytán új meleg szektor alakul ki, amely kinetikai energiaképződéssel jár.

A 147. ábra (Moese és Schinze szerint) az ilyen típusú regenerálódásnak néhány stádiumát mutatja be, vízszintes és függőleges metszetben. (*A-E* alulról felfelé). Az *A* stádiumban csak azt látjuk, hogy a polár-fronton létrejött ciklon okklúzió előtt áll; a poláris levegőt az ábrán fehér, a trópusi levegőt pontozott rész tünteti fel. Az ábra jobboldali részében feltüntetett függőleges metszetek mindegyike a vízszintes ábrázoláson látható szaggatott vonal mentén készült. A *B* stádiumban a ciklon már feltöltődik, a légnyomás a középpontban eléri az 1010 mb-t, akkor, amikor a legfejlettebb állapotban 990 mb volt (lásd a ciklon középpontjának nyomásváltozását ábrázoló görbét.) Ennek a stádiumnak függőleges metszete szemléltetően mutatja a hajlott okklúzió szerkezetét.

A *C* stádiumban az örvénylés megközelíti az arktikus frontot (az arktikus levegőt az ábrán bevonalkázott rész tünteti fel). Az arktikus front behatol az örvénylés hátoldalába és a *D* stádiumban már azt látjuk, hogy a ciklon az *A* stádiumhoz hasonló szerkezetűvé válik. Most azonban a ciklon meleg szektorát már poláris levegő tölti ki és a ciklon lényegében mint az arktikus fronton létrejött örvénylés jelenik meg. Az előzmények alapján azonban tudjuk, hogy ez nem az arktikus fronton létrejött önálló örvénylésnek az eredménye,

hanem annak következménye, hogy a poláris fronton kialakult örvénylés az arktikus frontra tolódott el. Ez a folyamat mint az arktikus fronton kialakuló új örvénylés impulzusa fogható fel, amelyet a feltöltődött poláris frontú ciklon idézett elő.

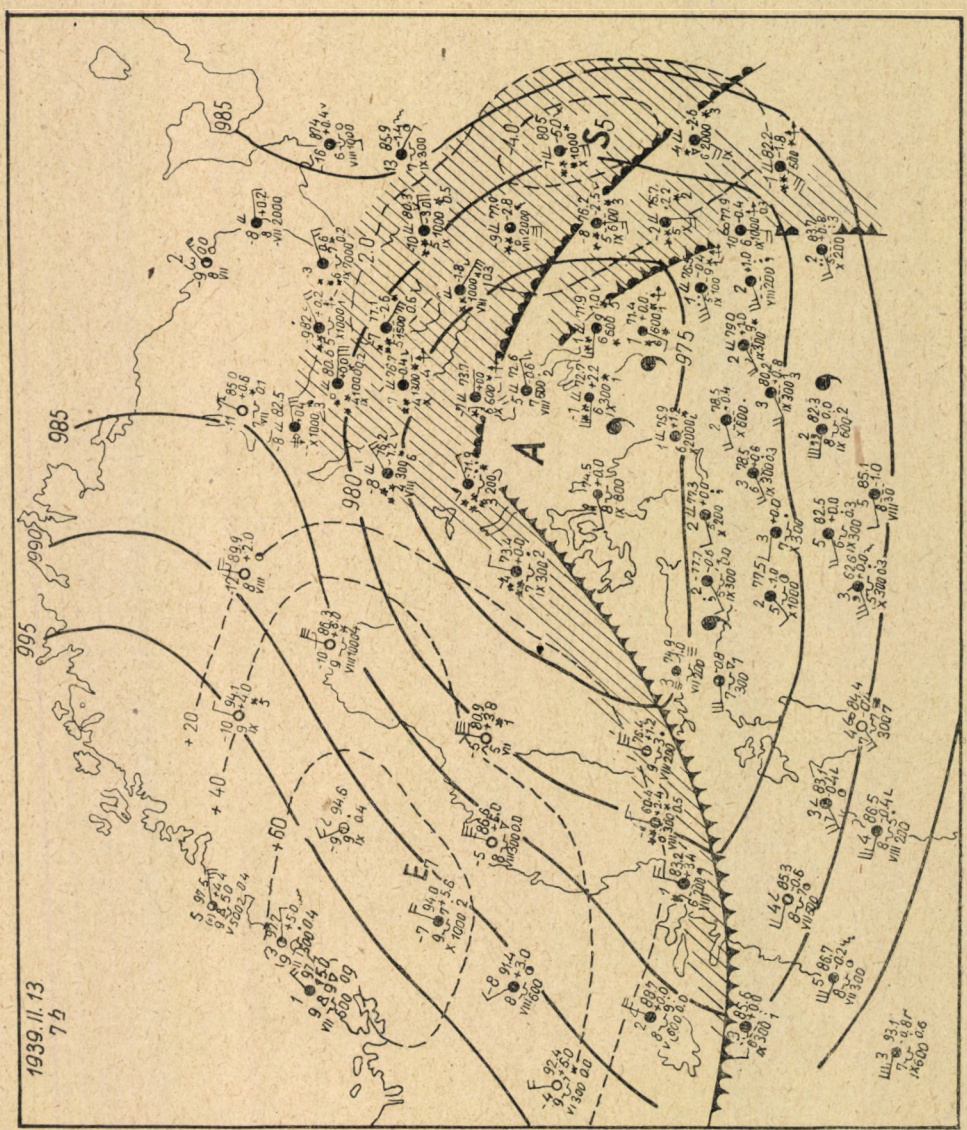


147. ábra. A ciklon regenerálódásának szkémája

Balra : szinoptikus térkép, középen : a légnyomás menete a ciklon középpontjában, jobbra : a szaggatott vonal menti függőleges metszet

Az újjáéledés folytán a légnyomás a depressziók középpontjában ismét 970 mb-ig csökken. Végül az *E* stádiumban újabb okklúzió jön létre, amelynek eredményeképpen a ciklon egész területét arktikus levegő tölti ki és a depresszió újból feltöltődik.

Néha olyan esetben is megfigyelhető a ciklon újjáéledése, amikor a területére melegebb levegő hatol be. Így pl. 1933. szeptember 22-én érdekes ciklonújjáéledés jött létre, amikor a ciklon területére hűvös trópusi levegő tört be. A ciklon útja a regenerálódásig rendkívüli volt : a Krimi-félszigettől, a meleg szektorban uralkodó délkeleti áramlás mellett, a ciklon szeptember 19-én reggeltől 22-én reggelig áthaladt Kieven, Kőnigsbergen, Warnemünden, Magdeburgon és eljutott a Duna felső folyásáig. Itt már a feltöltődés állapotába



148. ábra. Az arktikus fronton újjáéledő polárfrontú ciklon. Figyelemreméltó a nagy depresszió melletti széles meleg szektor

jutott, amikor 22-én a Földközi-tenger felől a Lombardiai-alföld felett elterülő depresszió meleg frontjával trópusi levegő jutott be az eredeti ciklon területére (a lombardiai depresszió ugyanezen a napon keletkezett az Alpokban a poláris frontú ciklonok okklúziós frontjára való hatása folytán). A ciklon 5 mb-val mélyült és a meleg szektor áramlásának megfelelően nagyon gyorsan észak felé vonult.

Az energia átalakulásának útját a leírt típusú regenerálódás esetében az 52. §-ban, a kialakuló ciklon energiaátalakulásának általános mechanizmusával együtt tárgyaljuk. A fiatal és megújuló ciklon között ebben a tekintetben nincs elvi különbség.

Az analízisnél néha hibásan értelmezik a ciklon újjáéledését. Megjegyezzük, hogy a fiatal ciklon középpontjában a légnyomás a ciklon peremén vagy az adott körzetben a ciklon létrejöttéig uralkodó nyomáshoz képest ritkán mutat 20 mb-nál nagyobb eltérést. Az újjáéledő ciklon ezzel szemben lényegesen nagyobb mélységű lehet (148. ábra).

A központi ciklonok alkalmazásában, melyekről fentebb már megemlékeztünk és a továbbiakban részletesebben szólunk, az újjáéledés is szerepet játszik.

Utalunk még arra, hogy a nyomási mező a két ciklonális örvénylés közeledése és *egyesülése* folytán is kimélyülhet; az egyesülés eredményeképpen a megelőzőknél sokkal mélyebb depresszió alakulhat ki. Különösen akkor fordul ez elő, amikor a már okkludálódott, feltöltődött ciklon ugyanannak a cikloncsaládnak egy következő, de még életképtelen tagjával egyesül.

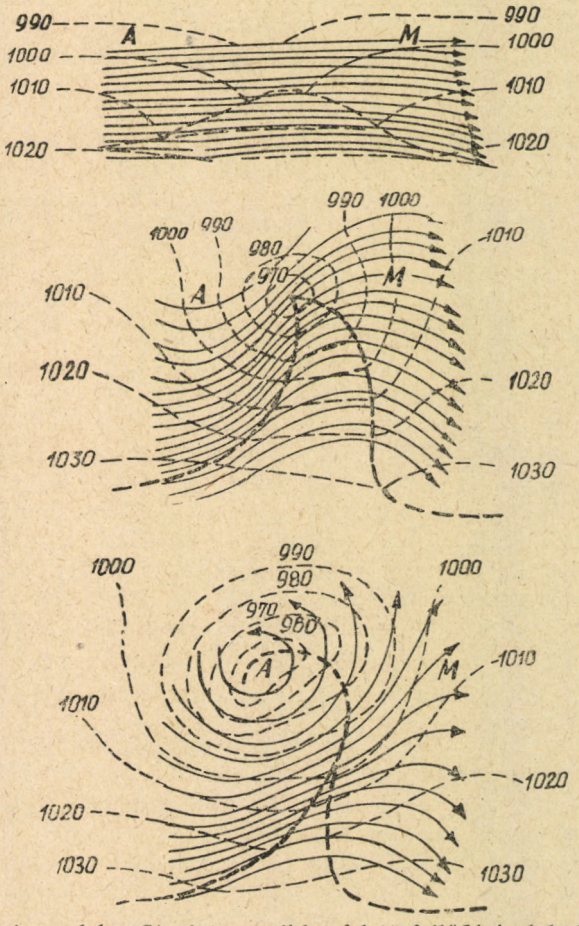
A másodlagos kimélyülés végül összefüggésben lehet *a súrlódási feltételek változásával* is. Ha pl. a ciklon a szárazföldről a tenger fölé ér, a ciklon levegőjében a súrlódás kisebb lesz. Ennek következtében a szél megerősödik és megközelíti az izobárok irányát, ami lényegesen csökkenti a levegő beáramlását a ciklon középpontja felé az alsó rétegekben. Ezért a már kitöltődő ciklon egyideig még változatlan maradhat, vagy tovább mélyülhet.

8. A ciklon magassága. A tropopauza a ciklonok fölött

A ciklon magassága (függőleges kiterjedése) fejlődésének és ezzel együtt termikus szerkezetének megfelelően változik. A fejlődés kezdetén, a hullámstádiumban, az örvénylés nyomási és kinematikai mezeje annyira gyengén fejlett, hogy terminológiánk szerint *alacsonynak mondható* (lásd 24. §). Az 500 mb-os felület izohipszái a hullám fölött semmiféle elhajlást nem mutatnak: az AT_{500} abszolút izohipszái nagyrészt nyugatról kelet felé irányulnak, megegyezésben az RT_{1000}^{500} relatív izohipszáival, a nyomási és hőmérsékleti gradiens pedig az örvénylés fölött délről észak felé irányul.

A termikusan aszimmetrikus *fiatal ciklont* a hullámszerű örvényléstől mély depresszió és a hőmérsékleti eloszlás aszimmetriája különbözteti meg. A ciklonban most egy meleg, elülső és egy hideg, hátoldali részt különböztetünk meg, a meleg és a hideg nyelvet. A meleg nyelv nem korlátozódik csupán a földfelszíni meleg szektorra, hanem a meleg levegő a meleg front felülete fölötti légoszlopban is túlsúlyban lesz ott, ahol a frontfelület nem túl magas. A hőmérsékleti aszimmetriával kapcsolatban bizonyos mélység mellett a fiatal ciklont — terminológiánk szerint — *közepes* nyomási rendszer jellemzi: izobárjai (izohipszái) a magassággal széjjelválnak ugyan, de nem lesznek egyenesvonalúak. Az AT_{500} térképen az izohipszák teknőszerű jelleget mutat-

nak (lásd a 24. §-ban ábrázolt térképet). Ez a teknő a hőmérsékleti gradiensnek megfelelően nyugati vagy északnyugati irányba tolódik. A magaslégköri légnyomási teknő az RT^{500}_{1000} térképen látható hideg nyelvvel esik össze. Az *okklúzió* folytán a ciklon sokkal szimmetrikusabb hőmérsékleti eloszlást mutat és *nagy magasságig* hideg levegő tölti meg. Ez azt jelenti, hogy a ciklon maga ciklonná válik. Tengelye kiegyenesedik, de az AT_{500} térképen, sőt még maga-



149. ábra. Áramlási vonalak a *Ci* szinten a ciklon felett, fejlődésének különböző szakaszaiban

Felül: megújúló hullám, középen: fiatal ciklon, alul: okkludált ciklon. A szaggatott vonalak a földfelszíni izobárokat jelentik

sabb izobárfelületeken is zárt izohipszák jellemzik. Különösen nagy magasságúak a középponti ciklonok. Ezek a szabad légkörben még élesebben kifejezésre jutnak, mint a földfelszínen.

A 149. ábra (Palmén szerint) tapasztalati adatok alapján szemlélteti az »alacsony« ciklon »magas« ciklonná történő átalakulását. A szaggatott vonalak a földfelszíni izobárokat, a folytonosak a fátyolfelhők szintjében az áramlási vonalakat jelentik, melyek ebben a szintben rendszerint egybe-

esnek az izobárokkal. A vastag szaggatott vonalak a frontok helyzetét mutatják a földfelszínen.

A felső ábra egy még el nem örvényesedett frontális hullámot tüntet fel. Az áramlási vonalak a *Ci* szintben megőrzik zavartalan, nyugati-keleti irányukat. A *Ci* mozgási iránya ebben a stádiumban nyilván megegyezik a hullám mozgásának irányával. A középső ábra a fiatal ciklon földfelszíni meleg szektorát tünteti fel. Az áramlási vonalak a *Ci* szinten ebben a stádiumban jelentős eltérést mutatnak, bár zárt ciklonális izobárok a felső troposzférában még nincsenek. Itt jegyezzük meg, hogy a legkisebb nyomás a ciklon területén a *Ci* szinten é-zaknyugatra fekszik a ciklon földfelszíni középpontjától. Ez azt jelenti, hogy a ciklon tengelye a hideg levegő felé hajlik, mint azt a 24. §-ban láttuk. A meleg szektor fölött a *Ci*-szinten az áramlási vonalak még anticiklonális görbületűek, ami a tropopauza magasságában nagynyomású gerinc jelenlétére mutat. Az áramlási vonalak irányából az tűnik ki, hogy az első *Ci* felhők a meleg front előtt nem a ciklon mozgásának irányában (vagyis a meleg szektor izobárjainak irányában) mozognak, hanem attól jobbra térnek el.

Az okklúzió stádiumában (alsó ábra) az örvénylés a felső troposzférában már annyira fejlett, hogy a *Ci*-szinten is zárt, ciklonális izobárokat találunk. A depresszió középpontja a *Ci*-szinten most már csaknem egybeesik az örvénylés alsó középpontjával, vagyis a ciklon tengelye meredek lesz.

Tehát a frontfelület mentén, az alsó troposzférában létrejövő áramlási zavar idővel továbbterjed a magasabban fekvő rétegekre is.

A ciklon függőleges kiterjedésének növekedésével lényeges változás következik be a fölötte lévő *sztratoszféra hőmérsékleti viszonyaiban* is. A tropopauza a ciklon elülső (meleg) része fölött felemelkedik, a hátoldali (hideg) része fölött lesüllyed, a magaslégköri bemélyedésnek a fiatal ciklon fölött alacsony tropopauza felel meg. Okklúzió után a tropopauza a ciklon középponti része fölött tölcséralakú, de már szimmetrikus és magas lesz ; egyébként 7—6 km-ig vagy még ennél alacsonyabbra is lesüllyedhet. Hőmérséklete ebben az esetben lényegesen magasabb lesz, ami érthető is, mivel a troposzférikus hőmérsékletsüllyedés kisebb magasságot érint. Tehát a kisnyomás a magas ciklon légoszlopában meleg sztratoszférával van kapcsolatban.

A tropopauza és sztratoszféra részletesebb vizsgálata a ciklonok és anticiklonokban a 18. §-ban található meg.

9. *A ciklontevékenység eredménye*

Milyen lényeges változást jelent a légkörben a ciklonok tevékenysége? A meleg levegő a főfront déli oldalán eredeti helyéről messze északra helyeződik át a felsőbb légrétegekben. Ezzel szemben a ciklon hátoldalán hatalmas hideg légtömegek áramlanak dél felé. A főfront okklúzió utáni újabb helyzetét a 141—*f*, *g*, *h* (vagy a 143—*D*, *E*) ábra tünteti fel, ahol a főfront sokkal délebbre fekszik, mint eredetileg a 141—*b*, *c* (vagy a 143—*A*—*B*) ábrákon. Tehát a ciklontevékenység szerepe abban áll, hogy az eredetileg egymással párhuzamosan, a szélességi körök irányában áramló légtömegek *délkörmenti mozgási összetevőt nyernek és más szélességekre helyeződnek át.* A távolság nagyságrendje néhány szélességi fok. A főfronton létrejövő ciklonszéria tehát nem más, mint *a szélességek közötti levegőcsere végrehajtása*, mely jellemző a mérsékelt öv általános cirkulációjára. A továbbiakban erről a kérdésről részletesebben beszélünk.

51. §. Légnyomásváltozás a ciklonban

Az előzőekben úgy ismerkedtünk meg a ciklon fejlődésével, hogy az a légtömegek és frontok között, valamint a légnyomási mezőben rendellenességet jelent.

Most vizsgáljuk meg a légnyomás változását, vagyis a ciklon *izallobárikus mezejét.* A ciklon izallobárikus mezeje analízisének a szinoptikai gyakorlatban nagy jelentősége van.

A ciklon izallobárikus mezejét, vagyis a helyi légnyomásváltozások mezejét a gyakorlatban a nyomási tendenciák eloszlásának alapján pontosan meghatározhatjuk. A három órai időköz a ciklon átlagos élettartamához viszonyítva nem nagy, ezért a légnyomási tendencia a $\frac{\partial p}{\partial t}$ differenciálhányadossal azonosítható.

1. A helyi légnyomásváltozás egyenlete

A 31. §-ban a baroklin légkör hidrodinamikai elméletének alapján formulákat kaptunk a légnyomás és hőmérséklet megváltozására. Ezeket a formulákat itt átalakítjuk, hogy alkalmasak legyenek a fizikai szemléltetésre.

Előzőleg azonban idézzük azt a módszert, hogyan lehet a Θ függvény értékéről $\bar{\Theta}$ értékre áttérni, melyet közvetlenül az aerológiai térképek segítségével határozunk meg. A 31. §-ban már beszéltünk arról, hogy a $\Theta\,(x, y)$ mezőnek a H magasságban (3—4 km) vett $p_H\,(x, y)$ légnyomási mező felel meg. Nyilvánvaló, hogy ez a mező a H magasság körüli izobárfelület topográfiájának segítségével állítható elő. Kimutatjuk, hogy milyen összefüggés van a Θ és a H magasságú izobárfelület koordináta-tengelyek szerint vett differenciálhányadosai között.

Differenciáljuk a 31. § (20) egyenlőségét pl. x szerint:

$$\frac{\partial \Theta}{\partial x} = \beta \frac{\partial p_0}{\partial x} + \alpha \frac{\partial T_0}{\partial x}.$$

Másrészt ugyanezen paragrafus barometrikus (14) formuláját differenciálva:

$$\frac{1}{\varrho_H}\frac{\partial p_H}{\partial x} = \frac{RT_H}{p_0}\frac{\partial p_0}{\partial x} + \frac{gH}{T_0}\frac{\partial T_0}{\partial x}.$$

Hasonló formulákat kapunk az y szerinti differenciálással is. Tekintettel arra, hogy mindkét idézett formula jobboldala hasonló alakú, az elsőt szorozzuk meg egy egyelőre határozatlan m szorzóval, majd tegyük a két formulát egyenlővé. Ekkor

$$m\frac{\partial \Theta}{\partial x} = \frac{1}{\varrho_H}\frac{\partial p_H}{\partial x};$$

$$m\beta\frac{\partial p_0}{\partial x} = \frac{RT_H}{p_0}\frac{\partial p_0}{\partial x};$$

$$m\alpha\frac{\partial T_0}{\partial x} = \frac{gH}{T_0}\frac{\partial T_0}{\partial x}.$$

A két utolsó egyenletből:

$$m = \frac{RT_H}{\beta p_0}, \qquad H = \frac{\alpha T_0}{g\beta\varrho_0 + \alpha\gamma}.$$

Az utolsó formulával a III. fejezetben már találkoztunk. m kiszámított értékét felhasználva

$$\frac{\partial \Theta}{\partial x} = \frac{1}{l\varrho_H}\frac{T_s}{T_H}\frac{\partial p_H}{\partial x};$$

és mivel

$$\frac{\partial p_H}{\partial x} = g\,\varrho_H \frac{\partial H}{\partial x},$$

ezért

$$\frac{\partial \Theta}{\partial x} = \frac{g}{l}\frac{T_s}{T_H}\frac{\partial H}{\partial x}. \tag{1}$$

Hasonló egyenlőséget kapunk az y szerinti differenciálhányadosra is. Tehát a $-\frac{\partial \Theta}{\partial y}$, $\frac{\partial \Theta}{\partial x}$ differenciálhányadosok a H magasságban uralkodó geosztrofikus szél $\frac{T_s}{T_H}$ szorzóval kisebbített összetevőit jelentik. A $\frac{g}{l}\frac{T_s}{T_H}$ szorzót a továbbiakban állandónak tekintjük és K-val jelöljük.

Ezenkívül a formula minőségi alkalmazásának céljából elhanyagolható a Θ és $\widetilde{\Theta}$ függvények közötti nem nagy mennyiségi különbség, vagyis $\Theta = \widetilde{\Theta}$ vehető és így csak egy függvénnyel van dolgunk.

Itt még egyszer emlékeztetünk arra, hogy a nyomásnak a formulában szereplő advektív és dinamikus változását jelentő differenciálhányadosok nem valódi földközeli hőmérsékleti eloszlásra vonatkoznak, hanem olyan ideális esetre, ahol a földközeli réteg hiányzik és a hőmérséklet a magassággal szigorúan lineáris csökkenést mutat. Ilyen esetekben T_0 differenciálhányadosától eltekinthetünk; *gyakorlatilag azonban a horizontális hőmérsékleti gradienseket a relatív nyomástopográfiai térképek alapján fogjuk kiszámítani.*

Tehát felhasználva a Θ-tól a H magasságú izobárfelületekre való átmenetet kifejező (1) összefüggést, a 31. § (21), (22) és (25) formuláit a következő alakba írhatjuk át. A hőmérséklet változását (21, 22) első közelítésben vesszük:

$$\frac{\partial T_0}{\partial t} = K\left(\frac{\partial H}{\partial y}\frac{\partial T_0}{\partial x} - \frac{\partial H}{\partial x}\frac{\partial T_0}{\partial y}\right). \tag{2}$$

A nyomásváltozásra vonatkozó második közelítést, mint a (21) és (25) formulák összegét, egyetlen formulával fejezzük ki:

$$\frac{\partial p_0}{\partial t} = -\frac{\alpha}{\beta}K\left(\frac{\partial H}{\partial y}\frac{\partial p_0}{\partial x} - \frac{\partial H}{\partial x}\frac{\partial p_0}{\partial y}\right) + AK\left\{\frac{\partial T_0}{\partial x}\frac{\partial T_0}{\partial y}\left[\frac{\partial^2 H}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 H}{\partial x^2}\right] + \right.$$
$$\left. + \left[\left(\frac{\partial T_0}{\partial x}\right)^2 - \left(\frac{\partial T_0}{\partial y}\right)^2\right]\frac{\partial^2 H}{\partial x\,\partial y}\right\}. \tag{3}$$

Ezt a formulát most új, úgynevezett természetes koordinátákba írjuk át, ami nagyon megkönnyíti a minőségi alkalmazását.

Az y tengely legyen a $H = \text{konst.}$ izohipszához húzott érintő, iránya egyezzék meg a mozgás irányával; az x tengely ekkor az izohipsza normálisába esik és a növekvő H értékek felé irányul. Jelöljük az érintőnek egy darabját ds-sel, normálisát dn-nel. Ezután vezessünk be a hőmérsékleti gradiensre egy ν irányt és egy ε »advekciós szöget«, amelyet az adott pontban az izotermához és az izohipszához húzott érintő határoz meg. Ezt a szöget pozitívnak mondjuk, ha az izohipszától az izotermához való átmenet az óramutató járásával ellenkező irányban történik (»hideg advekció« esete); ha pedig az átmenet az óramutató járásával megegyező irányú, akkor ε negatív (»meleg advekció« esete). A szöget — mint mindig — az izohipszák és izotermák pozitív iránya határozza meg, vagyis ahol H és T_0 kis értékei a baloldalon vannak. Ilyen feltételek mellett:

$$\frac{\partial H}{\partial x} = \frac{\partial H}{\partial n}, \quad \frac{\partial H}{\partial y} = 0, \quad \frac{\partial^2 H}{\partial x^2} = \frac{\partial^2 H}{\partial n^2}, \quad \frac{\partial^2 H}{\partial y^2} = \frac{1}{r}\frac{\partial H}{\partial n}, \quad \frac{\partial^2 H}{\partial x\,\partial y} = \frac{\partial^2 H}{\partial n\,\partial s},$$

$$\frac{\partial T_0}{\partial x} = \frac{\partial T_0}{\partial \nu}\cos\varepsilon, \quad \frac{\partial T_0}{\partial y} = \frac{\partial T_0}{\partial \nu}\sin\varepsilon, \quad \frac{\partial T_0}{\partial x}\frac{\partial T_0}{\partial y} =$$

$$= \frac{1}{2}\left(\frac{\partial T}{\partial \nu}\right)^2 \sin 2\varepsilon, \left(\frac{\partial T_0}{\partial x}\right)^2 - \left(\frac{\partial T_0}{\partial y}\right)^2 = \left(\frac{\partial T_0}{\partial \nu}\right)^2 \cos 2\varepsilon.$$

A negyedik egyenlőségben szereplő r a $H = \text{konst.}$ izohipsza görbületi sugarát jelenti egy adott pontban. Ha ezeket az egyenlőségeket behelyettesítjük a (3) formulába, a helyi nyomásváltozásra természetes koordinátákban a következő kifejezést kapjuk:

$$\frac{\partial p_0}{\partial t} = \frac{\alpha K}{\beta}\frac{\partial H}{\partial n}\frac{\partial T_0}{\partial \nu}\sin\varepsilon + A K \left(\frac{\partial T_0}{\partial \nu}\right)^2 \left[\cos 2\varepsilon \frac{\partial^2 H}{\partial n\,\partial s} + \right.$$

$$\left. + \frac{1}{2}\sin 2\varepsilon \left(\frac{1}{r}\frac{\partial H}{\partial n} - \frac{\partial^2 H}{\partial n^2}\right)\right]. \tag{4}$$

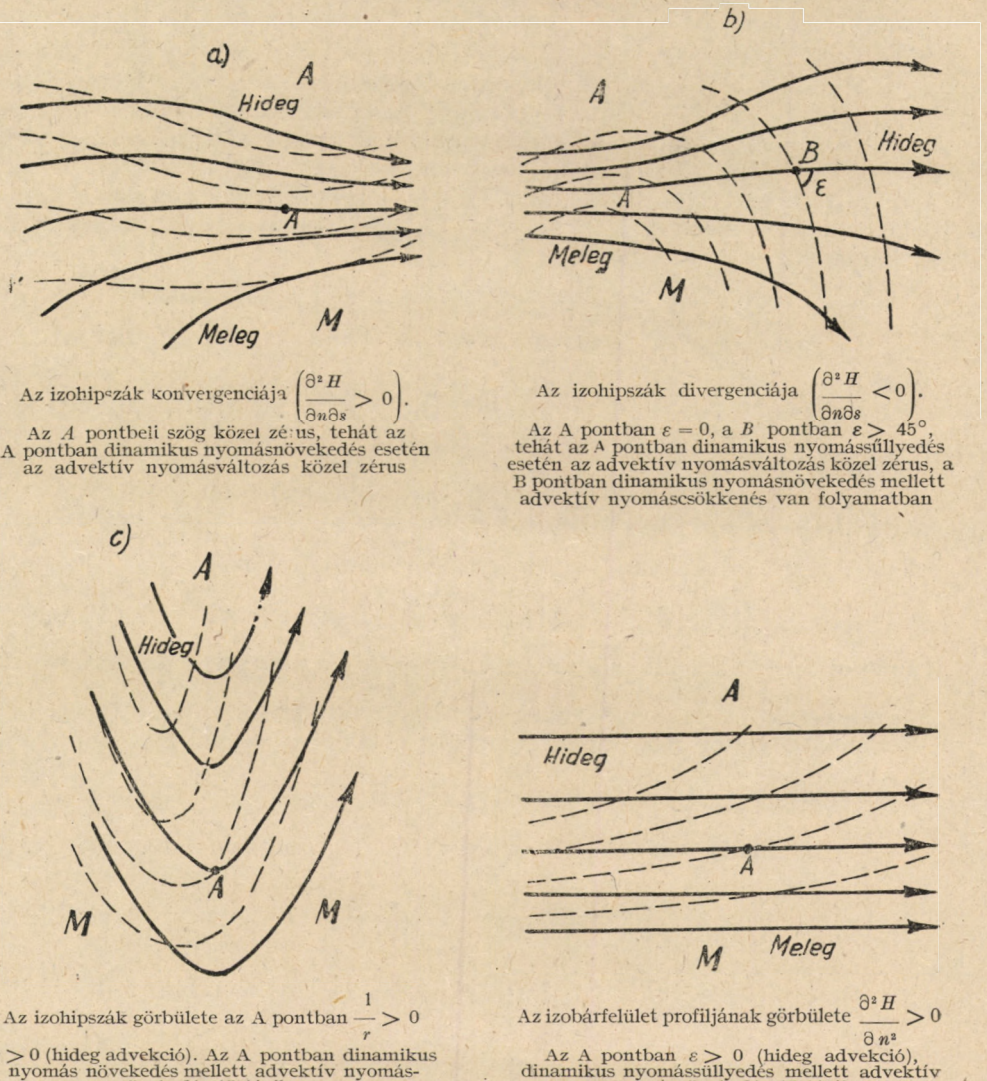
Erre a tartalmilag gazdag formulára a továbbiakban még sokszor szükségünk lesz.

Vegyük most sorra azokat az alapvető következtetéseket, amelyek ebből a formulából közvetlenül adódnak.

1. A légnyomás *advektiv* változása arányos a H magasságú izobárfelület horizontális gradiensével, a hőmérsékleti gradienssel és az izohipszák és izotermák közötti szög szinuszával. Adott gradiens mellett ez a változás annál nagyobb, minél közelebb van az ε szög a derékszöghöz. Ha $\varepsilon > 0$ (hideg advekció), a nyomás advektive növekszik, ha $\varepsilon < 0$ (meleg advekció), a nyomás advektive csökken.

2. A *dinamikus* nyomásváltozás a hőmérséklet horizontális gradiensének négyzetével arányos. Ebből az következik, hogy a hőmérsékleti gradiens növekedésével gyorsan növekszik a dinamikus nyomásváltozás. Ez megmagyarázza azt a tényt, hogy a legnagyobb nyomásváltozás a frontok közelében fordul elő.

3. A dinamikus nyomásváltozás arányos a $p_H = \text{konst.}$ izobárfelület *izohipszáinak vergenciájával*, melynek $\frac{\partial^2 H}{\partial n\, \partial s}$ értékét a $\frac{\partial H}{\partial n}$ gradiens változása fejezi ki az izohipsza mentén.



Az izohipszák konvergenciája $\left(\frac{\partial^2 H}{\partial n \partial s} > 0\right)$.

Az A pontbeli szög közel zérus, tehát az A pontban dinamikus nyomásnövekedés esetén az advektív nyomásváltozás közel zérus

Az izohipszák divergenciája $\left(\frac{\partial^2 H}{\partial n \partial s} < 0\right)$.

Az A pontban $\varepsilon = 0$, a B pontban $\varepsilon > 45°$, tehát az A pontban dinamikus nyomássüllyedés esetén az advektív nyomásváltozás közel zérus, a B pontban dinamikus nyomásnövekedés mellett advektív nyomáscsökkenés van folyamatban

Az izohipszák görbülete az A pontban $\frac{1}{r} > 0$

$\varepsilon > 0$ (hideg advekció). Az A pontban dinamikus nyomás növekedés mellett advektív nyomásnövekedés történik.

Az izobárfelület profiljának görbülete $\frac{\partial^2 H}{\partial n^2} > 0$

Az A pontban $\varepsilon > 0$ (hideg advekció), dinamikus nyomássüllyedés mellett advektív nyomásnövekedés történik

150. ábra. Példák a termobárikus mezőre

Ebben az esetben a dinamikus nyomásváltozás nagysága és előjele főleg az ε szögtől függ. Az $\varepsilon = O$ és $\varepsilon = \pm 45°$-os intervallumban az izohipszák konvergenciájánál $\left(\frac{\partial^2 H}{\partial n\, \partial s} > 0\right)$ a légnyomás növekszik, az izo-

hipszák divergenciájánál $\left(\frac{\partial^2 H}{\partial n\, \partial s} < 0\right)$ csökken, függetlenül az ε, vagyis az advekció előjelétől. Ha $\varepsilon = \pm 45°$, ez a tényező zérussá válik, ha pedig a szög értéke meghaladja a 45°-ot, fordított összefüggést kapunk: az izohipszák konvergenciájánál nyomássüllyedés, divergenciájánál nyomásemelkedés következik be.

Mint látjuk, ez a következtetés hasonló a III. fejezetben kifejtett Mihel-féle elvhez (a szelek vergenciája); de még közelebb áll Scherhagnak az izobárfelületek izohipszái vergenciájának a nyomásváltozással összefüggő következtetéséhez. Nyilvánvaló azonban, hogy az általunk, a (4) formula alapján tett következtetések sokkal inkább lehetővé teszik egy önálló termobárikus analízis megoldását, mint ahogyan az Mihel és Scherhag tapasztalatai szabályainak alapján lehetséges.

4. A légnyomás dinamikus változása arányos a $H =$ konst. *izohipsza* $\frac{1}{r}$ *görbületével* az adott pontban és a $p_H =$ konst. izobárfelületnek az adott pontban és a $p_H =$ konst. izobárfelületnek a gradiens irányában vett $\frac{\partial^2 H}{\partial n^2}$ *profil-görbületével.*

Ez a nyomásváltozás azonban csak advekció esetén következik be, vagyis ha ε nem zérus, ezenkívül a változás előjele az advekciónak megfelelően változik. Például a ciklonális görbületű izohipszák $\left(\frac{1}{r} > 0\right)$ esetén a légnyomás növekszik. Fordítva, ciklonális görbület és meleg advekció, valamint anticiklonális görbületű izohipszák $\left(\frac{1}{r} < 0\right)$ és meleg advekció $(\varepsilon < 0)$ esetén a légnyomás növekszik. Fordítva, ciklonális görbület és meleg advekció, valamint anticiklonális görbület és hideg advekció esetén a nyomás süllyed.

Ha továbbá az izohipszák közötti távolság a nagy nyomás oldalán $\left(\frac{\partial^2 H}{\partial n^2} > 0\right)$ hideg advekció esetén $(\varepsilon > 0)$ csökken, vagy ha meleg advekciónál $(\varepsilon < 0)$ növekszik $\left(\frac{\partial^2 H}{\partial n^2} < 0\right)$, akkor a légnyomás csökkenni fog.

Ha pedig az izohipszák közötti távolság a nagy nyomás oldalán $\left(\frac{\partial^2 H}{\partial n^2} > 0\right)$ meleg advekció esetén $(\varepsilon < 0)$ csökken, vagy hideg advekciónál $(\varepsilon > 0)$ növekszik $\left(\frac{\partial^2 H}{\partial n^2} < 0\right)$, akkor a nyomás növekedni fog.

A fentebb elmondottak szemléltetésére néhány, a (4) formula minőségi alkalmazásának tisztázását szolgáló termobárikus mezőt mutatunk be. A folytonos vonalak a $H =$ konst. izohipszákat, a szaggatott vonalak az izotermákat jelölik (150. ábra).

2. Advektiv változások a ciklonban és az anticiklonban

Mint a 3. fejezetben láttuk, a földközeli nyomási mező az advektiv változás következtében eltolódik és deformálódik, a szélső pontok abszolút értékei azonban nem változnak. Másszóval, az advektiv változás nem idéz elő új nyomáskülönbséget, hanem csak a térképen már meglévő különbségek tolódnak el. Az advektiv változásnak nagy jelentősége van a nyomási mező különleges pontjainak, többek között a ciklonok és anticiklonok középpontjai áthelyeződésének tanulmányozásánál. Ezzel a kérdéssel az 57. §-ban foglalkozunk; itt csak néhány arra vonatkozó megjegyzésre szorítkozunk, hogy a ciklon és anticiklonban milyen az advekció eloszlása.

Könnyű belátni, hogy a nyomási képződmények földközeli középpontjaiban a nyomás és hőmérséklet advektiv változása zérus. Ez abból következik, hogy a nyomási középpontokat a $\frac{\partial p_0}{\partial x} = 0, \frac{\partial p_0}{\partial y} = 0$ feltételek jellemzik, amelyeket ha behelyettesítünk a 31. § (19) formulájába, a fenti körülményt igazolja. Ugyanígy, ha a H magasságban tekintjük a nyomási középpontokat, akkor a $\frac{\partial H}{\partial x} = 0, \frac{\partial H}{\partial y} = 0$ feltételek ennek a paragrafusnak (2) és (3) formulái alapján azt mutatják, hogy a nyomás és hőmérséklet advektiv változásai itt is zérussal egyenlők.

Ha a ciklon úgy helyeződik át, hogy a középpontjában a légnyomás nem változik, akkor áthelyeződését csak mint advekció eredményét kell tekintenünk. A ciklonnak azon a részén tehát, amely az áthelyeződés irányához legközelebb fekszik, a nyomásnak advektive csökkennie kell.[1] A hőmérséklet a (19′) formulának megfelelően itt advektive emelkedni fog. A ciklon (a mozgás iránya szerint vett) hátoldalán a viszonyok fordítottak: a ciklon vonulása során a nyomás advektive növekedni fog, tehát hideg advekcióról van szó.[2]

A ciklon meleg szektorának területén az advekció közel zérus lesz.

A mozgó anticiklonban az advekció eloszlása fordított lesz, mint ciklonok esetében. Itt a (mozgás iránya szerint vett) elülső oldalon növekvő nyomással hideg advekció, a hátoldali részen csökkenő nyomással meleg advekció következik be.

3. A nyomás dinamikus változásai a ciklonban és anticiklonban

A 31. § (27) formulájából az következik, hogy a nyomásváltozás a nyomási képződmény középpontjában dinamikus természetű. E paragrafus (4) formulájából ez az eredmény közvetlenül folyik, csak az (középpontra vonatkozó) $\varepsilon = 0$ helyettesítést kell elvégeznünk.

Ebből az következik, hogy a kimélyülő ciklon középpontja fölött a $H = \text{konst.}$ izohipszáknak divergenciát kell mutatniuk. Mivel a divergencia jelenléte szükséges, nyilvánvaló, hogy ez nemcsak a nyomási képződmény középpontja felett, hanem a középpont bizonyos környezetében is meglesz, így dinamikus nyomássüllyedést nemcsak a középpont felett, hanem részben az előtte és utána következő részen is fogunk észlelni.

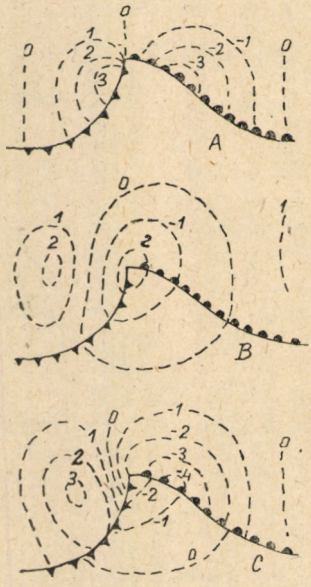
[1] Ez főleg a meleg front előtt fog megtörténni.
[2] Elsősorban a hideg front mögött.

A feltöltődés stádiumában az izohipszák divergenciája a ciklon elülső részébe tevődik át, miközben a dinamikus nyomáscsökkenés arra a területre korlátozódik, ahol az ε szög értéke nem haladja meg a 45°-ot. Az izohipszák a ciklon középpontja felett ebben a stádiumban vagy párhuzamosak, vagy összetartanak.

Az anticiklon középpontjának nyomásváltozása szintén csak a felette fekvő izohipszák vergenciájától függ. Nyilvánvaló, hogy fiatal, fejlődésben lévő anticiklon felett az izohipszák összeáramlást mutatnak, majd a fejlődés során az összeáramlás az anticiklon elülső részébe tevődik át és legyengül.

4. A ciklon komplex izallobárikus mezeje

A fiatal ciklonban bekövetkező nyomásváltozások a földfelszínen izallobárikus mezőt hoznak létre, amelyet a 151. ábra középső része tüntet fel.



151. ábra. A légnyomási tendenciák eloszlása fiatal ciklonban

A — advektív izallobárikus mező,
B — dinamikus izallobárikus mező,
C — komplex izallobárikus mező

Ehhez a dinamikus mezőhöz a légnyomás advektiv változásának mezeje járul hozzá, amely alapjában véve a frontok átvonulásával, vagyis az észlelő feletti légoszlopban a hideg-meleg vagy meleg-hideg levegőcserével van kapcsolatban. *A helyi légnyomásváltozás advektiv mezeje a meleg front előtti süllyedő és a hideg front mögötti emelkedő területből áll.* Ezt a 151. ábra felső része tünteti fel. A ciklon általános izallobárikus mezeje a dinamikus és advektiv mezők összegeződésének eredménye, amint ez a 151. ábra alsó részén látható.

Az *okkludálódva* kitöltődő ciklonban a nyomásváltozás dinamikus mezejét a ciklon hátoldali részén legnagyobb tendenciákkal bíró nyomásemelkedési terület alkotja. Az advektív mező az okklúziós front előtti süllyedő és a mögötte fekvő emelkedő légnyomású területből áll.

Mint a 39. §-ban kimutattuk, a helyi nyomásváltozások mezeje a frontokon szakadást szenved. Ez látható a 151. ábrán is; a tendenciák advektív mezeje a frontokon szakadást mutat, tehát *szakadást mutat a ciklon izallobárikus mezeje is.*

A 191. ábra egy fiatal ciklon termoizoplétáit és barogrammjait tünteti fel vázlatosan a különböző magasságokban. Az ábra felső részén azok a területek láthatók, ahol a magasban divergencia vagy konvergencia van. A legalsó barogramm a légnyomás földfelszíni menetét mutatja a ciklon középpontjának trajektóriájától délre fekvő pontban. Az advektív tag hatása itt abban nyilvánul meg, hogy a nyomás a meleg front előtt csökken, a hideg front mögött pedig emelkedik. Ezzel szemben a meleg szektorban fellépő nyomássüllyedés és a front vonalától távolabb, a hideg levegőben tapasztalható emelkedés már dinamikus hatás. Feltünteti még az ábra a felső troposzféra, a tropopauza és az alsó sztratoszféra szintek barogrammjait is. Az itt tapasztalható légnyomásváltozás elsősorban dinamikus eredetű.

Megjegyezzük, nem kötelező az a feltevés, hogy a vergencia a magasban időbelileg megelőzze a ciklon keletkezését, vagy attól független legyen. *A vergencia lehet a ciklont kialakító folyamatok követelménye is* és azokat erősítheti. Így a ciklon elülső részében fellépő divergencia a hullámszerű örvénylés fejlődése során következménye lehet a fronton kialakuló felsíklásnak. Ez a felsikló mozgás az izobárfelületek emelkedéséhez és ebből kifolyólag az izohipszák divergenciájához vezet, a divergencia pedig a gradienssel szembeni szétáramlást és nyomássüllyedést, vagyis az örvénylés további mélyülését eredményezi. Természetesen a termikus advekció sem csak feltétele az örvénylés kifejlődésének, hanem ugyanakkor *az örvénylés is feltétele* annak.

5. Evolúciós és transzlációs mező

A ciklonban lefolyó légnyomásváltozást még egy, a változást előidéző tényezőktől független szempontból vizsgálhatjuk.

Az Euler-féle operátort felhasználva azt írhatjuk, hogy

$$\frac{dp}{dt} = \frac{\partial p}{\partial t} + \boldsymbol{C} \cdot \nabla p, \tag{1}$$

vagy

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{dp}{dt} - \boldsymbol{C} \cdot \nabla p, \tag{2}$$

ahol $\frac{\partial p}{\partial t}$ a légnyomás helyi változása, $\frac{dp}{dt}$ változás a ciklonnal együtt mozgó koordináta-rendszerben, $\boldsymbol{C}$ a ciklon áthelyeződésének sebessége ; ∇p a légnyomási gradiens. Látjuk tehát, hogy a helyi légnyomásváltozás a mozgó ciklonban két komponensből áll : a $\frac{dp}{dt}$ *evolúciós* összetevőből, amely a ciklon kimélyülését és feltöltődését jellemzi és a $\boldsymbol{C} \nabla p$ *transzlációs* összetevőből, mely a ciklon áthelyeződésével van kapcsolatban.

Ha a ciklon csak mélyül, de nem helyeződik át, a süllyedési terület középpontja egybeesik a ciklon középpontjával. Mozdulatlan, kitöltődő ciklon esetében ugyanilyen emelkedő nyomású területet találunk. Ezeket evolúciós izallobárikus területeknek nevezzük. Az olyan mozgó ciklonnál, amelynek mélysége nem változik, (a mozgás irányában vett) elülső részén süllyedő, hátoldali részén emelkedő nyomású területet találunk. Ezeket transzlációs, izallobárikus területeknek nevezzük. Ha a ciklon az áthelyeződéssel egyidejűleg a mélységét is változtatja (mint ez rendszerint előfordul), az izallobárikus területek a középponthoz viszonyítva nem lesznek szimmetrikusak. Kimélyülés esetén a süllyedő terület erősebben fejlett, mint az emelkedő és kiterjed a ciklon elülső és központi részére is. Kitöltődés esetén az emelkedő nyomású terület lesz erősebben fejlett és kiterjed a ciklon középpontjára is. Hasonló felosztás alkalmazható az anticiklonokra vonatkozólag is.

Vizsgáljuk most meg a ciklon *meleg szektorának* a fronttól távolabb eső részét. Itt, az egynemű levegőben, a tendenciákra nem hatnak advektív összetevők, hanem *dinamikus tényezők* alakítják. Másodsorban ezek csak *evolúciós mezők*. Valóban, a ciklon áthelyeződése párhuzamos a meleg szektor izobárjaival. Ebből az következik, hogy ez az áthelyeződés a ciklon meleg szektorában nem változtatja meg a légnyomást, vagyis a tendenciák itt csak a ciklon kimélyülését és feltöltődését mutatják. Ha a meleg szektorban a tendenciák negatív értékűek, mint ez gyakran előfordul, akkor ezek a ciklon kimélyülésére utalnak és megadják a kimélyülés nagyságát is. Ha a meleg szektorban a tendenciák értéke zérus, ez azt jelenti, hogy a ciklon nem mélyül ki és megmarad a stabilis hullám állapotában.

52. §. A ciklon energiája

A ciklon fejlődése során a légkörben hatalmas kinetikai energiamennyiség keletkezik. A létrejött energia eredetének kérdése az általános energiaegyenlet alapján oldható meg, amelyet a légkörre elsőízben Margules alkalmazott (1904). Alapvető eredményeit kissé korszerűbb formában az alábbiakban közöljük. Ezután a ciklon fejlődése során fellépő energiaátalakulás konkrét folyamatát tárgyaljuk.

1. *Az energia egyenletei*

A mozgási egyenlet vektori alakban így írható fel :

$$\frac{d\mathbf{V}}{dt} + \Delta\Phi + v \cdot \nabla p - 2\,\omega \times \mathbf{V} - v\,\mathbf{R} = 0. \tag{1}$$

Itt $\mathbf{V}$ a szél-vektor, Φ a geopotenciál, v a fajlagos térfogat, ω a Föld forgásának szögsebesség vektora, $v\mathbf{R}$ a tömegegységre vonatkozó súrlódási erő, ∇ az operátor és $\times$ a vektori szorzás jele. Szorozzuk meg ezt az egyenletet skalárisan $\mathbf{V}$-vel, figyelembe véve, hogy

$$\frac{d\mathbf{V}}{dt} \cdot \mathbf{V} = \frac{d\left(\frac{1}{2}\mathbf{V}^2\right)}{dt}; \quad \Delta\Phi \cdot \mathbf{V} = \frac{d\Phi}{dt} - \frac{\partial\Phi}{\partial t}; \quad \omega \times \mathbf{V} \cdot \mathbf{V} = 0.$$

(Az első összefüggés nyilvánvaló, a második az Euler-formulából következik, a harmadik abból adódik, hogy az eltérítő erő merőleges a sebességre.) *Az energia hidrodinamikai egyenletét* (az eleven erő egyenletét) tehát a következő formában kapjuk :

$$\frac{d\left(\frac{1}{2}\mathbf{V}^2\right)}{dt} + \frac{d\Phi}{dt} + v \cdot \nabla p - v\,\mathbf{R} \cdot \mathbf{V} = 0. \tag{2}$$

Vegyük most az ideális gázra vonatkozó *termodinamikai energiaegyenletet* (a hőáramlás egyenletét) a következő alakban :

$$J\frac{dq}{dt} = J\,c_v\frac{dT}{dt} + p\,\frac{dv}{dt}, \tag{3}$$

ahol c_v az állandó térfogaton vett fajhő, q a hőmennyiség, T az abszolút hőmérséklet, J a mechanikai hőekvivalens.

A (2) és (3) egyenletet összeadva kapjuk :

$$J\frac{dq}{dt} = J\,c_v\frac{dT}{dt} + \frac{d\left(\frac{1}{2}\mathbf{V}^2\right)}{dt} + \frac{d\Phi}{dt} + v\,\mathbf{V} \cdot \nabla p + p\,\frac{dv}{dt} - v\,\mathbf{R} \cdot \mathbf{V} = 0 \tag{4}$$

Ebben az egyenletben valamennyi változó az időegység alatt elmozduló levegő tömegegységére vonatkozik. A (4) egyenletet *hidro-termodinamikai energia-egyenletnek* nevezhetjük. Ebből közvetlenül látható, hogy a levegőrészecskéktől kapott hőmennyiség a kinetikai és potenciális (helyzeti) energiák növekményeinek, valamint a gradiens erőnek a részecskék áthelyeződésénél és kiterjedésénél végzett külső munkája összegével egyenlő.

A div $(p\,\mathbf{V}) = p\,\mathrm{div}\,\mathbf{V} + \mathbf{V}\nabla p$ összefüggés figyelembevételével, a (4) egyenletben néhány egyszerűsítést végzünk. A fentiek alapján a $v\,\mathbf{V}\cdot\nabla p$ tag:

$$v\,\mathbf{V}\cdot\nabla p = v\,\mathrm{div}\,(p\,\mathbf{V}) - v\,p\,\mathrm{div}\,\mathbf{V}$$

alakba írható.

A

$$\frac{1}{v}\,\frac{dv}{dt} = \mathrm{div}\,\mathbf{V}$$

folytonossági egyenletből következik, hogy

$$v\,\mathbf{V}\cdot\nabla p = v\,\mathrm{div}\,(p\,\mathbf{V}) - p\,\frac{dv}{dt}. \tag{5}$$

Az (5) egyenletet a (4)-be helyettesítve, kapjuk:

$$J\,\frac{dq}{dt} = J\,c_v\,\frac{dT}{dt} + \frac{d\left(\frac{1}{2}\,\mathbf{V}^2\right)}{dt} + \frac{d\Phi}{dt} + v\,\mathrm{div}\,(p\,\mathbf{V}) - v\,\mathbf{R}\cdot\mathbf{V}. \tag{6}$$

A (6) egyenletből közvetlenül látható, hogy a hőáramlás a tömegegységben a következő növekmények összegével egyenlő:

1. $Jc_v\,dT$ — belső energia;
2. $\frac{1}{2}\,V^2$ — kinetikai energia;
3. $\Phi = \int g\,dz$ — potenciális energia;
4. $v\,div\,(p\mathbf{V})$ — külső munka;
5. $v\,\mathbf{R}\cdot\mathbf{V}$ — súrlódási erő munkája.

A (6) egyenletet véges m tömegegység szerint integrálva kapjuk:

$$J\int\frac{dq}{dt}\,dm = J\int c_v\,\frac{dT}{dt}\,dm + \int\frac{d\left(\frac{1}{2}\,V^2\right)}{dt}\,dm + \int\frac{d\Phi}{dt}\,dm + \int v\,\mathrm{div}\,(p\,\mathbf{V})\,dm - \int v\,\mathbf{R}\cdot\mathbf{V}\,dm. \tag{7}$$

Tegyük fel, hogy a súrlódás oly kicsiny, hogy a $v\,\mathbf{R}\cdot\mathbf{V}$ tag elhanyagolható. Tegyük fel továbbá, hogy a gáztömeg zárt, vagyis szilárd fallal határolt és külső munkát nem végez. $v\,dm$-et jelöljük $d\tau$-val, ahol $d\tau$ az elemi térfogatot jelenti. Gauss tétele szerint

$$\int\mathrm{div}\,(p\,\mathbf{V})\,d\tau = \int p\,\mathbf{V}\,d\sigma,$$

ahol $d\sigma$ felületelemet jelent, amelyet ezen felület normálisába eső vektor jellemez. Zárt tömegre ez az integrál zérussal egyenlő. Vezessük be a következő jelöléseket:

$$J\int q\,dm = Q,\quad J\int c_v\,T\,dm = I,\quad \int\frac{1}{2}\,V^2\,dm = K,\quad \int\Phi\,dm = P. \tag{8}$$

Ekkor súrlódásmentes zárt tömegre az energia egyenlete a következő alakot ölti:

$$\frac{dQ}{dt} = \frac{dI}{dt} + \frac{dK}{dt} + \frac{dP}{dt}, \tag{9}$$

adiabatikus folyamatokra pedig, ahol Q = konst.,

$$\frac{dK}{dt} = -\frac{d}{dt}(P + I). \tag{10}$$

Véges időközre vonatkoztatva:

$$\Delta K = -\Delta(P + I). \tag{11}$$

Tehát *a zárt, hőcserementes és súrlódásnélküli gáztömeg kinetikai energiájának növekedése potenciális és belső energiájának csökkenését vonja maga után.*

A potenciális és belső energia összegét *labilitási energiának* nevezzük. Az elnevezés arra utal, hogy a $(P + I)$ energia kinetikai energiává alakul, ha a légtömegek vízszintes, vagy függőleges rétegződése instabilis. A *függőleges* rétegződés instabilitási energiáját egyszerüen *instabilitási energiának* nevezik, ez nyilvánvalóan csak egy része a labilitási energiának.

A labilitási energiát a légkör adott körzetében a (izobár-izoszter és izoterm-izentrópikus) szolenoidok száma jellemzi. A III. fejezetben láttuk, hogy ez érvényes az instabilitási energiára; de ugyanakkor érvényes a labilitási energia általános esetére is. A labilitási energiának kinetikai energiává történő átalakulása a cirkuláció gyorsulásának növekedése útján valósul meg, amelyet, mint tudjuk (mozdulatlan Földön), a szolenoidok fajlagos száma határoz meg.

2. *A labilitási energia átalakulása kinetikai energiává és a hőmérséklet megváltozása*

A labilitási energiának kinetikai energiává való átalakulása a légtömegek vagy légrétegek megfelelő áthelyeződésével történik meg. Ha egy légtömegről van szó, akkor ez a folyamat során stabilis rétegződésűvé válik; két, vagy több, eredetileg instabilis elhelyezkedésű légtömeg pedig stabilis rétegződést vesz fel.

A kinetikai energia maximumának a labilitási energia minimuma felel meg. A kezdeti állapotból a végállapotba történő átmenetnél felszabaduló maximális K értékű labilitási energiát Margules szerint *a rétegződési munka tartalékának* nevezhetjük.

Mi történik a levegő hőmérsékletével az energia átalakulása során? Tekintsünk a légkörben egy egységnyi alapterületű, a légkör határáig terjedő, szilárd fallal határolt száraz levegőoszlopot. Az a-index jelentse a kezdeti, az e-index a végállapotot. Tegyük fel, hogy a folyamat adiabatikus. A kinetikai energia a kezdeti állapotban legyen zérus. A végállapotban a $(P + I)$ labilitási energiának minimuma van, mivel a $(P + I)$ csökkenése folytán előálló K kinetikai energia maximális lesz.

Az előzőek alapján

$$(P + I)_a - (P + I)_e = K. \tag{12}$$

Légoszlopunk potenciális energiája így fejezhető ki:

$$P = \int \Phi\, dm = \int_0^\infty g\, \varrho\, z\, dz = -\int_0^\infty \frac{\partial p}{\partial z}\, z\, dz = \int_0^\infty p\, dz = R \int_0^\infty T \varrho\, dz. \tag{13}$$

I-re a (6) formula alapján kapjuk:

$$I = J c_v \int T \, dm = J c_v \int_0^\infty \varrho \, dz. \tag{14}$$

Ebből $R + Jc_v = J c_p$ esetén azt kapjuk, hogy

$$P + I = J c_p \int_0^\infty T \varrho \, dz. \tag{15}$$

A (15)-t a (12) formulába helyettesítve, a légoszlop egész tömegére kapjuk, hogy

$$K = J c_p \int (T_a - T_e) \, dm. \tag{16}$$

Tehát a rétegződés megváltozásánál felszabaduló labilitási energia a kezdeti és végállapotban vett hőmérsékletek integráljainak különbségével arányos. *Ha a labilitási energia kinetikaivá alakul, a test középhőmérséklete csökken* (ha $K > 0$, $T_a > T_e$).

3. *A potenciális és belső energia közötti összefüggés*

Mint a (13) átalakításból látható, a gáztömeg potenciális energiája

$$P = R \int T \, dm;$$

ugyanakkor a belső energia

$$I = J c_v \int T \, dm.$$

Száraz levegőre

$$I : P = \frac{J c_v}{R} = \frac{c_v}{c_p - c_v} = 2{,}5. \tag{17}$$

Tehát adott hőmérséklet mellett a belső energia 2 és ½-szer nagyobb, mint a potenciális. A labilitási energiának kinetikaivá való átalakítását kísérő $(T_a - T_e)$ közepes hőmérsékletcsökkenés ennek megfelelően a belső energiából 2 és ½-szer nagyobb mennyiséget szabadít fel, mint a potenciálisból. *A kinetikai energia* tehát *kb.* ¾ *részben belső energiából és kb.* ¼ *részben a nehézségi erő munkájából áll.*

Ez a következtetés zárt és a légkör felső határáig terjedő légtömegre érvényes, mivel a (15) egyenlet ilyen tömegre vonatkozik, de elegendő közelítéssel érvényes egyetlen felülről elhatárolt instabilis rétegződésű és két egymással horizontálisan szomszédos légtömegre is.

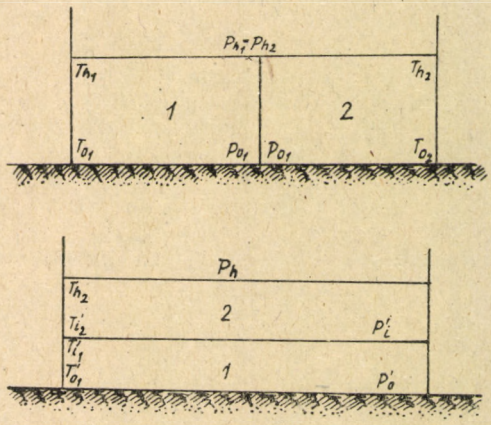
4. *Horizontálisan szomszédos légtömegek labilitási energiájának kinetikai energiává való átalakulása*

Margules néhány vázlatos esetre kiszámította a kinetikai energiává alakuló labilitási energia nagyságát. Ezek közül legérdekesebb az az eset, amikor *két különböző hőmérsékletű, közömbös egyensúlyban lévő légtömeg egymás mellett helyezkedik el.* A Margules-féle modell lényege a következő: legyen két, függőleges választófallal elhatárolt térrész, amelyek közül a baloldali térrész hőmérséklete (T_1) legyen alacsonyabb, mint a jobboldali térrészé (T_2) (152. ábra). A térrészek vízszintes keresztmetszetének területe legyen

$\frac{s}{2}$, magasságuk h, a nyomás mindkét térrész felső határán legyen ugyanaz (p_h) és tegyük fel, hogy a folyamat tartama alatt változatlan marad, ami csak közelítőleg igaz. A nyomás a baloldali kamra alján nyilván nagyobb, mint a jobboldali alján. Ha a választófal eltűnik, akkor a kamrákban lévő levegő áramlani kezd, amelynek az lesz az eredménye, hogy a hideg levegő alul, a meleg levegő pedig e fölött fog elhelyezkedni az egész metszetben. Tételezzük fel, hogy a mozgás adiabatikus. A tömegek labilitási energiájára a következő kifejezést kapjuk:

$$P + I = J\, c_p \int T\, dm - h\, p_h\, s, \tag{18}$$

ahol az integrál mindkét tömegre vonatkozik. Ez a kifejezés — a (15)-tel ellentétben — a jobboldalon két tagot tartalmaz, mivel az integrált ebben az esetben a tömegeknek megfelelően véges h magasságra vonatkoztattuk.



152. ábra. Margules modellje (Magyarázat a szövegben)

Margules a hőmérsékleti és nyomási értékek alapján kiszámította az adott rendszer labilitási energiáját a kezdeti, a végállapotra és (végállapotban) a választófelületre is. A számítás részleteibe nem bocsátkozunk. Kezdeti állapotra:

$$(I + P)_a = J\, c_p \int T_a\, dm = \frac{J\, c_p}{g\,(1 + k)} \cdot \frac{s}{2} \left\{ T_{01}\, p_{01} - T_{h1}\, p_h + \right.$$

$$\left. + T_{02}\, p_{02} - T_{h2}\, p_h \right\}. \tag{19}$$

Végállapotra:

$$(I + P)_e = J\, c_p \int T_e\, dm = \frac{J\, c_p}{g\,(1 + k)} \cdot s \left\{ T_{01}'\, p_0' - T_{i1}\, p_i' + \right.$$

$$\left. + T_{i2}'\, p_i' - T_{h2}\, p_h \right\}. \tag{20}$$

Itt $k = 0{,}2884$; az 1-es index a hideg, a 2-es a meleg levegőre, 0 a földfelszínre, h a felső határra, i a végállapotban előálló választófelületre vonatkozik; a vesszők a végállapotra vonatkozó értékeket jelölik.

A (20) *és* (10) *integrálok különbsége előállítja az* $M = s\,(p'_o - p_h) : g$ *tömegnek a labilitási energiacsökkenése folytán keletkező maximális kinetikai energiáját.*

A tömegegységre vonatkoztatva, ez egyenlő:

$$\frac{V_m^2}{2} = \frac{J c_p}{s} \frac{\int (T_a - T_c)\, dm}{(p_0' - p_h) : g}. \tag{21}$$

A számítás szerint $h = 6$ km, $p_h = 325$ mm, $T_{h_1} = 213°$ és $T_{h_2} = 218°$ mellett $V_m = 18$ m/sec; $T_{h_2} = 223°$ mellett $V_m = 26$ m/sec.

Ebben a példában a $(T_{h_1} - T_{h_2})$ nagyságrendje közel áll a főfrontokon valóságban észlelt nagyságrendhez; V_m nagyságrendje is megfelel a mérsékelt szélességek ciklonjaiban észlelt értékeknek.

A kinetikai energia másik lehetséges forrása a labilitási energia vertikális rétegződése, vagy az instabilitási energia, amely az uralkodó vélemény szerint másodrendű jelentőségű. Az instabilitási energiatartalékok a légkörben mindenesetre sokkal körülhatároltabbak és helyi jellegűek. Ez az energia azonban nagyon instabilis rétegződés esetén fontos szerepet tölt be a ciklonképződésnél, a trópusi ciklonokban pedig alapvető jelentőségű lehet.

Schedler Margules vázlata alapján az 1912. október 2—3-i ciklon 7 km magas és 1000 km-es sugarú depressziójára kiszámította a horizontális rétegződés labilitási energiájának csökkenését egy nap folyamán. A számítás a valódi szélviszonyok és az ennek megfelelő kinetikai energianövekedés alapján történt. A számok kb. $5{,}5 \cdot 10^{14}$ kilójoule nagyságrendet adtak, minden esetben. Az értékek ilyen pontos azonossága véletlennek látszik, annál jelentősebb azonban a nagyságrend azonossága.

A valóságban a Margules szkémához hasonló átalakulásnál a labilitási energia egy része a kiterjesztés munkájára és a függőleges mozgások kinetikai energiájára fordítódik. Az energia egy része a turbulencia következtében szétoszlik.

5. A légnyomáseloszlás energiájának szerepe

A légnyomáseloszlás energiájának azt a munkát nevezzük, amely az $A = \int dm = \int p\, dv$ gáztömegben a nyomáseloszlás kiegyenlítődése során felszabadul. Ha vízszintes irányban nincs nyomáskülönbség, vagy ha a függőlegesmenti egyensúly stabilis vagy közömbös, a nyomáseloszlás energiája zérussal egyenlő. Nyilvánvaló, hogy valamilyen $A > 0$ állapotból $A = 0$ állapotba való átmenet esetén a kinetikai energia növekszik.

Margules néhány szkematikus esetre kiszámította a nyomáseloszlás energiáját. T_0 hőmérsékletű izoterm légkör, izoterm folyamatok, r_0 sugarú alacsony légnyomású terület, görbevonalú izobárok és áramlási vonalak és végtelen magasság esetén a vízszintes nyomáseloszlás

$$p = p_0 (1 + E), \quad \text{ahol} \quad E = -E_c \left(1 - \frac{r^2}{r_0^2}\right), \tag{22}$$

r a pont távolsága az alacsony nyomású terület középpontjától. A középpontban ($r = 0$) a relatív nyomáseltérés E_c-vel egyenlő, a terület peremén zérussá válik. A p légnyomás a peremen p_0-lal, a középpontban p_0 $(1 - E_c)$-vel egyenlő.

Ha feltételezzük, hogy a süllyedési terület a körülötte fekvő, változatlan légtömeghez képest kicsiny és a nyomás kiegyenlítődése után a p_c közepes nyomás a depresszió területén nagy közelítéssel p_0-lal egyenlő, akkor

$$A = MRT_0 \frac{E_c^2}{6}. \tag{23}$$

Margules az ilyen alacsony nyomású terület kinetikai energiáját kiszámította stacionárius állapotra, vagyis a feltételezett gradiensnek megfelelő gradiens-szél esetére is. Erre a következő egyenlőséget kapta:

$$K = MRT_0 \frac{E_c}{2} \left\{1 + \frac{l^2 r_0^2}{4RT_0 E_c} \left[1 - \sqrt{1 + \frac{8RT_0 E_c}{l^2 r_0^2}}\right]\right\}.$$

Vegyünk egy példát:

$E_c = \frac{30}{760}$, $T_0 = 273$ abs. fok, $r_0 = 1080$ km, $\varphi = 45°$, $l = 2\,\omega \sin \varphi =$

$= 1{,}0314 \cdot 10^{-4}$ sec^{-1}, úgyhogy $p_0 = 760 \cdot 1{,}333 = 1013$ mb, $p_r = 730 \cdot 1{,}333 =$

$= 974$ mb.

Ekkor

$$K = 0{,}27 \cdot MRT_0 \frac{E_c}{2}. \qquad (25$$

A (23) és (25) összehasonlítása alapján

$$K : A = 0{,}81 : E_c = 0{,}81 : \frac{3}{76}.$$

Tehát az alacsony nyomás területének kinetikai energiája $E_c = \frac{30}{760}$ érték mellett 20-szor nagyobb, mint ugyanezen a területen a vízszintes nyomáseloszlás energiája. Ha feltételezzük, hogy a nyomás kiegyenlítődésénél a depresszió területének levegője nem cserélődik ki a környezet levegőjével és hogy a kiegyenlítődött nyomás nem a környezet nyomásával, hanem a depresszió területén az eredeti nyomáseloszlás középértékével egyenlő, akkor a $K : A$ arány értéke 80-ig növekszik. Így a depresszió területén egy bizonyos időpontban megfigyelt teljes nyomáskiegyenlítődés a kinetikai energiának csak tízszer kisebb növekedését idézheti elő, mint a valóban megfigyelt érték. Margules ebből azt a következtetést vonta le, hogy a kinetikai energia a ciklonokban nem a légnyomáseloszlás energiájából származik, hanem annak egyedüli forrását, mint azt fentebb tisztáztuk, a labilitási energiában kell látnunk.

Ebben az elgondolásban azonban logikai hiba van. Margules nem veszi számításba, hogy a nyomáseloszlás energiája a mozgás során nemcsak kiegyenlítődik, hanem egyidejűleg újra is keletkezik és hogy a nyomáseloszlás energiáját bizonyos meghatározott időpillanatban nem szabad összehasonlítani a maximális kinetikai energiával. A nyomáseloszlás energiája nem áll szemben a labilitási energiával; ez egy közbeeső tagja a légkörben végbemenő energia-átalakulásnak. Ez az energia a kifejlődésben lévő ciklonban *állandóan a kinetikai energia termelésére fordítódik és ezzel egyidejűleg a labilitási energia tartalékából állandóan pótlódik*, annak következtében, hogy a mozgás nem stacionárius. A nyomáskülönbség növekedése a kifejlődőben lévő ciklon területén a divergencia (és a sebesség) rovására történik, ez a divergencia azonban, mint a III. fejezetből tudjuk, a baroklin tömegeloszlással és a cirkuláció gyorsulásával, vagyis a labilitási energia tartalékával és annak felszabadulásával függ össze. Ezért a ciklon kifejlődésénél a kinetikai energia növekszik, de ezzel egyidejűleg növekszik, vagy legalább is nem csökken, a nyomási mező energiája.

Okklúzió után, amikor a labilitási energia tartaléka minimális lesz, minimálissá válik a nyomási mező energiapótlása is. Ez utóbbi többé-kevésbbé gyorsan csökken: a ciklon kitöltődik. A kitöltődéssel egyidejűleg csökken a súrlódásra fordított kinetikai energia is. Erről azonban a következő fejezetben lesz részletesebben szó.

6. Energia-átalakulás a ciklon fejlődése során

A fentebb vizsgált két horizontálisan szomszédos és különböző hőmérsékletű légtömegből álló Margules-féle modell megadja a ciklon kinetikai energiájának elvi magyarázatát, abban az esetben, ha az energia fronton két légtömeg között jön létre. A fiatal ciklon tömegének áthelyeződéséig megfelel ennek a modellnek, tehát megfelelő labilitási energia tartalékkal rendelkezik. Ez a tartalék közelítőleg a frontmenti hőmérséklet-különbséggel arányos, ezért a légtömegek között fennálló hőmérsékletkülönbségről

sokszor, mint a ciklon kinetikai energiájának forrásáról beszélünk. Az okkludált ciklon a maximális kinetikai energia végső állapotának felel meg. Tisztázni kell tehát a ciklont alkotó légtömegek áthelyeződésének és a velük összefüggő energiaátalakulások részletes *mechanizmusát*. Ilyen mechanizmusok elsősorban a frontálzóna baroklin voltát feltételező frontális síklás és az ebből eredő cirkulációs gyorsulás.

Amíg a főfront stacionárius, vagyis kielégíti a Margules-egyenletet, addig a frontális izobár-izoszter szolenoidok hatását ellensúlyozza a Föld forgásának hatása (**30**,6). A cirkuláció gyorsulása ebben az esetben zérus és nem jön létre kinetikai energia. A frontális hullámban azonban felbomlik a front egyensúlya (maga a hullám ilyen felbomlást jelent), ezért cirkulációs gyorsulás és ezzel összefüggésben sikló mozgás lép fel. Sikló mozgás útján történik meg a légtömegek kölcsönös áthelyeződése eredeti állapotukból a Margules-szkémának megfelelő végállapotba.

Normális cirkulációs irányban történik a siklás (a meleg levegő felfelé, a hideg lefelé) a meleg front felülete és a hideg front alsó része mentén. Fordított irányú cirkuláció van a hideg frontfelület felső része mentén, ahol a hideg légtömegben gyenge, a felette fekvő meleg légtömegben pedig erős leszálló mozgást találunk.

A szolenoidok pozitív irányú cirkulációja munkavégzést jelent, tehát a labilitási energia rovására a kinetikai energia növekedését idézi elő. A meleg levegő lesikló mozgása ezzel szemben kinetikai energiafogyasztással jár. Bizonyos idő múlva azonban a felsikló mozgás az *instabilis* hullámban egyre erőteljesebbé válik és a pozitív irányú cirkuláció jut túlsúlyra; a kinetikai energiatermelés felülmúlja a fogyasztást. A ciklonban elhelyezkedő légtömegek labilitási energiája mindinkább kinetikai energiává válik (részben a kiterjesztés munkájára és a súrlódás legyőzésére fordítódik). Végeredményben az örvénylés megnöveli a saját kinetikai energiáját és ezzel együtt a szél sebességét is.

Ennek megfelelően növekednek a ciklonban a nyomási gradiensek is; bár ez a növekedés a szélsebesség növekedéséhez viszonyítva elmarad, mivel a kifejlődő ciklonban a szél nem a gradiensnek megfelelően fúj és mert pozitív cirkulációs gyorsulás lép fel. Nyilvánvaló, hogy ez a gradiensnövekedés a ciklon kimélyülése során jön létre. Az előző paragrafusból már tudjuk, hogy a kimélyülés alaptényezője a szabad légkörben fellépő sebességi divergencia, mely a ciklonban a felsikló mozgással függ össze.

A levegőelvonás a ciklon elülső részében a legerősebb, ahol a meleg frontfelületnél találjuk a legnagyobb pozitív cirkulációs gyorsulást. Itt alakul ki a sebesség legnagyobb magassági divergenciája (beleértve az áramlási vonalak divergenciáját) és itt a legnagyobb a nyomáscsökkenés, vagyis itt találjuk a süllyedő tendenciák legnagyobb értékeit. A ciklon hátoldalán a hideg front mentén leszálló mozgás jön létre és a cirkuláció a kinetikai energia elfogyasztásához, vagyis a szélsebesség csökkenéséhez vezet. Ezért (az áramlási vonalak és a sebesség magassági konvergenciája folytán) megindul a levegő beáramlása a ciklon belseje felé és a ciklon többé vagy kevésbbé feltöltődik. Itt relatív nyomásemelkedési területet találunk. A ciklon nyomási középpontja abba az irányba helyeződik át, ahol a nyomáscsökkenés a legerősebb.

A kifejlődő ciklonban tehát a meleg levegő felemelkedik, a hideg levegő pedig az alsóbb rétegekben terül széjjel. Ennél a folyamatnál a ciklont alkotó

két légtömeg közös súlypontja lesüllyed. Az okklúziós folyamat eredményeképpen a meleg levegő egész tömege a hideg fölé kerül, úgyhogy a közöttük lévő választófelület majdnem vízszintes; a termodinamikai szolenoidok szaporodása megszűnik, vagy lényegesen csökken és ezzel a ciklon potenciális energiatartaléka is kimerül. Ez már abból is látható, hogy az okklúzió után a két légtömeg közös súlypontja a lehető legmélyebb helyzetet foglalja el. Végül a ciklon elveszti a hullámjelleget és az okklúzió után az alsóbb rétegekben többé-kevésbbé szimmetrikus hideg levegőörvénnyé alakul át. A kinetikai energia növekedése megszűnik, de a ciklon alsóbb rétegeibe (súrlódás következtében) történő levegőbeáramlást már nem ellensúlyozza a magasabb rétegekben a gradienssel szemben fellépő szétáramlás.

Igaz ugyan, hogy a ciklon alsóbb rétegeiben — a súrlódás folytán a középpont felé történő levegőbeáramlás hatására — a ciklon középső részén bizonyos ideig az okklúzió után is folytatódik a felsiklás. Most azonban stabilis rétegződés mellett, a felsikló levegő dinamikus lehűlése következtében, a ciklon felsikló, középső része hidegebb lesz a környezeténél és az ellentétes irányú cirkulációs gyorsulást létrehozó szolenoidok mezejét növeli meg. A cirkuláció normális irányával szemben történő felsiklás munkavégzéssel, tehát kinetikai energiafelhasználással jár; a súrlódás azonban az alsóbb rétegekben elősegíti a levegő beáramlását a ciklonba és valószínűleg támogatja az energiafogyasztással járó cirkulációt. Tehát a súrlódás nemcsak a ciklon középső részének alsóbb rétegeit tölti ki közvetlenül beáramló levegővel, hanem a magasabban fekvő rétegekben is a kinetikai energia csökkenéséhez vezet, vagyis a ciklonból a gradienssel szemben történő levegőkiáramlást beáramlássá változtatja.

Az okklúzió pillanatáig állandóan mélyülő depresszió most kezd kitöltődni, a ciklonális forgás meggyengül és a ciklon megszűnik.

7. A ciklon más energiaforrásai

A horizontális elrendeződés labilitási energiája a fő, de nem egyetlen forrása a ciklon kinetikai energiájának. Más, kevésbbé jelentős, de mégis lényeges energiaforrás a vertikális rétegződés labilitási energiája, vagyis az instabilitási energia. Minél labilisabb a légtömegek rétegződése, annál könnyebben elörvényesedik a hullám (49. §) és annál erőteljesebb a ciklon kialakulása. A nagyon stabilis meleg levegő a ciklonban nem emelkedik fel, mivel a szolenoidok ebben az esetben hamar megszüntetik a frontmenti cirkulációt. Az instabilis meleg levegő ezzel szemben felemelkedik és nagy labilitási energiamennyiséget szabadít fel. A ciklon kimélyülése ilyen esetben nagyon éles és bizonyos ideig az okklúzió után is folytatódhat. A továbbiakban az instabilitási energiának a trópusi ciklonok fejlődésében megnyilvánuló különleges szerepével foglalkozunk.

A ciklon kinetikai energiája részben azoknak az alapáramlásoknak korábban meglévő kinetikai energiakoncentrációja, amelyek között a ciklon keletkezett. A hullámképződésnél mindkét áramlás sebességéhez hozzájárulnak még a tiszta hullámmozgás kiegészítő sebességei, melyek a meleg levegőnyelv körül ciklonális irányúak. A ciklogenezis területén a hullámmozgás — sebessége irányát tekintve — megegyezik a frontnál lévő ciklonális forgás alapáramának sebességével (rotor); ezért itt nyerjük a legnagyobb kinetikai energiát. A legkisebb sebességet és a legkisebb kinetikai energiát azokon a

közbeeső területeken találjuk, ahol a hullámmozgás iránya ellenkezője az alapáramlás irányának. Megjegyzendő, hogy ebben az esetben kinetikai energia nem termelődik, hanem csak az egyenletes energiaeloszlás válik periodikussá.

8. Energiaátalakulás másodlagos aszimmetria és regenerálódás esetén

Tudjuk, hogy ha a ciklonban az okklúzió után másodlagos termikus aszimmetria marad vissza, akkor a ciklon tovább mélyül, vagy a legtöbb esetben a kitöltődése később következik be. Ha új légtömeg megjelenése idézi elő a hőmérsékleti különbséget, a ciklon ebben az esetben is tovább mélyül. Az előző pontban leírt jelenségek a fentebb kifejtett általános elvek alapján könnyen megmagyarázhatók. Az első esetben a labilitási energia tartaléka a középpontban az okklúzió után is jelentős marad, mivel a kinetikai energiatermelés a légtömegek áthelyeződésének rovására az okklúziós fronton tovább folytatódik. A második esetben a labilitási energia tartalékát a ciklonba érkező, megfelelő számú szolenoiddal rendelkező, új front növeli meg, tehát ismét folytatódik a labilitási energiának kinetikaivá való átalakulása.

Mindkét esetben szerephez jut az instabilitási (vertikális rétegződési) energia is. Minél nagyobb a rétegződés instabilitása az ál, vagy újra képződött meleg szektorban, annál nagyobb a kinetikai energia termelődése és annál jelentősebb a ciklon másodlagos kimélyülése. A rétegződés megváltozása néha magában véve is regenerálódást idézhet elő. Többek között, amikor az öreg, már okkludált ciklon télen a szárazföldről a tengerre ér, rendszerint kimélyül. Ennek az a magyarázata, hogy a ciklont alkotó légtömegekben a meleg tenger fölött megnövekszik a nedvesség és a függőleges hőmérsékleti gradiens. Az instabilitás növekedésével kapcsolatban megnövekszik a kinetikai energia termelődése és a ciklon feltöltődése kimélyüléssé válhat. Hasonló az eset nyáron is, amikor a ciklonok a tengerről az erősen felmelegedett szárazföldre érve, a nagyobb instabilitású légrétegződés folytán kimélyülhetnek. Részben valószínűleg ezzel magyarázható, hogy a Nyugat-Európából a Szovjetunió európai területére érkezett ciklonok nyáron kimélyülnek. A jelenség másik oka az, hogy a felmelegedett szárazföld belseje felé mozgó okklúziós frontnál a másodlagos hőmérsékletkülönbség élesebbé válik. Az okklúziós front mögött betörő tengeri-poláris levegő sokkal melegebb kontinentális légtömegként nyomul előre, növekvő hőmérsékletkülönbséget és növekvő labilitási energiát eredményezve.

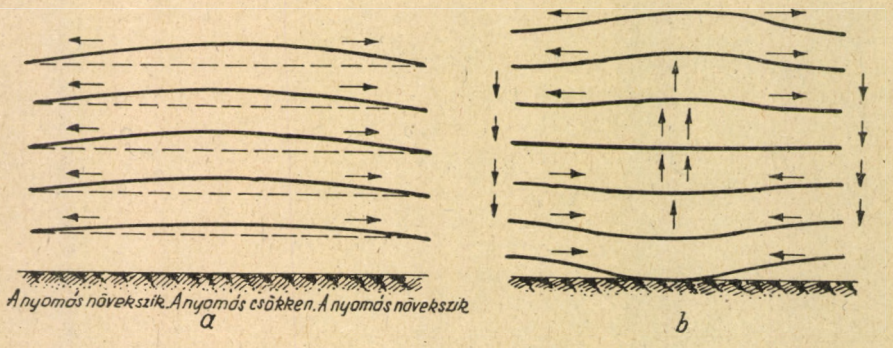
53. §. Helyi ciklonképződés

A trópusokon kívül eső szélességek elegendő áthelyeződési sebességgel bíró (»mozgékony«) ciklonjai és anticiklonjai rendszerint a frontális zavarokhoz tartoznak és mint frontális hullámok jönnek létre. A nyomási képződményeknek csak kis része jön létre közvetlenül a talajfelszín hőmérsékleti állapotának hatására. Az ilyen jelenségeket helyi légáramlási zavaroknak fogjuk nevezni.

A légáramlási zavar kifejlődhet frontális folyamatok és helyi termikus feltételek *együttes* hatására is.

1. A helyi légáramlási zavar kifejlődésének szkémája

A helyi légáramlási zavar kifejlődése a cirkuláció elméletével magyarázható meg (lásd 30. §). Tegyük fel, hogy a Föld nem forog és az izobár-, valamint izoterma-felületek vízszintesek. Tegyük fel továbbá, hogy a földfelszín egy bizonyos része melegebb a környezeténél és felmelegszik tőle a fölötte fekvő levegő is. A felmelegedett levegő kiterjedésével összefüggésben az egyenlő fajlagos térfogatú (izoszterikus) felületek a meleg terület fölött lefelé hajlanak és az izobárfelületekkel szolenoidokat képeznek, ami a baroklin tulajdonság folytán cirkulációs gyorsulást idéz elő. Ennek eredményeképpen áramlás indul meg, amely alul a felmelegedett terület középpontja felé, felül a középponttól a környezet felé irányul. A felmelegedett terület fölött a levegő felemelkedik, azonkívül leereszkedik.



153. ábra. Nyomási mező felmelegedett felszín felett függőleges metszetben
a — első stádium, b — stacionárius cirkuláció

Különösen szemléletessé válik a kialakuló légmozgás jellege akkor, ha a légnyomási mezőt felmelegedett felszín fölött vizsgáljuk. Tegyük fel, hogy az izobárfelületek kezdetben megegyeznek a színtvonalakkal. Tegyük fel továbbá, hogy a levegő hőmérséklete a felmelegedett terület fölött olyan, hogy a meleg felszín középpontjától a szélek felé irányuló vízszintes hőmérsékleti gradiens értéke 10 km-ként 1°. Ekkor a felmelegedett terület fölött az izobárfelületek is felemelkednek kissé (153/a ábra). A 3000 m-es magasságban fekvő izobárfelületnek a középponttól a szélek felé vett hajlása kb. 0,001 értékű (ami a barometrikus formula alapján számítható ki). Ez azt jelenti, hogy a szabad légkörben meghatározott irányú vizszintes nyomási gradiens alakul ki. Mozdulatlan földön ez a gradiens irányába eső levegő-áthelyeződést jelent, vagyis a felmelegedett terület fölött a légoszlop tömege csökken. A nyomás ennek folytán az alsóbb rétegekben lecsökken, az izobárfelületek a légkör alsó részében lefelé görbülnek, ez pedig a felmelegedett terület szélétől a középpont felé irányuló levegő-beáramlást idéz elő (153/*b* ábra). Tehát stacionárius cirkuláció alakul ki, amelyet a felmelegedett terület középponti része fölött felszálló, a szélein pedig leszálló légmozgás jellemez.

A Föld forgása azonban úgy módosítja a mozgás irányát, hogy a szél (a szabad légkörben) nem a gradiens, hanem közelítőleg az izobárok irányát követi. Pozitív cirkulációs gyorsulás esetén azonban az áramlás az izobárok irányától kifelé térül el. Ez szétáramlást idéz elő, amelyet tulajdonképpen a felmelegedett terület fölött kialakult nyomássüllyedés is feltételez. Ez a

nyomássüllyedés nyilván alacsony lesz, mivel meleg levegőben jön létre, ahol a nyomáslépcső nagy (**24,** 12). A süllyedés a troposzféra felső részében kisimul, vagy nyomásemelkedésbe megy át. Ehhez hasonlóan, lehűlt terület fölött emelkedő nyomású terület alakul ki anticiklonális cirkulációval.

2. *Példák a helyi ciklonképződésre*

A helyi ciklonképződés legkifejezőbb formáit télen a meleg beltengerek (pl. a Fekete-tenger) vagy nyáron Közép-Ázsia pusztái fölött kialakult depressziókban találjuk meg. Ezek a rendszerint elmosódott (kis gradiensű) és sekély nyomási képződmények egy légtömegen belül fejlődnek ki. Frontokat nem találunk bennük, tehát lényeges csapadék sem észlelhető. Az ilyen képződmények ahhoz a körzethez tartoznak, amelyben létrejöttek és nem helyeződnek át más körzetekbe. Ezért jelentőségük a szinoptikus folyamatok szempontjából nem nagy.

Úgy látszik, hogy a helyi ciklonképződés gyakran nem elszigetelt jelenség, hanem frontális tevékenységgel van összefüggésben. Ha pl. meleg tenger fölött mély és kiterjedt depressziót, vagy hideg szárazföld felett stabilis anticiklont találunk, akkor biztosan állíthatjuk, hogy ezek a képződmények nem tisztán helyi jellegűek. Az Izland körzetében található mély depressziók, az ú. n. »középponti ciklonok«, melyek frontális ciklonképződés folytán jöttek létre (**56**, 3). A meleg földfelszín csak a depresszió erősödésében és állandósulásában játszik szerepet, vagyis csak járulékos, de nem döntő tényező.

Ugyanezt mondhatjuk a szárazföld, pl. Ázsia fölött télen kialakult, fejlett anticiklonokról is. A lehűlt földfelszín itt a magasnyomású terület stabilitásának kialakításában játszik szerepet. Ezt a területet azonban főleg az arktikus terület anticiklonjainak betörései bővítik és erősítik. Ehhez hasonló állandó megújulási folyamat érvényes a szubtrópusi anticiklonokra is, melyeket a mérsékelt szélességek mozgó anticiklonjai töltenek fel. A földfelszín hőállapota azonban aligha működik aktívan közre az említett anticiklonok kialakulásában, mivel ezek nem hideg, hanem meleg felület fölött képződnek ki.

Kevésbbé tisztázott a sarki anticiklonok kérdése. Lehetséges, hogy itt a hideg földfelszín gyakran alapvető szerepet játszik az anticiklon kialakulásában.

3. *A hideg földfelszín szerepe az anticiklonok kialakulásában*

1937-ben Wexler az USA-ban vázlatos számításokat végzett abból a célból, hogy tisztázza, milyen hatása van a hideg földfelszínnek az anticiklonok kialakulására. Mint fentebb mondottuk, hideg földfelszín fölött a levegő sűrűbbé válik, ezért az izobárfelületek benne lesüllyednek. Ennek folytán a magas légrétegekben süllyedő izallobárikus terület alakul ki, ezért itt a szél, legalábbis részben, pótkomponenst nyer, mely az izallobárikus gradiens, vagyis az említett süllyedő légnyomású terület belseje felé irányul (lásd 28. §). Ez a levegőbeáramlás konvergenciához, tehát az anticiklon alsó részében nyomásnövekedéshez vezet.

Wexler, Brunt és Douglas elméletének alapján, kiszámította a felső konvergencia effektusát is. Ennek megfelelően nem stacionárius mozgásnál a geosztrofikus szél kiegészítő sebességi összetevője teljes egészében az izallobárikus gradiens irányában fekszik (lásd 28. §). Vegyük a következő sematizált feltételeket: legyen az Északi-sark, mint középpont körül egynemű hóval borított terület, amely fölött horizontálisan azonos 0° kezdeti hőmérsékletű légtömeg helyezkedik el, melynek függőleges hőmérsékleti gradiense 100 m-ként 0,76°. A sarki éjtszaka területe az őszi napéjegyenlőségtől számított 37 nap folyamán 1500 km-re, a pólustól a 76. szélességi fokig terjedjen ki. Ezen időszak alatt a póluson legyen 26 napon át lehüléssel járó kisugárzás (70%), a 76. szélességi fok

alatt pedig a kisugárzás időtartama 0 nap. A 37 nap alatt a hóval borított felszín hőmérséklete —62°-ig hűl le, a pólus felett pedig 4,6 km magas, — 35°-os hőmérsékletű izoterm réteg alakul ki. A 76. szélességi kör alatt ennek a kontinentális-poláris (pontosabban arktikus) levegőrétegnek a magassága legyen zérus.

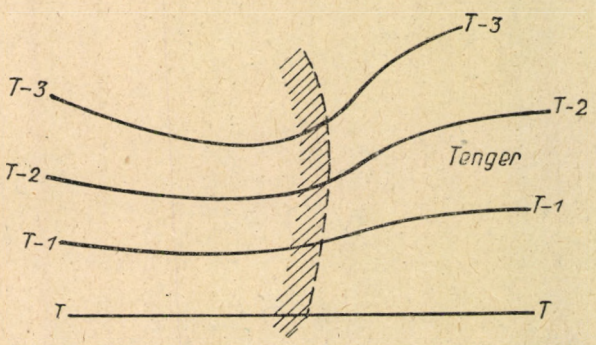
Az említett lehülést követő levegőbeáramlás sebessége a süllyedő nyomás területére a következő értékű lesz : a sarktól 900 km távolságban, ahol a hideg légtömeg magassága 1,8 km, az első 1,8 km-ben 0,5 cm/sec [a magassággal kissé növekszik], a magasabban fekvő rétegekben [8 km magasságig] általában 10 cm/sec, vagyis 20-szor nagyobb értékű [ez az érték a magassággal fokozatosan csökken].

A geosztrofikus sebességi komponens ugyanakkor 10 m/sec nagyságrendű, vagyis 100-szor nagyobb. Azonban még ez a kicsiny levegőbeáramlás is elegendő ahhoz, hogy naponta középértékben több, mint 8 mb-os nyomásnövekedést idézzen elő.

Wexlernek a hőmérséklet csökkenésére és az anticiklon megerősödésére vonatkozó terjedelmes és bonyolult számításait nem közöljük. Itt lényegében csak az a fontos, hogy a nyomásnövekedés nagyságrendje közel azonos a megfigyelt értékekkel.

4. A vergencia szerepe a helyi ciklonképződésben

Az előző pontokban kifejtettekből világos, hogy *a helyi ciklonképződést csupán a talajfelszín hőmérsékleti anomáliája határozza meg, de közvetlen összefüggésben van a nagyobb magasságú rétegek vergenciájával is.*



154. ábra. A magassági vergencia áramlási vonalainak kialakulása a szárazföld és a tenger egyenlőtlen felmelegedése mellett

Balról hideg szárazföld, jobbról sokkal melegebb tenger (a mérsékelt szélességeken). Az izotermák és ezzel együtt a magassági áramlási vonalak is szétágaznak a szárazföldről a tenger felé haladva

Nem-stacionárius mozgás esetén a felmelegedett terület fölött kialakuló depresszió feltétele a sebesség és a magasban elhelyezkedő légtömegek divergenciájának. Ugyanígy az anticiklonképződés magas konvergenciával van összefüggésben. Ebben a tekintetben a helyi ciklonképződés teljesen azonos a frontális ciklonképződéssel és reá a Mihel-féle elvet alkalmazzuk. *A különbség a vergencia kialakulásának módjában van.* Feltételezhető, hogy a frontális ciklonban a frontális sikló mozgások jelentik az izobárfelületek deformációjának és ezzel együtt a magassági vergenciának kezdetét. Helyi ciklonképződés esetén a sebesség vergenciáját az izobárfelületek deformációja hozza létre, melynek feltétele a levegő alulról történő felmelegedése, vagy lehűlése.

Pogoszjan és Taborovszkij planetáris méretben, szemléletes vázlatát adta a földfelszín hőmérsékleti anomáliájával összefüggő magassági divergencia áramlási vonalai kialakulásának. Tegyük fel, hogy hideg szárazföld és meleg tenger fekszik egymás szomszédságában (154. ábra). Az izotermák

a szárazföld felett a normális zónális iránytól eltérve dél felé, a tenger felett pedig észak felé hajolnak el. Az elhajlás a mérsékelt szélességeken, ahol a szárazföld és a tenger között éles hőmérsékletkülönbség van, nagy, a trópusi szélességeken pedig kicsiny. Ennek következtében a mérsékelt szélességeken a szárazföld felett izoterma-konvergencia, a tenger felett viszont divergencia jön létre. Ez a vergencia a klimatológiai relatív nyomástopográfiai térképeken is észrevehető. A magassággal azonban az izotermák (relatív izohipszák) irányukat tekintve megközelítik az izobárokat (abszolút izohipszákat), tehát a vergenciát a magassági nyomási mezőben is megfigyelhetjük.

Ez a következtetés klimatológiai térképpel is igazolható (lásd a VIII. fejezetet).

Ebből Mihel-elve alapján az következik, hogy a divergencia területén, vagyis a tenger felett, nyomáscsökkenést és ciklonképződést, a konvergencia területén, vagyis a szárazföld felett, nyomásemelkedést és anticiklonképződést találunk. Látjuk tehát, hogy a klimatológiai légnyomáseloszlás valóban összefüggésben van a klimatológiai hőmérsékleti eloszlással, miközben ennek az összefüggésnek világos fizikai jellege van.

Ebből azonban még nem következik az, hogy a klimatológiai térképeken található és a földfelszín hőmérsékleti anomáliáinak megfelelő nyomási képződményeket csak ezek az anomáliák idézik elő. E paragrafus 2. pontjában már említettük, hogy a földfelszín csak elősegíti a nyomási képződmények erősödését és stabilizálódását bizonyos körzetekben: maguknak a képződményeknek a kialakulása azonban nagyrészben frontális jellegű.

54. §. A ciklon szerkezete és időjárása

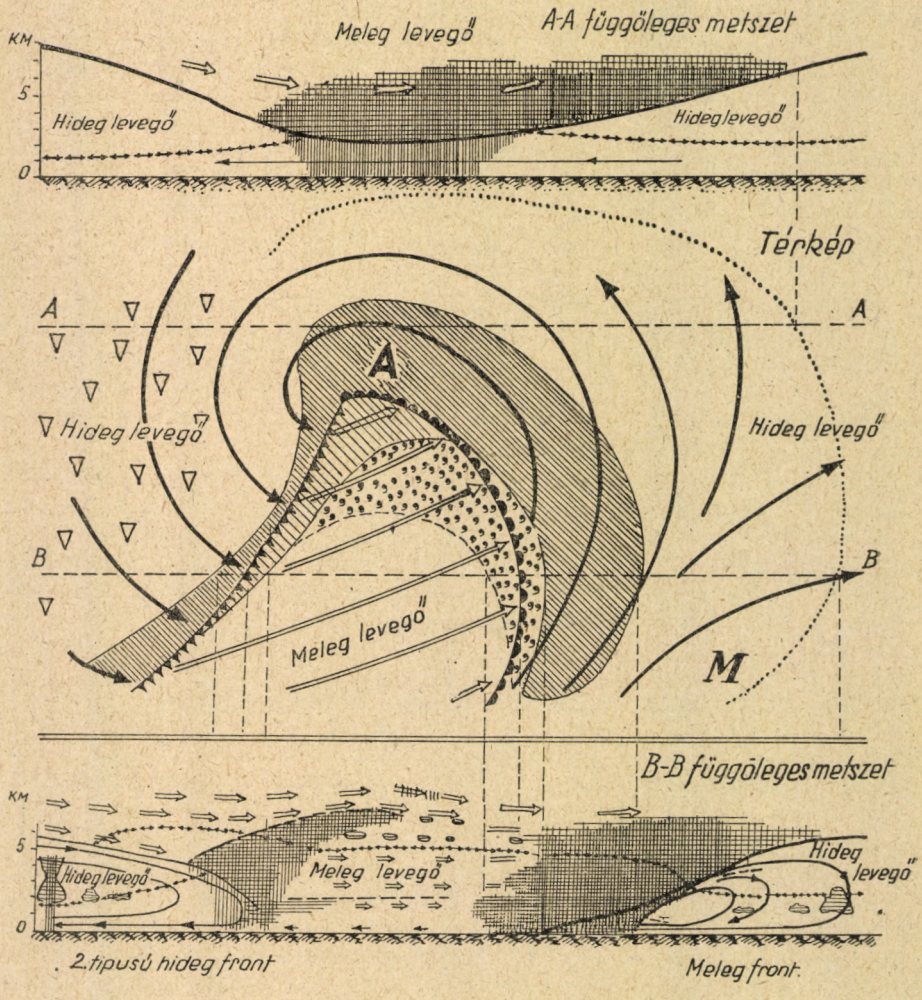
Vizsgáljuk most meg részletesen a frontális ciklon szerkezetét és fejlődését, valamint a vele összefüggő időjárási feltételeket a főbb stádiumokban.

1. A fiatal ciklon nyomási és kinematikai mezeje

A 155. ábra fiatal ciklon-modellt mutat be, melyet J. Bjerknes 1918-ban alapozott meg és amit T. Bergeron 1937-ben kiegészített. Ez a modell a 141. ábrán feltüntetett ciklonfejlődés *C* stádiumának felel meg. Bjerknes ebben a stádiumban a ciklont »*ideálisnak*« nevezte; néha »*hullám*«-stádiumnak nevezik ezt a fejlődési fokot. Mi a ciklont ebben a stádiumban »*fiatalnak*« fogjuk tekinteni. Ezt az állapotot legsajátosabban *a földfelszínen található meleg szektor jellemzi.*

Mivel az izobárok már a földfelszín fölötti, nem nagy magasságban is közelítőleg egybeesnek az áramlási vonalakkal, a 155. ábra a fiatal ciklon izobárjainak elhelyezkedéséről is elképzelést nyujt. A meleg szektorban az azonos délnyugati áramlásnak közelítőleg egyenesvonalú izobárok felelnek meg. A frontokon az izobárok »megtörnek« és a hideg levegő területén, mint az áramlási vonalak, többé-kevésbbé jelentős görbületet mutatnak. A ciklon középpontjában, a meleg szektor csúcsánál, a légnyomás a környezet nyomásához képest csak ritkán süllyed 15—20 mb-nál mélyebbre. Sokkal jelentősebb nyomássüllyedést találunk a már okkludált ciklonokban.

Az áramlási vonalak eloszlásából nyilvánvaló, hogy a ciklon elülső (jobboldali) részének főfrontja *meleg*, a hátoldali (baloldali) részének frontja

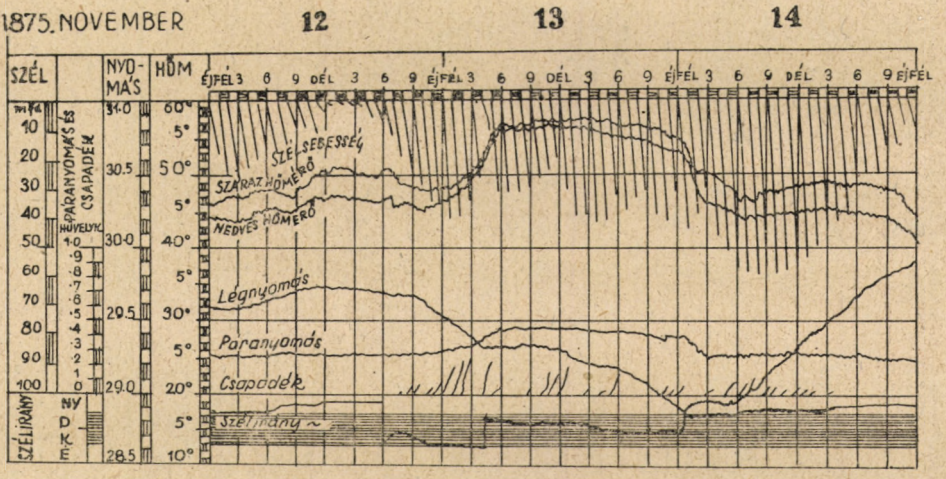


155. ábra. Fiatal ciklon modellje. A levegő mozgása a függőleges metszeten a fronttal együtt mozgó koordináta-rendszerben van feltüntetve

1 — záporok, 2 — csapadék a hideg levegőben, 3 — csapadék a meleg levegőben, 4 — szitálás, 5 — meleg front, 6 — hideg front, 7 — áramlási vonalak a hideg levegőben, 8 — áramlási vonalak a meleg levegőben, 9 — a *Cs* elülső határa, 10 — a front felülete, 11 — más szakadási felületek, 12 — a hideg levegőnek (a középponthoz viszonyított) mozgása, 13 — a meleg levegőnek (a középponthoz viszonyított) mozgása, 14 — kihulló jégtűk, 15 — lebegő felhőelemek, 16 — a jégmagvak alsó határa, 17 — hó vagy eső, 18 — szitálás

hideg jellegű. A 155. ábrán a meleg front előtti széles és a hideg front mögötti keskeny csapadéksáv is fel van tüntetve.

Az ábra alsó és felső részén a ciklon két *függőleges* metszete látható. A felső a ciklon középpontjától, vagyis a meleg szektor csúcsától északra, az alsó a középponttól délre metszi a ciklont, vagyis átmegy a meleg szektoron. Az alsó metszeten a meleg levegőnek a ciklon *elülső* részében a meleg front felülete fölött történő felemelkedését és a meleg front jellegzetes felhőrendszerének kialakulását, majd a ciklon hátoldali részén a hideg front felhőzetét és áramláseloszlását látjuk. A középponttól északra eső metszet a főfrontfelületet csak a szabad légkörben metszi. A földfelszínen itt csak hideg levegőt találunk, a meleg levegő fölötte fekszik. A metszet azonban átmegy a frontális csapadékterület északi szélén, melyet az ábra is feltüntet.



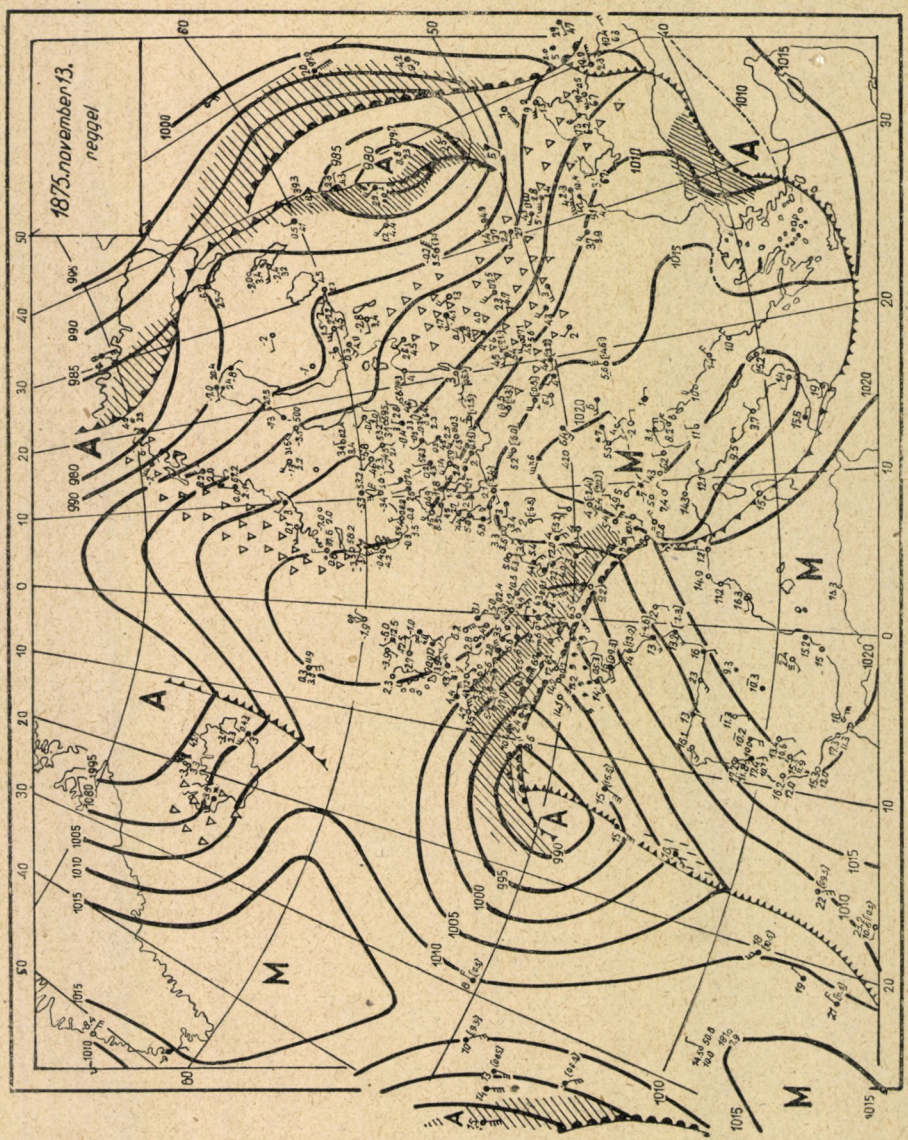
156. ábra. A meteorológiai elemek változása 1875. november 12—14-én Falmouthban, ciklon átvonulása alkalmával

Felülről lefelé: szélsebesség, száraz hőmérséklet, nedves hőmérséklet, légnyomás, páranyomás, csapadék, szélirány. A skála balról-jobbra: szél mérföld/órákban, páranyomás és csapadék hüvelykben, szélirány, nyomás hüvelykben, hőmérséklet Fahrenheit fokokban

Emlékeztetünk arra, hogy a meleg levegő a fiatal ciklonban általában gyorsabban mozog, mint amilyen sebességgel maga az örvénylés áthelyeződik. Ezért az örvénylés területén egyre újabb és újabb meleg levegő áramlik át, mely a ciklon hátoldali részének hideg levegőjén leereszkedik és az elülső részén felsiklik.

Milyen jellegű a levegő áramlása a magasban, a fiatal ciklon fölött? A fiatal ciklon, terminológiánk szerint, »közepes« nyomási rendszerhez tartozik. A hőmérsékleti eloszlásban mutatkozó jelentősebb aszimmetriával összefüggésben a fiatal ciklon izobárjai a magassággal szétterülnek és már a troposzféra középső részében hullámszerű jellegük van. A magassági légnyomási teknő a ciklon alsó középpontjához képest visszafelé, pontosabban a hőmérsékleti gradiens irányában (rendszerint északnyugat felé) tolódik el. A ciklon elülső része és a meleg szektor fölött a magasban a ciklont megelőző, anticiklonnal összefüggő *légnyomási hátság* helyezkedik el. A földközeli ciklon elülső részében, a meleg frontfelület fölött a magassági izobárok *anticiklonális*

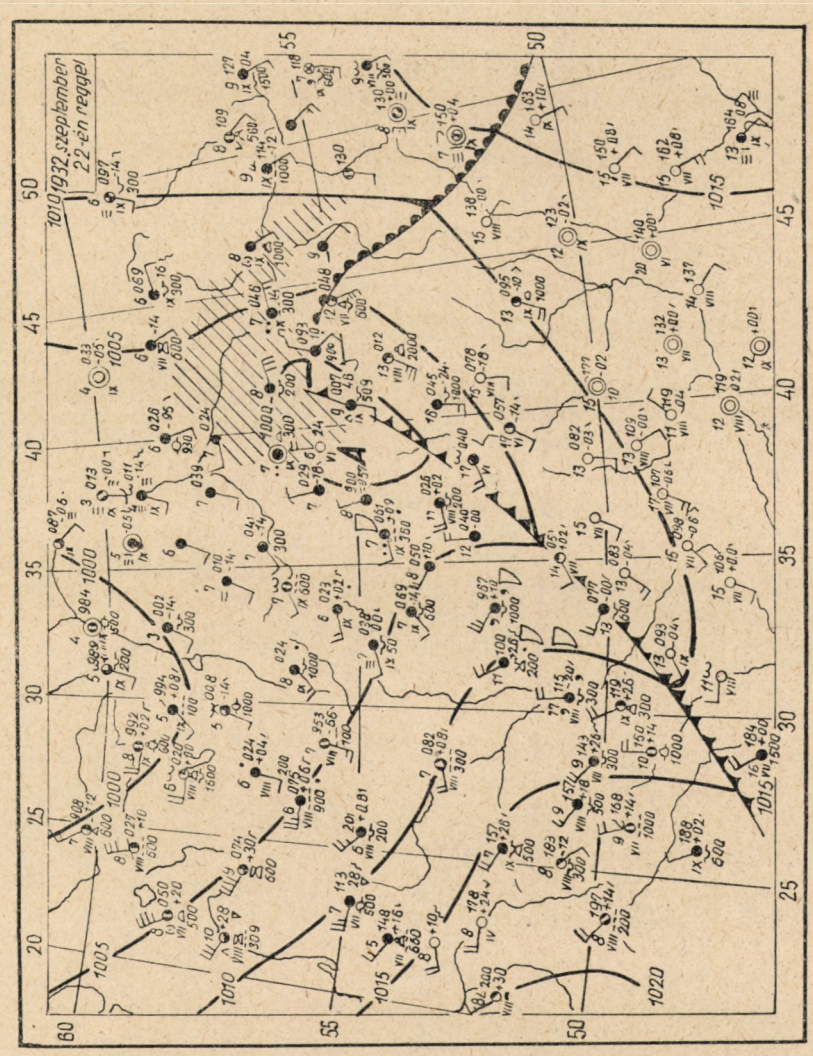
görbületűek és divergenciát mutatnak. A hátoldali részben a hideg frontfelület fölött a magassági izobárok ciklonális görbületűek és összeáramlanak.



157. ábra. Szinoptikus helyzet 1875. november 13-án reggel (lásd a 156. ábrát)

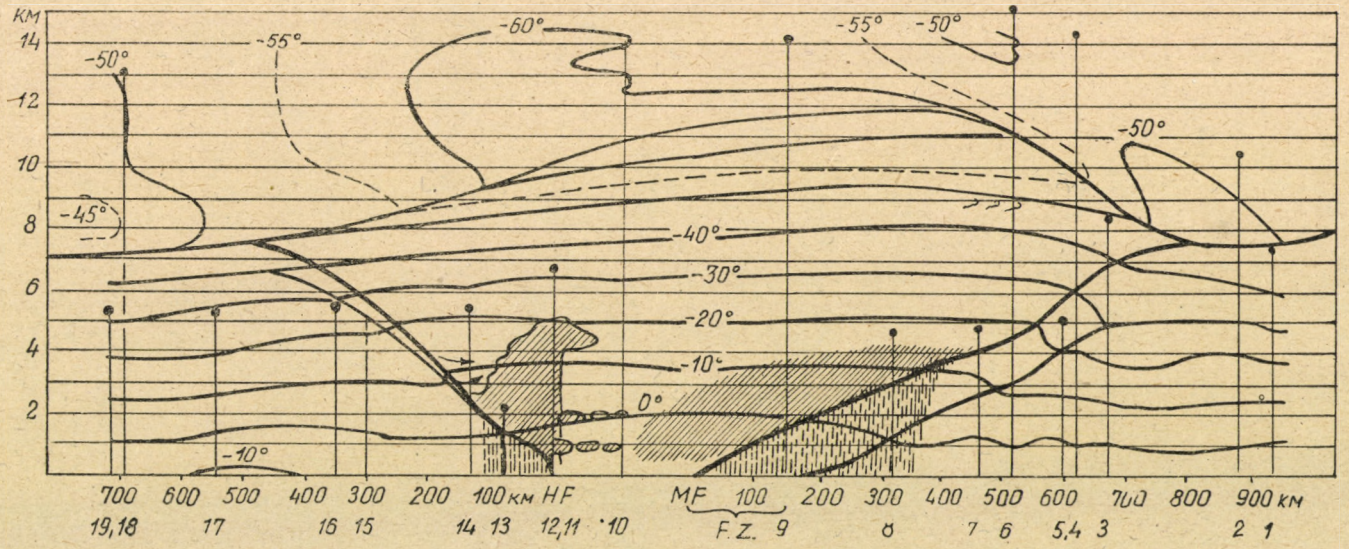
Az előző paragrafusban kimutattuk, hogy milyen összefüggés áll fenn a meleg front előtti meleg advekció és a hideg front mögötti hideg advekció, valamint a ciklon *izallobárikus mezeje* között. Emlékeztetünk, hogy a süllyedő légnyomású terület a fiatal ciklonban annak elülső részén fekszik és ennek a területnek féloválisalakú magja (a legnagyobb negatív tendenciák) a meleg front előtt helyezkedik el. Az izallobárikus gradiensek a front előtt konvergenciát mutatnak.

Amennyiben a fiatal ciklon kimélyül, a nyomássüllyedés területe annak középső részére is kiterjed. Kimélyülés esetében a légnyomás a ciklon meleg szektorában is csökken, de lényegesen kisebb mértékben, mint a meleg front előtt, mivel a süllyedésnek advektív oka itt nincs. A nyomásnövekedés területe az izallobárikus gradiens divergenciájával a hideg front mögé korlátozódik, néha azonban részben a front elé, a meleg szektorra is kiterjeszkedik, a dinamikus összetevő rovására.



158. ábra. Fiatal ciklon a szinoptikus térképen

Tegyük fel, hogy a fiatal ciklon az észlelési hely fölött nyugatról kelet felé mozog, miközben a ciklon középpontja az adott helytől északra vonul át. A ciklon átvonulása során észlelt légnyomásváltozás nyilván a következő lesz : a közeledő meleg front előtt a nyomássüllyedés egyre erősödik, a meleg szektor átvonulása során a süllyedés általában jelentékeny mértékben gyengül ; közvetlenül a hideg front mögött erős nyomásemelkedést észlelünk, mely



159. ábra. Fiatal ciklon függőleges metszete 1928. március 28—30-án

fokozatos emelkedésbe vagy egyenletes menetbe megy át. Jellegzetes barogrammot és a többi elemek egy fiatal ciklon átvonulása alkalmával észlelt értékváltozásait mutatja a 156. ábra. Ugyanezt a ciklont a szinoptikus térképen a 157. ábra tünteti fel.

A fiatal ciklon egy másik példáját mutatja be a szinoptikus térképen a 158. ábra, a 159. ábra pedig egy 1928. március 28—30-i fiatal ciklon (időnkénti) függőleges metszetét tünteti fel.

A továbbiakban a *poláris fronton* képződött fiatal ciklon területének időjárási viszonyait vizsgáljuk meg. Először a ciklon középpontjától jobbra, vagyis a ciklon *déli* részében található állapotokat tárgyaljuk.

2. *Időjárási viszonyok a ciklon meleg frontja előtt*

A hideg levegőéken belül a ciklon elülső részében, megfelelő távolságban a meleg front vonalától, magas felhőzet hiánya mellett a légrétegződés instabilis lehet, ami gomolyos felhőképződéssel járó konvekciót idéz elő. Megjegyzendő azonban, hogy a poláris levegő a ciklon elülső részében délről észak felé áramlik, tehát nem várható benne erősen instabilis rétegződés. A konvekció inkább csak besugárzás következtében jön létre és csak *Cu* képződést okoz.

A meleg front jellegzetes felhőrendszerének megjelenésével a besugárzás legyengül, majd megszűnik és vele együtt gyengül a konvekció is. A gomolyfelhők az *As* felhőtakaró alatt egyre egyenletesebb formát öltenek, végül teljesen eltűnnek.

A meleg front további közeledésével az *As—Ns* felhőzetből megered az eső. A csapadékos terület elég pontosan egybeesik a nyomássüllyedés frontelőtti területének középponti részével. Ebből azonban még nem következik, hogy a nyomássüllyedés csapadékot vált ki vagy fordítva (ilyen és másféle következtetések előfordultak a meteorológia történetében). A valóságban *mindkét jelenséget egy és ugyanaz az ok idézi elő:* a meleg levegő felsiklása a frontfelületen. A felsiklás felhőzetet, a magasban léghátságot és ezt kísérő divergenciát, valamint a talajon nyomássüllyedést idéz elő, mint erről részletesebben az 51. §-ban szó volt.

Közvetlenül a front vonalánál, ahol a felhőzet nem éri el a jegesedési szintet, az esőt szitálás válthatja fel. Ez megszakítás nélkül is átmehet a meleg szektor légtömegen belüli csapadékába: szitálásba és nyáron néha esőbe, télen havazásba.

Mint már a meleg frontról szóló paragrafusban említettük, nyáron a szárazföld felett a meleg front felhőzete egyenlőtlen, gomolyfelhős, a csapadék záporszerű, sőt zivataros jellegű lehet. Ez akkor következik be, ha a frontfelület fölött fekvő *kTM* instabilis rétegződésű.

A ciklon peremén, ahol a meleg front a magasnyomású területbe megy át, rendszerint katafronttá válik, ezért a felhőzet és a csapadék zónája itt összeszűkül és véget ér.

3. *A meleg szektor*

A *Ns*-ből eredő frontális csapadék a front átvonulásával rendszerint megszűnik. A hőmérséklet a meleg szektor beérkezésével minden olyan rétegben emelkedik, ahol a poláris levegőt trópusi levegő váltja fel. A szél a meleg frontnál keletkező teknőszerű légnyomáseloszlással kapcsolatban kisebb

vagy nagyobb szöggel jobbfelé fordul. A kelet, vagy északkelet felé mozgó polárfrontú atlanti ciklon meleg szektorában a szél iránya a földfelszínen rendszerint közel délnyugati, ha azonban a meleg szektor rendellenes helyzetű, pl. a ciklon keleti részén fekszik (lásd 57. §), akkor ennek megfelelően természetesen más lesz a szél iránya is. A szélsebesség a meleg szektorban, különösen a ciklon középponti részén, nagyon jelentős lehet. Ha azonban a meleg szektorban fekvő légtömeg stabilis (mint pl. a *mTM* Európában), a szél eléggé laminális.

Az erős prefrontális nyomássüllyedés a meleg szektorban sokkal lassúbbá válik. A barogrammon a görbe meredekségének a front átvonulásával bekövetkező változása sokszor éles törésben jut kifejezésre. Ha a ciklon valamilyen okból nem merülne ki, a tendencia a meleg szektorban közel zérus (lásd 51. §).

A felhőzet, a csapadék és a látás a meleg front átvonulása után a trópusi levegőre jellemző tulajdonságokat vesz fel. Ha tengeri trópusi levegő esetén a meleg szektorban a ciklon déli peremétől a középpontja felé megyünk, a következő időjárási viszonyokat találjuk: a szubtrópusi anticiklonban a leszálló légmozgás és a levegő divergenciája következtében derült időjárás uralkodik. Tovább menve észak felé, a trópusi levegőben alulról bekövetkező lehülés következtében megjelennek a réteg és réteges gomolyfelhők, majd a *St* felhőtakaró egyre lejjebb süllyed, helyenként még a földfelszínt is eléri és ott zónális ködöt hoz létre. Nagy nedvességtartalmú vastag *St* vagy köd esetén még északabbra kolloidális instabilitást és szitálást találunk, amely Európában, különösen a hideg évszakban, nagyon jellemző ismertetőjele a tengeri trópusi levegőnek. A köd a kifejlődésben lévő ciklon meleg szektorában gyakran még erős szél esetén is megmarad.

Ha az atlanti polárfronton a meleg szektor délen normális helyzetű és a ciklon nyugatról kelet felé mozog, akkor a nyomássüllyedés és a levegő dinamikus lehülése a meleg szektor nyugati részén, a hideg front előtt erősebb lehet. A kondenzáció itt korábban következik be és erőteljesebb lesz, mint a keleti részen. A felhő- és csapadékzóna a meleg szektorban délnyugat-északkeleti irányítást nyer.

Előfordul, hogy nemcsak a szitáló, hanem a *nagycseppű eső* is a meleg szektoron belül hull ki. Ez azzal magyarázható, hogy a kifejlődő ciklon meleg szektorának levegőjét a hideg levegő felfelé szorítja. Bizonytalan marad azonban, hogy ez a csapadék nem abból a meleg levegőben kifejlődött vastag *St* felhőzetből ered-e, melynek felső része eléri a jegesedési szintet.

Scherhag tanulmányozta azokat az eseteket, amikor a csapadék főként nem a meleg front előtt, hanem mögötte fekvő (400 km-ig terjedő) széles sávban, a meleg szektor belsejében hull ki. Véleménye szerint a csapadék oka a konvergencia és a levegő feláramlása volt, amely a magasabb rétegekben divergenciával volt kapcsolatban. Scherhag arra a következtetésre jut, hogy »az alacsony, sűrű és magasra kiterjedt felhőrétegek a meleg légtömegek belsejében megtalálhatók anélkül, hogy a felsikló mozgás zónái azt korlátoznák«. Ez a következtetés főleg a hiányos aerológiai anyagon alapszik. A fronton kívüli konvergencia szerepe azonban (összefüggésben a magasabb rétegek divergenciájával) a ciklonális csapadékképződésben egészen valószínű.

Ha a trópusi levegő útjában hegységen, pl. a Pireneusokon, vagy az Alpokon kel át, a szélvédett oldalon nedvességtartalmának egyrészét elveszti és Közép-Európába már meglehetősen derült időjárás kíséretében érkezik meg.

Ha a meleg szektor helyzete vagy a levegő más sajátossága anomáliát mutat, akkor természetesen mások lesznek az időjárási feltételek is. Így pl. nyáron a ciklonok meleg szektoraiban a Szovjetunió európai részének területén délről vagy délkeletről érkező szárazföldi trópusi levegőt találunk. Ez a levegő nagy nedvességtartalom mellett a felmelegedett szárazföld felett történő mozgása során is jelentékeny mértékben nedvesen instabilis marad. Ezért a meleg szektor felhőzete nem réteges, hanem konvektív jellegű. A Szovjetunió európai területének déli részén a meleg szektor belsejében még zivatarok is előfordulnak.

Egészen sajátságos időjárás alakul ki az *arktikus fronton* képződött ciklon meleg szektorában, mivel itt a meleg szektort poláris levegő tölti ki.

4. Hőmérsékletcsökkenés a meleg szektor magasabb rétegében a hideg front előtt

Érdekes és még nem teljesen tisztázott a ciklon meleg szektora hátoldali részének termikus szerkezete. Csaknem minden fiatal ciklonról készült függőleges metszeten látható, hogy a hideg front előtt a magasabb rétegekben az izotermák fokozatosan lesüllyednek. Másszóval, a hideg front földközeli áthaladását a magasabb lehülés előzi meg. Ez a lehülés a fiatal ciklonokban a hideg front előtt már néhányszáz kilométerre megkezdődik, ezért az csupán a meleg levegő prefrontális felemelkedésével nem magyarázható meg.

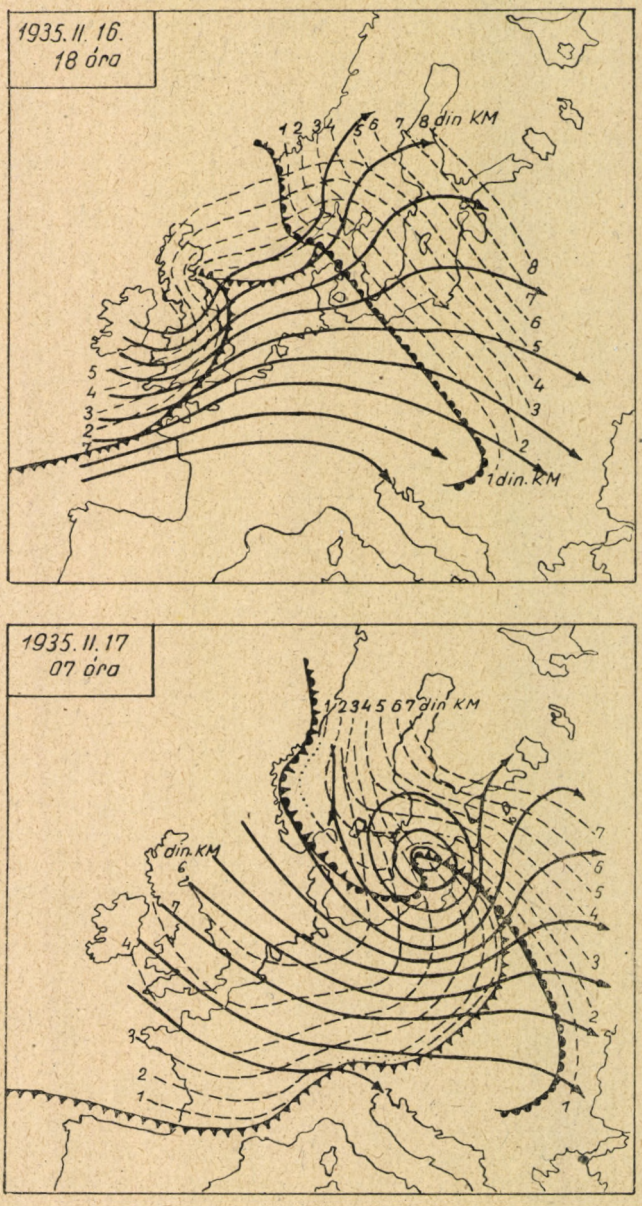
Ezt a prefrontális lehülést a magasabb rétegek instabilitásának növekedése kíséri. Ez látható a meleg szektor területén 3—5 km magasságban megjelenő *Ac* castellatus felhőzetből. E mögött sokkal alacsonyabb szintekben jelenik meg a *Cu* és *Cb*.

Az aerológiai kutatás lehetővé teszi, hogy a lehülést *hideg trópusi levegő* beáramlásával hozzuk kapcsolatba. A fiatal, polárfronton képződött ciklonban a trópusi levegő a troposzféra felső rétegeiben jelentős déli irányú vízszintes áthelyeződést végez. Ha vázlatosan elképzeljük a nyomási és mozgási mezőt, a ciklon fölött a magasabb rétegekben, akkor itt kitüremlések és bemélyedések váltakozva követik egymást. A meleg szektor területén a trópusi levegő az alacsonyabb szélességek felől a magasabb szélességek felé mozog, ahol feltétlenül melegnek számít. A hideg frontfelület fölött azonban (a magassági légnyomási teknő hátoldalán) ez a levegő már főleg az északabbra fekvő területekről áramlik vissza, ahol kisugárzás útján lehült, ezért lényegesen hidegebb, mint a meleg szektor levegője. Ez a hőmérsékletcsökkenés érezhetővé válik a meleg szektor nyugati részén is, a hideg front előtt, bár itt a trópusi levegő már északkeleti irányba kezd áramlani. A ciklon trópusi levegőjében leírt jellegzetes áramláseloszlást lásd a 160. ábra térképein.

5. A hideg front. A ciklon hátoldala

A hideg front előtt a meleg szektorban a nyomássüllyedés rendszerint kissé megerősödik. A ciklon peremén azonban a front előtt is nyomásemelkedés észlelhető. A barogrammon a front átvonulását többé-kevésbbé éles törés jelzi ; a nyomás gyorsan növekedni kezd, ez a növekedés azonban hamarosan lassúbbá válik. Ez a jelenség a front hajlásának görbületi változásával van összefüggésben. Ennek megfelelően a nyomásnövekedés frontmögötti területén az izallobárikus gradiensek a front távolodásával gyorsan csökkennek, vagyis az egyenlő tendenciájú vonalak széthúzódnak.

A ciklon területén a hideg front főleg második típusú, gyorsan mozgó hideg front és csak a ciklon peremén alakul át első típusú hideg fronttá, ahol a front a magasnyomású területre ér és közel stacionárius lesz.



160. ábra. Áramlási vonalak trópusi levegőben okklúzió előtt és okklúzió után. A szaggatott vonalak a frontális felületek izohipszáit jelentik

A hideg front jellemző felhőzeti és csapadékviszonyait, valamint az átvonulása során tapasztalható hőmérséklet- és nedvességváltozásokat már az V. fejezetben (45. §) megtárgyaltuk. A szél a front átvonulásával jobbra fordul, mint meleg front esetében.

A (második típusú) hideg front átvonulását — rendszerint hamarosan — teljes, vagy csaknem teljes derülés követi. Bizonyos távolságban a front mögött azonban már a front mögötti hideg és instabilis (az Atlanti-óceánról érkező európai ciklonban *mPM*) légtömegre jellemző felhőzet és csapadék található. Ez északnyugati szél mellett erősen változó konvektív felhőzetet és záporokat idéz elő. A hideg front átvonulásánál tapasztalható hőmérsékleti süllyedés mértéke természetesen a front által szétválasztott két légtömeg élettörténetétől függ.

Mivel hideg légtömegről van szó, a hőmérsékleti eloszlás a ciklon hátoldalán fekvő hideg levegőben általában nagyon egyenlőtlen. Ezért a főfront mögött másodlagos hideg front alakulhat ki.

6. *Időjárási feltételek a ciklon középpontjától balra fekvő területen*

Ha a ciklon középpontja az észlelési helytől délre eső területen halad át, akkor a sík területen fekvő állomás észlelője állandóan a hideg légtömegen belül marad. A szél a ciklon nyugatról kelet felé történő mozgása esetén délkeletiből északkeleti irányúvá válik, a sebessége pedig megnövekszik. A légnyomás csökken, a *Cs* felhőzet *As*-ba, majd *Ns*-ba megy át. Csendes esőzés indul meg, jóllehet itt a felhőmagasság nagyobb lesz, mint a ciklon középpontjától délre. A szél északkeletről északnyugati irányba fordul, a légnyomás fokozatosan növekedni kezd, a felhőalap felemelkedik (kissé gyorsabban, mint ahogyan kezdetben lesüllyedt), a csapadék megszűnik és a felhőzet *Ns*-ból *As*-ba, majd *Cs*-ba megy át. A növekvő konvekció következtében gomolyfelhők képződhetnek és záporeső jöhet létre. A *Cb* felhőzet magassága ebben az esetben csak a záróréteg magasságáig terjed.

Ha az észlelési hely a ciklon középpontjának pályájától még északabbra fekszik, akkor az észlelő a délnyugati horizonton felhőképződést, a délkeletin a felhőzet feloszlását látja, miközben a zenit állandóan felhőtlen lesz.

Előfordulhat, hogy két egymást követő ciklon felhőzetét a ciklon középpontjainak pályájától északra fekvő állomáson a megfigyelő egyidejűleg észleli. Az egyik ciklon felhőzete délkeleten eltűnik, a másiké nyugaton megjelenik, miközben a két felhőrendszer különböző magasságban keresztezi egymást. Ez a *Cs* és *As* felhőzet fronttal párhuzamos nyulványainak kereszteződésében is megnyilvánul.

A ciklon középpontjának pályájától balra fekvő magas hegycsúcsok (a középponthoz közel) meleg levegőbe juthatnak (155. ábra fent). Ez ideiglenes hőmérsékletemelkedést, szélfordulást és sok esetben szélerősödést idéz elő.

Általában a ciklon pályájától balra fekvő pontokban a fiatal és okkludált ciklonok átvonulásánál észlelt időjárási körülmények nagyon hasonlók, míg a pályától jobbra eső pontokban éles különbségeket találunk.

7. *Az okkludált ciklon. A ciklon déli pereme*

A ciklon okklúziós folyamatának leírását az 50. §-ban találjuk meg. Az okklúzió, vagyis a poláris levegőék felzáródásának eredményeképpen az alsóbb légrétegekben többé kevésbbé egyenletes hőmérsékleti eloszlás jön létre és a ciklon, mint hideg örvénylés jellemezhető. A trópusi levegő a hideg levegő fölött nagy magasságban helyezkedik el, a közöttük lévő frontfelület azonban nem lesz vízszintes, hanem az örvénylés déli pereme felé

lesüllyed, úgyhogy ezen a területen még a földfelszínen is megtalálható a trópusi levegő. A frontfelület ezenkívül az okklúziós front mentén többékevésbbé lefelé hajlik. Az okkludált ciklon elég mély és magas kiterjedésű, vagyis zárt izobár-rendszerét a felső troposzférában is megtartja. Tengelye ebben az esetben eléggé hajlott, amint annak azonos, vagy szimmetrikus hőmérsékleti eloszlású nyomási rendszerben lennie is kell. A tropopauza az okkludált ciklonban erősen lefelé hajlott és legmélyebben közelítőleg a ciklon középpontja fölött helyezkedik el (tropopauza tölcsér). Mint már mondottuk, az okkludált ciklon lassú mozgású.

A hőmérsékleti eloszlás az okkludált ciklon alsó rétegeiben természetesen nem teljesen homogén. Tudjuk, hogy egy és ugyanazon poláris légtömegen belül többé-kevésbbé jelentős hőmérsékleti gradiensek lehetnek. Annál természetesebb tehát, ha a ciklon elülső és hátoldali részében két különböző utat megtett poláris légtömeg között hőmérsékleti különbséget találunk. Különösen így van ez Európában, ahol az okkludált ciklon elülső részében kontinentális poláris, a hátoldalán tengeri poláris levegő található.

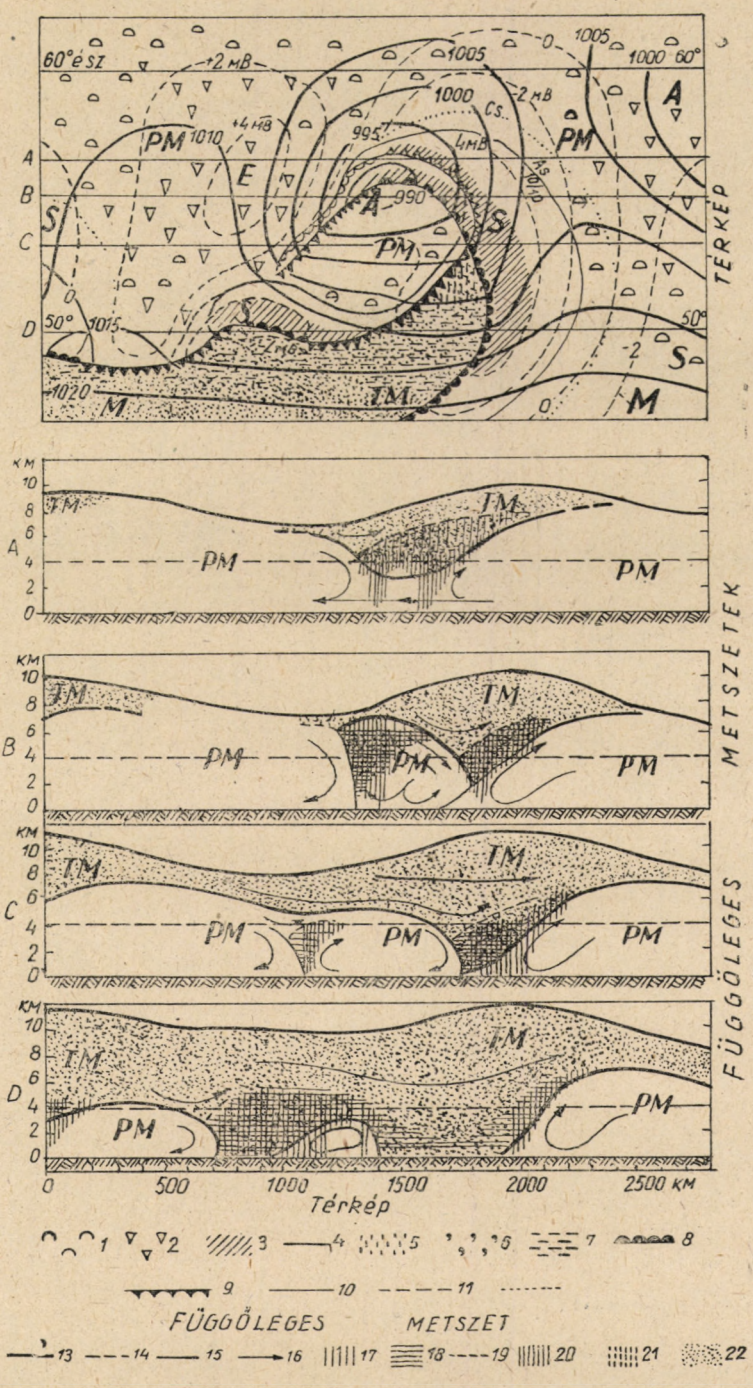
Maga az okklúziós front ennek megfelelően meleg vagy hideg lehet. Európában télen természetesen a meleg, nyáron a hideg okklúziós frontok vannak túlsúlyban, míg a Távolkeleten fordítva.

A 161. ábra a földközeli komplex-térképen egy okkludált ciklon modelljét és annak az *A*, *B*, *C*, *D* betűkkel jelölt egyenesek menti függőleges metszeteit tünteti fel. Feltételezzük, hogy a poláris levegő a ciklon hátoldalán melegebb, mint az elülső oldalán és hogy a front meleg okklúzió.

A vízszintes metszetből látjuk, hogy az az okkludált ciklonra, annak elülső és középponti részén, az okklúziós front felhőrendszere, a középponttól délre és különösen nyugatra eső területen pedig az instabilis poláris légtömegek időjárása a jellemző. A déli peremen, ahol még meg van a meleg szektor maradványa, a stabilis trópusi levegőre jellemző időjárás észlelhető. A nyomássüllyedés izallobárikus területe az elülső részen helyezkedik el, azonban nem foglalja magába a ciklon középpontját ; a süllyedő terület középpontja a ciklon centruma és az okklúziós pont között fekszik. A ciklon hátoldalán a nyomásemelkedés izallobárikus területe helyezkedik el : ez a ciklon életének utolsó fázisa, amikor már a ciklon kitöltődik, a nyomásemelkedés területe pedig kiterjed a ciklon középponti részére is.

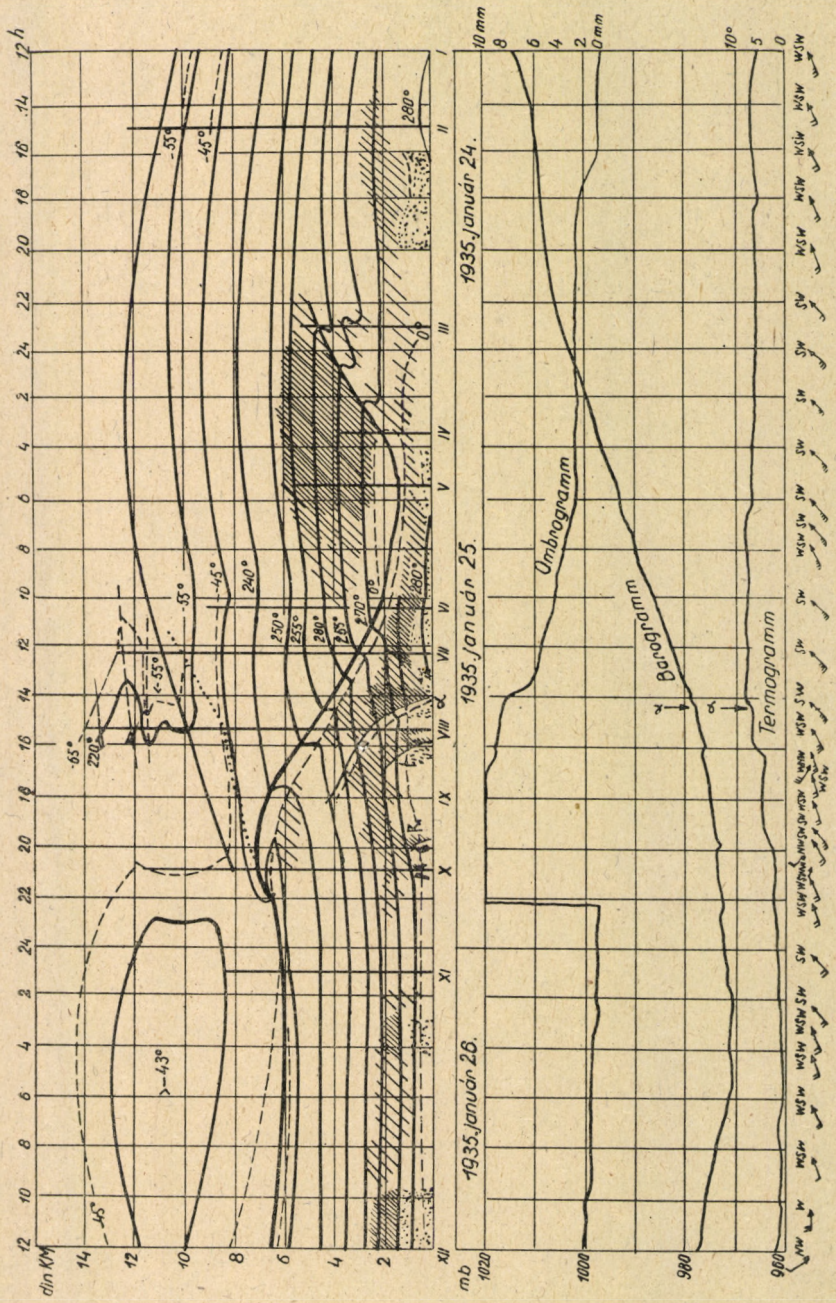
Az okklúzió déli pontjain átmenő *D* vonal menti metszet a meleg szektor jobboldali részén megy keresztül és az 1250 és 2500 km-es abszcisszák közötti területen egy fiatal ciklon-modell alsó metszetének felel meg (155. ábra). A tropopauza itt kb. 9—11 km-es magasságban teljesen sík hullám jellegű, a meleg front fölött magasabb és hidegebb, a hideg front fölött alacsonyabb és melegebb. A földfelszíni légnyomásváltozás megfelel annak, amivel fentebb a fiatal ciklont jellemeztük.

A *D* metszet baloldali része a hideg front még nem okkludálódott részén kialakuló új hullámképződményen (ami a valóságban gyakran előfordul) megy keresztül. A hullám kialakulásának oka az, hogy a szél frontális mezejét az okklúziós front visszahajló végének kinematikai mezeje megzavarja. Ha ez a hullám (mindig gyors hullámtípus) stabilis, akkor vagy hamarosan megszűnik, vagy gyorsan beleolvad az okkludált részbe, ahol az analízisnél már nem található meg. Nagy, már instabilis hullámhosszúság mellett elörvényesedhet és magát az eredeti okkludált ciklont helyettesítheti.



161. ábra. Okkludált ciklon modellje Bergeron szerint (1936.)

1 — *Cu*, 2 — záporok, 3 — csendes eső, 4 — az *As* határa, 5 — a meleg szektor csapadéka, 6 — szitálás, 7 — *St* vagy köd, 8 — meleg front, 9 — hideg front, 10 — izobárok, 11 — izallobárok, 12 — a magasnyomású hátban : a *Cs* határa, a fronton — a szitálás határa. 13 — a polárfront és a tropopauza felületei, 14 — a belső frontfelület, 15 — az okklúziós front felülete, 16 — áramlási vonalak a frontfelülettel együtt mozgó koordináta-rendszerben, 17—18 — jégtűkből és cseppekből álló felhőzet, 19 — a jégmagvak szintje, 20 — csendes eső, 21 — szitálás, 22 — meleg levegő

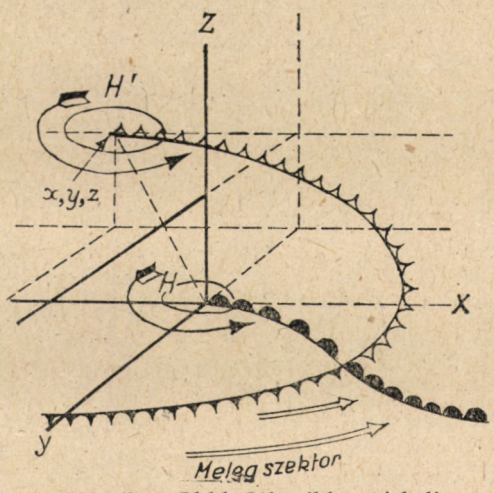


162. ábra. Okkludált ciklon függőleges metszete 1935. január 24—26-án Brüsszel felett (a hőmérséklet izoplétái). Lent: a meteorológiai elemek változása Brüsszelben

A *C* vonal menti metszet a ciklon okklúziós pontján, vagyis azon a ponton megy át, amelytől délre a front még nem záródott fel és a trópusi levegő még a földfelszínen fekszik. A tropopauza itt lényegesen alacsonyabban fekszik, mint a *D* metszeten. Az abszcissza 1100 km-es értékénél az okklúziós front visszahajlott végével összefüggő teknőben másodlagos frontot találunk. Ennek a vázlatos metszetnek az 1935. január 25-i ciklonról (162. ábra) az aerológiai adatok alapján készített metszet felel meg. Figyeljük meg, hogy az ábrán a meleg frontfelület fölött és a hideg frontfelület alatt találunk felhőzetet ; az utóbbi fölött nyilván lesikló mozgás van.

8. *Az okkludált ciklon. A ciklon középponti része*

Minél közelebb megyünk az okkludált ciklon középpontjához, a poláris levegő annál inkább kiszorítja a földfelszínről a trópusi levegőt. Hogy a frontfelületeknek a (meleg okklúziós fronttal) okkludált ciklonban milyen a részletes elhelyezkedése, az a 163. ábrán látható. Az alsó meleg front a földközeli depresszió középpontjában, a felső hideg front a hideg levegő felső középpontjában ér véget. A depressziónak ez a felső középpontja a ciklon tengelye elhajlásának következtében néhányszáz km-rel északnyugatra tolódik el és annál magasabban fekszik, minél jobban okkludált a ciklon. Ilymódon az okkludált ciklonban az eredeti meleg és hideg frontfelület metszésvonala az okklúziós ponttól csavarszerű alakban emelkedik fel a hideg légtömeg felső határán található depressziós középpontig. Hasonló vázlat szerkeszthető hideg okklúziós frontú ciklonra is.



163. ábra. Okkludált ciklon térbeli ábrázolása meleg okklúziós fronttal

A *B* metszeten látjuk, hogy a poláris levegő a troposzférát egészen a tropopauzáig foglalja el, amely itt 6 km-es szintre süllyed le. Nyilvánvaló, hogy az ábrán feltüntetett ciklon már közel áll fejlődésének utolsó fázisához, amikor a tropopauza legmélyebb része összeesik a földközeli légnyomási minimummal.

Az okkludált ciklon jóval korábbi stádiumában a poláris levegő nem nyomul fel ilyen magasságig és fölötte, a troposzféra felső részében, a ciklon a trópusi levegő örvényléséből áll. Az utóbbi egyébként a poláris levegőben már lehült és transzformált állapotban van.

Megjegyzendő, hogy a fentebb éppen csak megemlített felső trópusi légáramlás egy érdekes jelenségnek adja magyarázatát. A trópusi levegő örvénylő mozgásának az a része, amely nyugat felé irányul (a ciklon északi részében), felsiklik a kelet felé előrenyomuló poláris levegő fölé. Ekkor a ciklon középpontjának északi részén található csapadékos terület visszafelé tolódhat el, keletről nyugat felé, mint ez a valóságban gyakran előfordul.

Az *A* vonal menti metszet lényegében a fiatal ciklon középpontjától északra átmenő metszethez hasonló. A poláris levegőnek az a_3 és a_4 pontok közötti kis kidudorodása az elöregedett hideg levegőnek a felső hideg fronttal együtt történő áthelyeződése következtében jön létre.

9. Az okkludált ciklon hátoldala és a tropopauza-tölcsér

Vizsgáljuk meg mégegyszer a 161. ábra horizontális vázlatát. Látjuk, hogy a depresszió középpontjában az alsó meleg front rövid hideg frontba megy át ; ez az okklúziós front úgynevezett visszahajló vége, amelyről már fentebb szó volt.

Az okklúzió hátrahajló végének mintegy a folytatásaként sok kimélyült ciklonban éles légnyomási csatornát, teknőt találunk, mely nagyon sajátságos tulajdonságú. Ez a csatorna sokkal lassabban helyeződik át, mint ahogyan az a meglévő légnyomási gradiensből következnék. Másszóval a levegő a csatorna területén nagy sebességgel áramlik keresztül. Ezért a csatorna rendszerint nem határol el légtömegeket és nem találunk benne frontot. A legtöbb esetben itt éles szélugrást találunk, hőmérsékletváltozás azonban nincs. Az ilyen térképanalízisnél a csatorna tengelye mentén gyakran másodlagos hideg frontot húznak, a valóságban azonban itt csak álfront van. Egyébként lehetséges, hogy az ilyen csatornában helyenként másodlagos hideg front alakul ki, mint ahogyan ez a 161. ábrán látható.

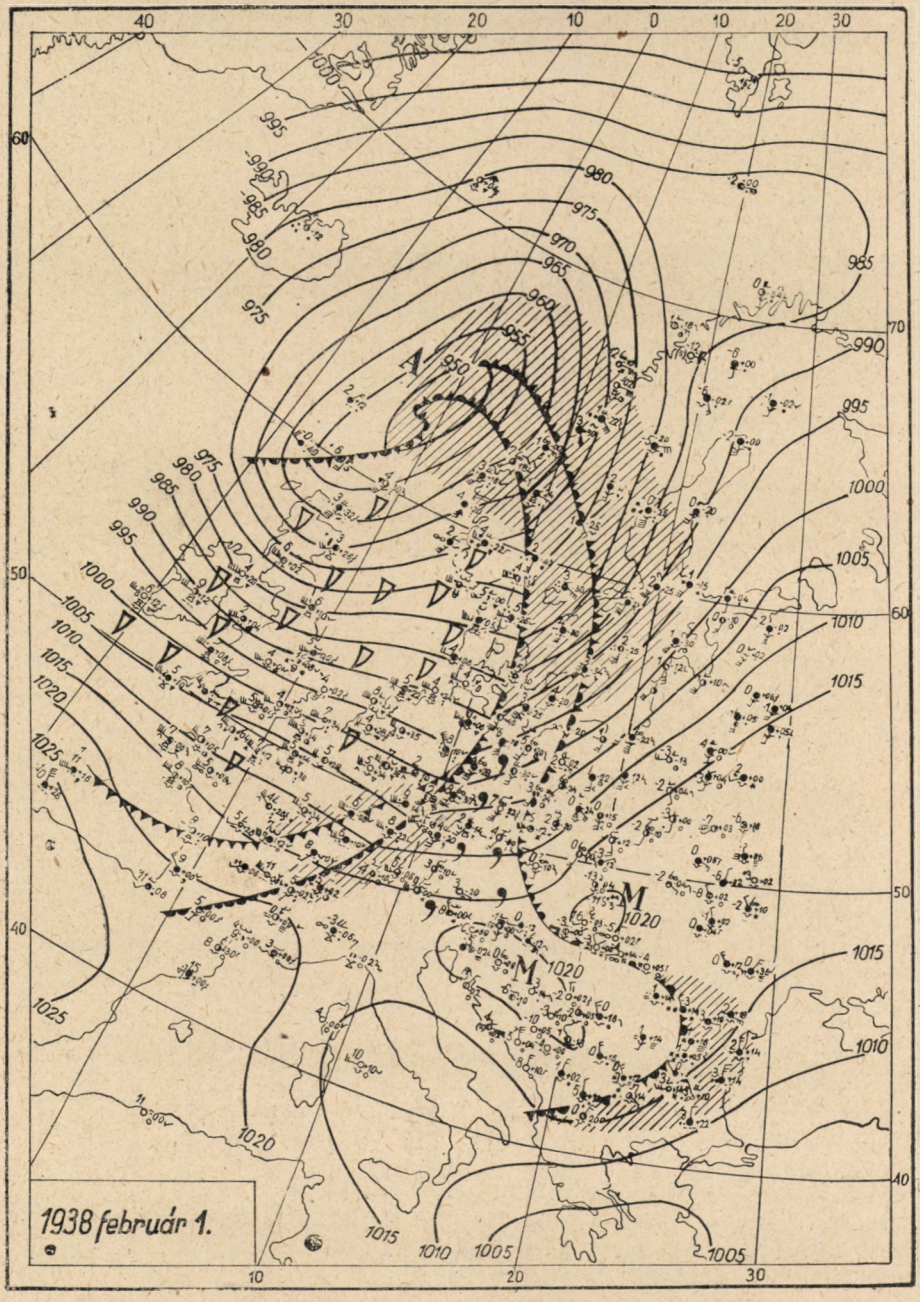
Az ilyen csatorna mentén a légnyomás gyakran nagyon alacsony értéket ér el, a szél pedig az okkludált ciklon átvonulásának egész ideje alatt igen erős. Arra a következtetésre juthatunk tehát, hogy ez a csatorna, az okklúziós fronttal összefüggő csatornától eltérően, nem termikus, hanem tisztán dinamikus eredetű. Kialakulása a következőképpen magyarázható:

Már az 51. §-ból tudjuk, hogy a hideg frontfelület fölött a légnyomás és a szél mezeje ciklonális. A hideg levegőnek az alsóbb rétegekben kialakuló erős divergenciája esetén ez a ciklonális jellegű mező kiterjeszkedik ezekre a rétegekre is. Ebben a ciklonális áramlású mezőben a felső konvergenciának és az alsó divergenciának leszálló mozgás felel meg, amelynek következtében a tropopauza a csatorna fölött mélyen beszívódik. Ílymódon a tropopauza-tölcsér a ciklon középpontjától délnyugatra található. A ciklon fejlődésének befejezőfázisáig azonban a tropopauza-tölcsér a középpont felé mutató irányba helyeződik át. A tropopauza-tölcsér kialakulásáról részletesebben az 58. §-ban lesz szó.

Az okkludált ciklon példáját a szinoptikus térképeken a 164. ábra mutatja be.

55. §. Anticiklonok

A ciklonokon kívül a légkörben keletkeznek és vándorolnak olyan másféle képződmények is, amelyeknek tulajdonságai a ciklonokéval nagymértékben ellentétesek — ezek az anticiklonok. A ciklonális tevékenység fogalma alá nemcsak a ciklonok kifejlődése és vándorlása tartozik, hanem az anticiklonoké is. Ebben a részben az anticiklonokat külön tárgyaljuk, a továbbiakban azonban csak ciklontevékenységről lesz szó, mint olyan folyamatról, amelyben a ciklonok és anticiklonok együttesen vesznek részt kölcsönös kapcsolatban.



164. ábra. Okkludált ciklon a szinoptikus térképen

Megjegyzendő, hogy az anticiklonokat eddig kevésbbé tanulmányozták, mint a ciklonokat és egész sor olyan kérdés van az előbbiek szerkezetét és fejlődését illetőleg, amelyek még nem teljesen tisztázottak.

1. Általános tulajdonságok

A III. fejezetben láttuk a légnyomás eloszlását és az áramlási vonalak elhelyezkedését az anticiklonban, ennek a fejezetnek az elején pedig statisztikai adatokat közöltünk az anticiklonok méreteiről, erősségéről, gyakoriságáról és mozgásáról.

Röviden emlékeztetünk arra, hogy a légnyomás legnagyobb értéke az anticiklon középpontjában figyelhető meg. A bárikus gradiensek a középpontból a szélek felé irányulnak és a rendszer belső részén értékük csekély, ezzel együtt csekély a szél sebességének értéke is ; a szélek felé viszont a gradiensek és a szélsebesség értékei is növekednek. Az áramlási vonalak a földközeli rétegben olyan spirálisok, amelyek a középpontból (az Északi-félgömbön) az óramutatóval egyező irányban áramlanak szét. A súrlódás következtében fellépő alsó szétáramlással kapcsolatban az anticiklonban leszálló mozgás keletkezik, amely leszüremkezési (zsugorodási) inverziók kifejlődésére vezet. A szabad légkörben az erősödő anticiklonban az áramlási vonalak összeáramlást mutatnak, amely a súrlódási szétáramlással együtt a leszálló mozgás előfeltételét képezi.

A leszálló mozgás következtében a levegő a telítettségi állapottól távolodik, ez okozza aztán az anticiklonok területén általában uralkodó derült időjárást. Az anticiklonban kicsapódás főleg a levegőnek a földfelszíntől jövő lehűlése miatt vagy kisugárzás utján keletkezhetik, valamint hullámképződési folyamatok idézhetik elő, ezért a kicsapódás terméke vagy köd vagy réteges felhőzet, esetleg hullámfelhőzet az inverziós felületek alatt. Az anticiklonokban csak nyáron, amikor erős inverziók nincsenek, észlelhetők feláramlási felhők.

Hogy az anticiklonban derült vagy borús lesz-e az időjárás, az mindenekelőtt a légtömeg páratartalmától és hőmérsékletétől függ, következőleg a légtömeg származásától és az évszaktól. Például az arktikus levegőben képződő anticiklonok túlnyomórészben derültek, a poláris levegőből álló anticiklonok ősszel, ha lehülő szárazföld felett tartózkodnak, gyakran borús időjárásúak.

2. Az anticiklonok osztályozása

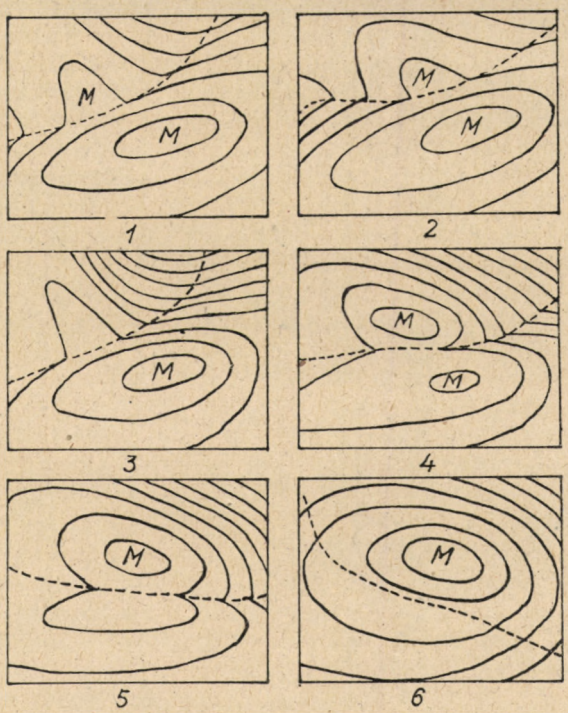
Az anticiklonoknak öt alapfajtáját lehet megkülönböztetni (Hromov szerint) :

1. *Közöttes anticiklonok* vagyis ugyanazon sorozat, azaz ugyanazon főfronthoz tartozó egyes ciklonok között kialakult gyorsan mozgó, nagynyomású képződmények. Ezek nagyobbrészben inkább magasabb nyomású *levegőékek*, amelyek középpontjában zárt izobárok nincsenek. Jóval ritkábban lépnek fel, mint az elkülönült, zárt anticiklonális izobárokkal biró képződmények, ezek a gerincek azonban nem nagy területet borítanak (olyan nagyságrendűek, mint a vonuló ciklon).

A földfelszíni szinoptikus térképen az ilyen anticiklon hideg légtömeg belsejében fekszik, amelyet elülről az előző ciklon hideg frontja határol, hátulról a következő ciklon meleg frontja zár le, az anticiklon közepe pedig a hideg levegő belsejében fekszik.

A magasabb légrétegekben, amint ezt az újabb kutatások mutatják, az anticiklon nem szimmetrikus felépítésű. Az anticiklon szerkezete ott a fiatal ciklonéra emlékeztet; mindenesetre megkülönböztethető benne egy meleg levegőjű és egy hideg levegőjű rész. Erről részletesebben később lesz szó.

Amikor a frontális (mondjuk a poláris fronthoz tartozó) ciklonsorozat egy majdnem állandó (adott esetben szubtrópusi) anticiklon északi szélén vonul, akkor a közöttes nagynyomású képződmények a bárikus mezőben igen gyakran a fő anticiklon nagynyomású ékeiként jelennek meg. Az anticiklon főtömegétől, amely trópusi levegőből áll, ezeket a hideg levegőjű *ékeket* főfront választja el (165. ábra felső része).



165. ábra. Felső sor: magasnyomású gerinc a poláris levegőben a szubtrópusi anticiklon peremén. Középső és alsó sor: lezáró anticiklon betörése a szubtrópusok alá (a szubtrópusi anticiklon újjáéledése)

2. *Lezáró anticiklonok*, amelyek egy ciklonsorozatot zárnak le, vagyis amelyek nem egyetlen ciklon mögött, hanem egész *ciklonsorozat* mögött keletkeznek. Az ilyen anticiklonok erősen hasonlítanak az előző fajtára, miután hideg levegőben fejlődnek ki (poláris front esetében — poláris, arktikus front esetében — arktikus levegőben). Rendszerint azonban erősebben fejlettek, középső részeiken több zárt izobár van és méreteik megközelítik a központi ciklonokét. Ezek az anticiklonok az állandósulás felé, vagyis a gyenge mozgású állapot felé hajlanak, átmenetet képeznek a 3. vagy 4. fajtához. Így — poláris front esetében — a hideg lezáró anticiklon poláris légtömegével benyomul a szubtrópusi övezetbe (165. ábra középső és alsó része). Ott vagy a helyébe lép egy előző szubtrópusi anticiklonnak vagy megerősíti azt, többé-

kevésbbé állandósul, miközben a poláris levegő lassan átmelegedve trópusi levegővé alakul át. Az arktikus levegőjű vonuló anticiklonok a hideg évszakban az euráziai szárazföld felett szoktak megállapodni és vagy »beleömlenek« a már előbb is ottlévő anticiklonba, vagy annak a helyébe lépnek.

3. *Mérsékeltövi állandósult anticiklonok*, vagyis tartósan (hetekig) megmaradó alig mozgó anticiklonok arktikus vagy poláris levegőben.

Az ilyen fajtájú anticiklonok, hasonlóan a központi ciklonokhoz, főleg a második, ritkábban az első fajtájú anticiklonok »állandósulása« által jönnek létre. Az anticiklon vonulási sebessége erősen lecsökken, a légnyomás a középpontjukban megnő (néha az 1060 mb-t megközelítő értékig vagy még feljebb) ; az anticiklon területe nagyobbodik, néha a szárazföld tekintélyes részének a méretéig. A szabad légkörben (a troposzférában) a levegőnek jelentékeny dinamikus melegedése megy végbe a leszálló légmozgás kifejlődése következtében. Ezzel összefüggésben az anticiklon függélyes vastagsága is megnő, miközben a zárt izobárokat néha még a troposzféra legmagasabb rétegeiben is meg lehet találni.

Nyáron az állandósult anticiklonok elmosódottabbak és gyengébbek, mint télen.

Az anticiklonok állandósulása a mérsékelt égöv alatt télen a szárazföld felett történik, nyáron a tenger felett ; a szárazföld feletti állandósulás általában gyakoribb jelenség. A Szovjetunió területén többször történik meg, mint Nyugat-Európában, éppen így Kanada felett is többször, mint az USA felett.

Az anticiklonok állandósulása és megerősödése az előzők szerint a földfelszín hideg részei felett megy végbe, ami arra mutat, hogy ebben a folyamatban monszun jellegű tényező is közreműködik. Viszont »tisztán monszunos alapon« anticiklonok erőteljes kifejlődése, amely kizárólag a földfelszín alacsony hőmérséklete folytán jönne létre, úgylátszik, hogy nem lehetséges ; az ilyen rendszereknek szüksége van az állandósuló frontális anticiklonok által előidézett állandó »feltöltésre«.

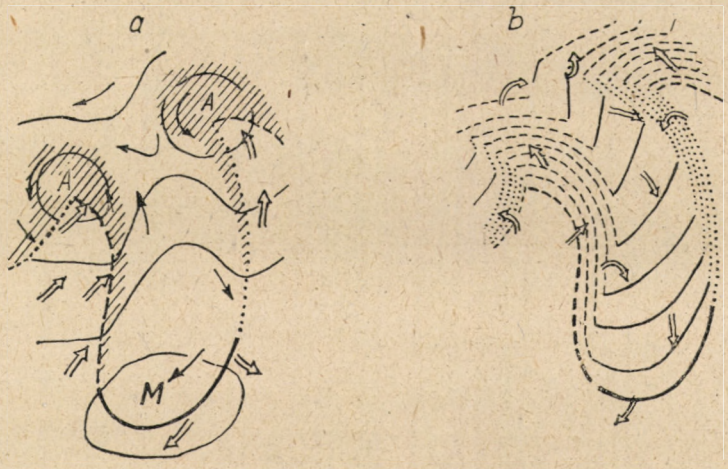
4. *Szubtrópusi anticiklonok* vagyis tartósan fennmaradó, alig mozgó anticiklonok, amilyeneket az óceánok felett lehet megfigyelni az északi és déli szélesség 40. foka között ; ezek az anticiklonok időnkint megerősödnek és megújulnak azáltal, hogy mozgó lezáró anticiklonok törnek be hozzájuk a mérsékeltöv felől. Részletesen fogjuk tárgyalni ezeket a VII. fejezetben a passzát szelekkel és a trópusok szinoptikájával kapcsolatban. A szubtrópusi anticiklonok időnkint keletre helyeződnek át ; így az azóri anticiklonokból (az Atlanti-óceán északi részén) nagynyomású nyulványok húzódnak vagy »magok« vonulnak Dél-Európa irányába, rendszerint olyan ciklonok előtt, amelyek nyugatról érkeznek Európa fölé. Mondhatni, az Európa feletti összes anticiklonok fele azóri eredetű. A szubtrópusi anticiklonokkal kapcsolatban vannak a passzátok, vagyis olyan állandó irányú és sebességű szelek, amelyek a szubtrópusi anticiklonok déli szélénél a Térítő felől az Egyenlítő felé fújnak és a Föld felszínének nagy területeit borítják.

5. *Arktikus anticiklonok*, vagyis a többé-kevésbbé állandó, nagynyomású területek a sarki medencében. Tényleges adataink róluk még igen gyérek. Fel lehet tételezni, hogy a mérsékeltövi állandósult anticiklonoktól eltérőleg, a levegőtestük hideg, éppen ezért függélyes kiterjedésük a troposzféra alsó kilométereire korlátozódik. A troposzféra felső részeiben a poláris depresszió váltja fel őket. Ezeknek az anticiklonoknak a keletkezésében a Föld felszíne

felőli lehülés döntő szerepet játszhat, vagyis ezek helyi képződmények. Ehhez a fajtához tartoznak a szibériai anticiklonok vagy legalább is jó néhány közülük; tényleges adataink azonban az utóbbiakról igen gyérek.

3. *Frontok az anticiklonokban*

Az időjárási térképek arra engednek következtetni, hogy a földfelülethez közeleső rétegben a vonuló, térítőkön kívül eső anticiklon egy bizonyos légtömeg belsejében fejlődik ki, mégpedig egy hideg légtömegben. Az anticiklon alsó rétegeiben erre való tekintet nélkül fennállhat a hőmérsékleti aszimmetria, főleg akkor, ha az anticiklon nagyméretű, mert az elülső részein a szél északi irányból fog fújni, míg a hátoldalán délről; következőleg a levegő

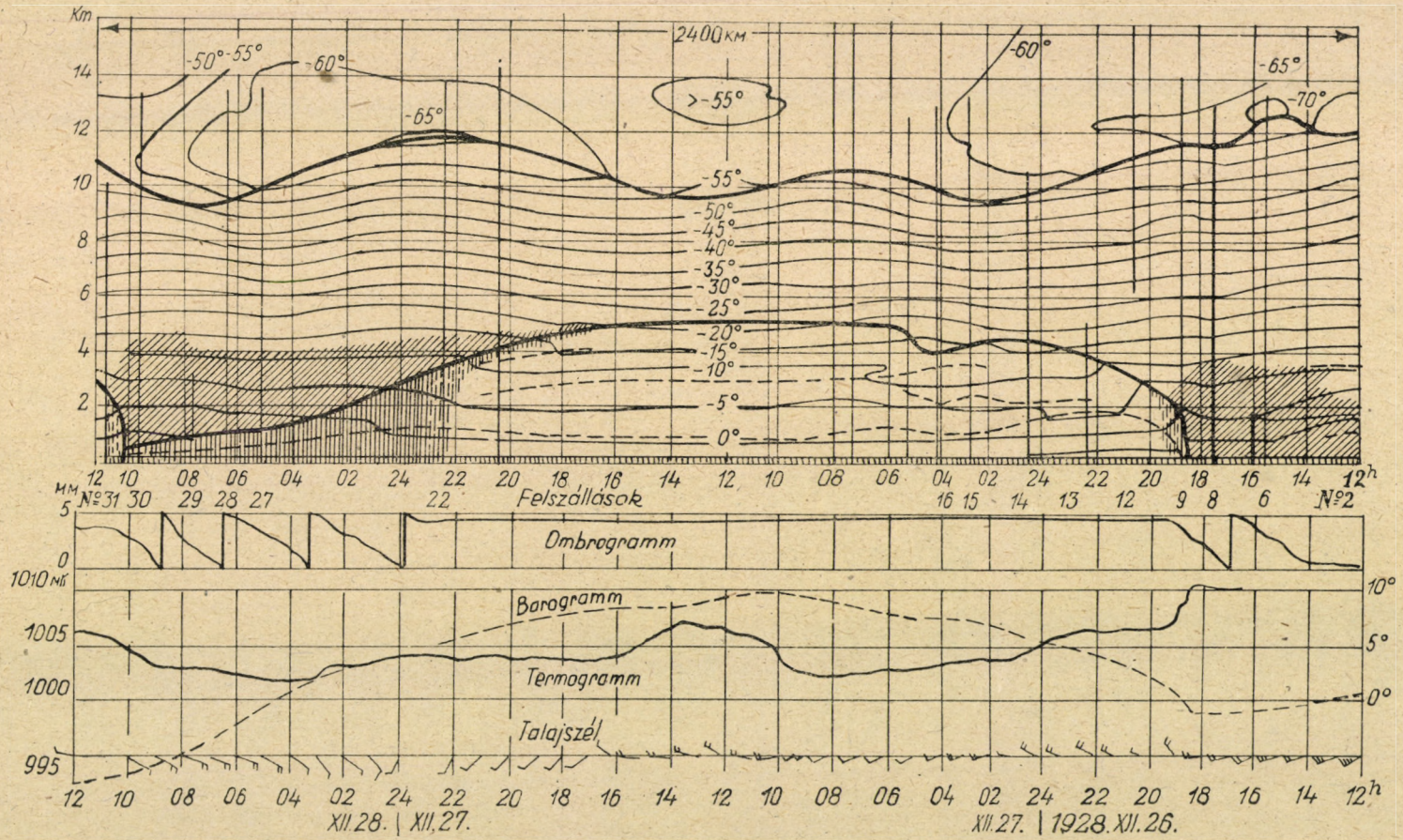


166. ábra. A légnyomási mező (balra) és a frontfelület izohipszái (jobbra) hideg betörés esetén

még ugyanazon légtömegen belül is az anticiklon elülső oldalán hűvös, a hátsón pedig visszatérő. Frontok az anticiklon belső területén, a földfelszínhez közel, általában nem észlelhetők. A frontfelület csak az anticiklon szélei felé ereszkedik le a felszín közelébe; ilyenformán az *anticiklon középpontja a Föld felszínénél a hideg légtömeg belsejében fekszik.*

A szinoptikai és aerológiai vizsgálatok szerint közöttes anticiklonnál a meleg és hideg levegő határfelületét a hideg tömeg elülső (keleti) részén az előtte levő ciklon hideg frontja, a hátsó (nyugati) részén pedig az utána következő ciklon meleg frontja képezi. Közöttük, vagyis a közöttes anticiklon belső részein a magasabb rétegekben a határfelületnek *katafront* jellege van. A frontális felület a Föld felszínével keleten az első ciklon hideg frontjainak formájában, nyugaton a második ciklon meleg frontjainak formájában érintkezik. A hideg tömeg *déli* szélén, ahol a front vonala elválasztja a közöttes levegőéket vagy anticiklont a délebbre fekvő (szubtrópusi) fő anticiklontól, a határfelület gyakran katafront jellegű; a határfelület itt a Föld felszínét nagyon kis szög alatt metszi.

Az anticiklonális súrlódási szétáramlás miatt a front a Föld felszínén a közöttes anticiklon déli végénél többször nem is képez már vonalat, hanem csak elmosódott, átmeneti zónát. A 166—a ábra — Stüve után — hideg levegő



167. ábra. Hideg légtömeg függőleges metszete 1928. december 26—28-án. Felül: a hőmérsékleti eloszlás, alul: az öniró műszerek feljegyzése Brüsszelben

betörését ábrázolja, amely léghátságot alkot két ciklon között. A hideg tömeget, a fentebb előadottakkal összhangzásban elől hideg front határolja (pontozott vonal), hátulról meleg front (szaggatott vonal), dél felől pedig katafront (folytonos vonal). A szél irányát a hideg levegőben a Föld felszínén fekete nyilak jelzik, a kettős nyilak a meleg levegőben uralkodó szélirányt tüntetik fel. A 166—b ábrán vékony vonalak tüntetik fel ugyanazon képződménynél a frontális felület izohipszáit vagyis a Föld felszínétől számított egyenlő magasságú vonalait. Az izohipszák azt mutatják, hogy a frontális felület hogyan válik alacsonyabbá, amint a légtömeg szélei felé közeledik. Látjuk, hogy milyen meredek a hideg front felületének hajlása (az izohipszák sűrűsödnek) az alsó részek táján és milyen gyors az átmenet a katafront felülete felé (ritkuló izohipszák) a magasban. A frontfelület lejtése a déli részen jóval kisebb, sőt a katafront felületének a hajlása teljesen ellaposodik.

J. Bjerknes aerológiai kutatásokat végzett egy ilyen esettel kapcsolatban 1928. december 26—28-a között Brüsszel felett, amikoris felszállássorozatot eszközölt rövid, néhány órai időközben ismétlődő mérésekkel. Ezen idő alatt egy keletre távozó ciklon hideg frontja vonult át Brüsszel felett, azután egy anticiklonos levegőék déli széle, majd pedig egy új ciklon hideg frontja. Bjerknes megszerkesztette a hőmérséklet izoplétáit Brüsszel felett az említett légköri képződmények átvonulása folyamán 15 km magasságig (167. ábra felső része). Megrajzolta benne a hideg légtömeg metszetét (alsó vastag vonal), a benne levő zsugorodási inverziók helyzetét (szaggatott vonalak) és a tropopauza fekvését (vastag vonal a rajz felső részén). A 167. ábra feltünteti továbbá a csapadék menetét, a légnyomás, a hőmérséklet és a szél változásait Brüsszelben a kutatás tárgyát képező légköri háborgás átvonulásának időtartama alatt, december 26-án 12 órától 28-án 12 óráig.

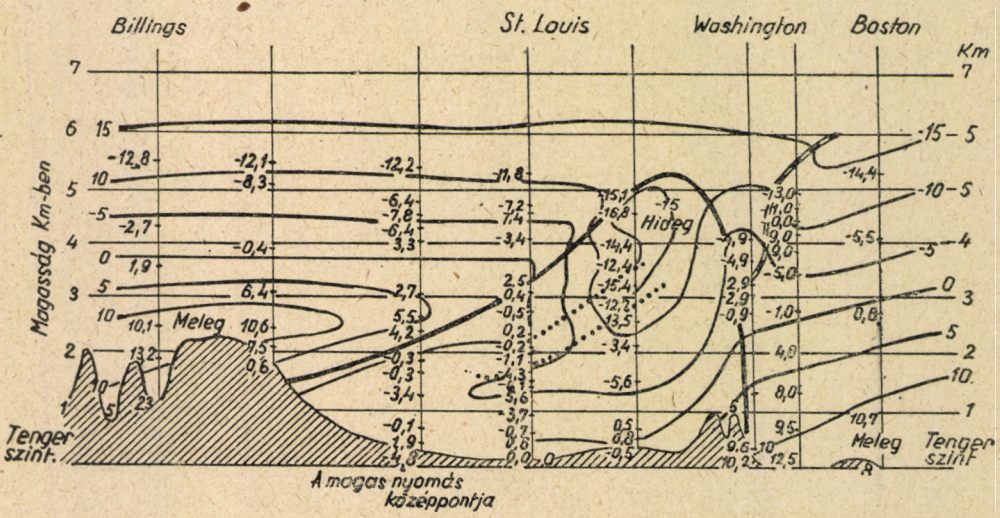
A poláris levegő függélyes vastagsága az anticiklonban 5 km-nek adódott; ez az aránylag kis magasság azzal magyarázható, hogy a metszet a poláris légtömeg déli szélén át készült.

A lezáró vagy az állandósult anticiklonban a frontális felület általában nem metszi a Föld felszínét, hanem az alsó rétegben elmosódik vagy esetleg a metszésnél katafront jellegű elmosódott frontokat képez. Az anticiklon közepe ezeknél a fajtáknál is a Föld felszínén a hideg légtömeg belsejében fekszik.

Meg kell azonban jegyezni, hogy a vonuló anticiklon középpontja egyáltalán nem fekszik a hideg légtömeg azon részén, ahol a légtömeg a legvastagabb, hanem annak *hátoldala felé helyezkedik el.* Ezért az anticiklonban a nagy légnyomás nem tisztán sztatikai okok folytán, vagyis a hideg levegő nagyobb sűrűsége következtében jön létre. A Szovjetunióban Z. L. Turketti erre már 1940-ben felhívta a figyelmet a hideg betörések szinoptikai-aerológiai elemzése közben. Ebben a tekintetben igen érdekes az a metszet, amely az USA keleti részén 1934. november 1-én átvonult anticiklonról készült s amelyet a 168. ábra tüntet fel.

A folytonos vastag vonal a határfelületet mutatja az anticiklon hideg és meleg levegője között. Látjuk, hogy az anticiklon középpontja a Föld felszínén nem a hideg tömeg elülső részénél fekszik, ahol a függélyes vastagság legnagyobb (több mint 5 km), hanem a hátoldalánál, ahol a vastagság 2 km körül van. Mindazonáltal a Föld felszínén az egész anticiklon és így annak középpontja is a hideg tömeg belsejében fekszik. *Viszont a magasabb rétegekben, például a 3 km-es szinten, az anticiklon szemmelláthatólag két légtömegből épül fel.*

Erre világosan rámutatnak az izentrópikus térképekkel végzett tanulmányok is (amerikai szerzők és I. V. Hanevszkij). Az alsó troposzféra izentrópikus felületeinek térképein az anticiklon élesen aszimmetrikusnak tűnik fel úgy a hőmérséklet, mint a nedvesség eloszlásának tekintetében. Ezeknek a felületeknek a szintjében az anticiklont két légáramlás alkotja (az izohipszák és izogrammák »nyulványai« az izentrópikus térképeken), amelyek az (Északi-félgömbön) az óramutató járásával megegyező ívben fordulnak be egymás felé : az egyik hideg és száraz (poláris) az elülső részen, a másik meleg és nedves (trópusi) a hátoldalon. Ugyanezt a hőmérsékleti felépítést látjuk a vonuló anticiklonnál is a légnyomás relatív topográfiájának térképein (37. ábra). *Az anticiklon földfelszíni középpontja a határon helyezkedik el az elülső hideg és a hátsó meleg levegőnyelv között az 500—1000 mb-os relatív topográfia térképein. Az anticiklon tengelye előre hajlik és végeredményben az 500 mb-os abszolút topográfia térképén mutatkozó bárikus léghátság, amely megfelel az alsó rétegek anticiklonjának, a meleg levegőnyelvvel esik össze.*



168. ábra. Hideg légtömeg függőleges metszete az USA nyugati részén 1934. november 1-én

Ezek szerint világos, hogy a frontális felület az anticiklon magasabb rétegeiben háborgási (deformált) állapotban van, ami arra mutat, hogy az anticiklon keletkezésénél több légtömeg működik együtt. Nincs ebben semmi meglepő, amennyiben az anticiklon — éppen úgy, mint a ciklon — a fronton fellépő hullámképződés következtében alakul ki. Minthogy azonban katafrontról van szó, a frontális felület az anticiklon felső részében hőmérsékleti inverzióval, valamint a relatív nedvesség csökkenésével jár együtt ; kondenzáció ennek a felületnek mentén nem megy végbe, ezért jelentősége az időjárás szempontjából sokkal kisebb, mint a ciklonban levő frontális felületeké.

Az anticiklonok frontális szerkezete és annak időbeli változásai még távolról sincs kielégítően felderítve. Teljesen homályos még az a kérdés, hogy az anticiklon aszimmetrikus szerkezetéről fentebb említett következtetések mennyiben alkalmazhatók a trópusokon kívüli földrajzi szélességek szárazföldfeletti állandósult anticiklonjaira vagy a szubtrópusi a anticiklonokra.

4. A hőmérséklet átlagos függélyes eloszlása az anticiklonokban

Az Európára vonatkozó statisztikai adatok szerint *a hőmérséklet a troposzférában az anticiklon területén magasabb, mint a ciklon területén; a sztratoszférában ellenkezőleg, a hőmérséklet az anticiklonban alacsonyabb. A tropopauza az anticiklon felett magasabban fekszik, mint a ciklon felett.* Ezeket a hőmérsékleti különbségeket először Hann állapította meg a hegyi megfigyelések alapján. Közöljük Wagner összeállítását az aerológiai nemzetközi napok megfigyeléseiből Európában; ebben a hőfokok a ciklonokra és anticiklonokra vonatkozólag az általános közepektől való eltérések formájában (fokokban) vannak megadva minden szint számára, a talajtól 15 km-ig.

Magasság kilométerben

	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13-15
Ciklon	—0,8	—2,0	—2,7	—3,4	—3,8	—3,9	—3,8	—3,5	—2,7	—0,2	2,6	4,4	4,5
Anticiklon.	1,1	2,0	2,5	2,9	3,0	3,2	2,9	2,9	1,6	0,3	—1,7	—2,6	—3,0
Különbözet	1,9	4,0	5,2	6,3	6,8	7,1	6,7	6,4	4,2	0,5	—4,3	—7,0	—7,5

A 169. ábrán bemutatjuk a hőmérséklet közepes eloszlását a függélyes mentén az európai téli ciklonokban és anticiklonokban. A rajzon látható, hogy az anticiklonban a troposzféra melegebb, mint a ciklonban (ha a talajmenti inverziótól eltekintünk), a sztratoszféra viszont hidegebb.

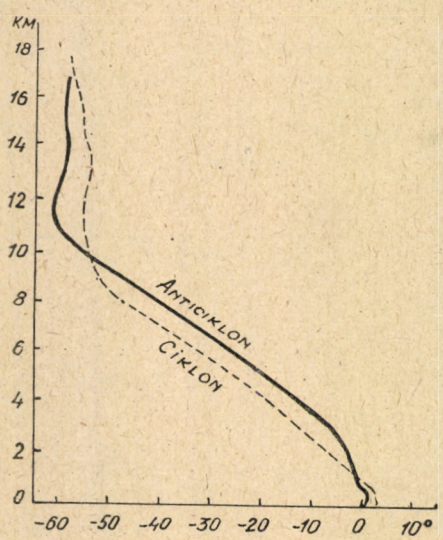
Palmén legújabb számításai a hőmérséklet alábbi közepes eloszlását adják a talajtól a 18 km-es szintig : 1. a ciklonban (amely alul poláris levegőből áll) ; 2. poláris levegőből felépített anticiklonban (az osztályozásunk szerint az 1, 2, 3 fajtánál) és 3. trópusi levegőből álló anticiklonban (szubtrópusi anticiklonban, amely az osztályozásunk szerint 4. típusú) :

Magasság kilométerben

		0	1	2	3	4	5	6	7
Ciklon	PM.....	6,7	—0,9	—6,7	—13,9	—19,6	—27,1	—34,6	—41,4
Anticiklon	PM.....	4,4	—1,1	—5,1	—9,8	—16,1	—22,8	—29,5	—36,6
Anticiklon	TM.....	8,8	6,5	2,3	—3,2	—9,3	—15,9	—22,9	—30,3

		8	9	10	11	12	13	14	16	18
Ciklon	PM.....	—46,8	—48,7	—49,9	—49,7	—49,7	—50,5	—51,4	—53,3	—54,4
Anticiklon	PM.....	—43,2	—49,7	—54,3	—57,0	—56,5	—54,4	—55,2	—56,1	—56,9
Anticiklon	TM.....	—38,3	—46,7	—54,9	—61,8	—65,5	—63,4	—61,1	—59,8	—60,3

Látjuk, hogy a »poláris« anticiklonban a levegő a talajtól az 1 km-es szintig hidegebb, mint a ciklonban (talajmenti inverziók eredménye); de azután a 9 km-es szintig melegebb. A 6—7 km-es szinten a különbség 5°-ot ér el. A tropopauza a ciklonban 8—9 km magasságban fekszik, az anticiklonban pedig 10—11 km-en. A sztratoszférában az anticiklon 3—4°-kal hidegebb a ciklonnál.



169. ábra. Függőleges-menti közepes hőmérsékleti eloszlás téli ciklonban és anticiklonban Európa felett

A szubtrópusi anticiklon a troposzférában minden szinten jelentékenyen melegebb a ciklonnál, 3 km-től kezdődően 10—11°-kal is; a tropopauza benne 12—13 km magasságban van, a sztratoszférában pedig 6—6,5 fokkal hidegebb a ciklonnál. Ebben az esetben figyelemreméltó a tetemes hőmérsékleti inverzió a tropopauzán való átmenetkor. Így *a meleg troposzférát az anticiklonban hideg sztratoszféra egyenlíti ki.*

5. A hőmérséklet függélyes eloszlása a trópusokon kívüli anticiklonok különböző fajainál

Az egyes esetek tanulmányozása arra enged következtetni, hogy nem minden, az első három típushoz tartozó anticiklonban találjuk meg az említett jellegzetes hőeloszlást.

Az 1. és kisebb mértékben a 2. típusú gyorsan mozgó anticiklonok a troposzférában alacsony hőmérsékletűek, a tropopauza felettük alacsony (néha 7 km alatt van) a sztratoszférában pedig melegek. Ezért a statisztikai eredmény még nem beszél arról, hogy a troposzférában *minden* anticiklon meleg; a statisztika csak azt tükrözi, hogy a meleg anticiklonok számban *jelentékenyen túlhaladják a hidegeket.*

A hőmérsékleti körülmények függősége a háborgási képződmény felépítésétől szembeszökő. A troposzféra hőmérséklete az anticiklon korával, különösen pedig az állandósulásával növekszik. Ezt az anticiklonban a leszálló mozgások kifejlődésével és a levegő dinamikus felmelegedésével lehet megmagyarázni.

A közöttes és a lezáró anticiklonban a hideg levegő, amely legmagasabb részein 6 km-ig és ezen túl terjed, még dinamikusan nem melegedett át eléggé. A hideg légtömeg gyors vonulása ilyen anticiklonban a hőmérsékleti rétegződés ingatagságát eredményezi konvekció és turbulencia kifejlődésével együtt, aminek következtében a leszálló mozgás akadályba ütközik.

Az állandósult anticiklonban azonban (3. típus) a levegő leszállása, párosulva az alsó súrlódási divergenciával (és télen az alsó rétegek lehülésével és sűrűsödésével), elérheti a 24 óránkénti 1000 m nagyságrendet. Ennél a hőmérséklet minden szinten kb. 4°-kal növekszik naponta. A felső rétegek leszálló levegője és a talajmenti réteg hideg levegője között erős zsugorodási inverziók képződhetnek, amelyek néha a 20°-ot is elérik vagy meghaladják.

(Lásd lejjebb.) Ilyen módon a hideg, vonuló anticiklon meleg, állandósult anticiklonná alakul át.

Hogy milyen nagy a levegő leszállásának termikus hatása, az megítélhető az alábbi számadatokból, amelyeket Lindenbergben nyertek 1908—1914. között. Közöljük olyan friss poláris levegő és régi poláris levegő közepes hőmérsékletét, amelyek néhány napon át állandósult (állandósuló) anticiklonban tartózkodtak :

Magasság kilométerben

	Föld	0,5	1	1,5	2	2,5	3
Friss PM	—11,0	—12,2	—14,4	—16,4	—18,4	—21,2	—24,1
Régi PM	—12,8	— 8,2	—5,2	— 4,5	— 6,2	— 8,9	—12,0
Különbség	— 1,8	4,0	9,2	11,9	12,2	12,3	12,1

Mint látható, a talaj közelében a hőmérséklet a régi poláris levegőben kisugárzás folytán csökkent ; de már 1,5—3 km magasságban a hőmérséklet a régi poláris levegőben 12°-kal magasabb, mint a friss poláris levegőben.

A troposzféra hőmérsékletének növekedésével párhuzamosan az anticiklon kifejlődése közben a tropopauza emelkedik és a sztratoszféra hőmérséklete süllyed. Ezeket az utóbbi változásokat kétféleképpen lehet megmagyarázni : a levegő emelkedő mozgásával a megerősödő anticiklon troposzférájának felső részében és a sztratoszférájában, vagy a magas tropopauzával rendelkező hideg, egyenlítői levegő vízszintes advekciójával. Mindkét magyarázatra még vissza fogunk térni az 58. §.-ban.

6. A szubtrópusi eredetű anticiklonok hőmérsékleti viszonyai

Az előzőkből tudjuk, hogy a szubtrópusi anticiklonban a hőmérséklet a troposzférában minden szinten magasabb, mint a trópusokon kívül keletkezett anticiklonokban. Ez érthető, mert a szubtrópusi anticiklon trópusi levegőből áll, bár a troposzféra alsó részében időnkint gyorsan átalakuló poláris levegőbetörések által feltöltődik ; azonkívül, az anticiklon fennmaradása esetében, zsugorodik és dinamikusan melegszik.

Példaképen közöljük az azóri anticiklon egy nyúlványára vonatkozó adatokat, amely 1935 január 12—15. között északkeletre terjeszkedett és a Brit-szigetek felett önálló anticiklonná alakult át. A hőmérsékletnek és a légnyomásnak a változásai Trappes (Franciaország) felett az anticiklon közeledésének tartama alatt az alábbiak voltak :

Magasság kilométerben

	Föld	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
1935.	Hőmérséklet											
I. 12.	2,0	1,1	—7,0	—15,0	—22,5	—29,2	—36,2	—42,5	—51,9	—50,7	—51,6	—52,2
I. 15.	6,7	2,0	—1,4	—11,7	—10,9	—17,8	—25,5	—33,5	—42,1	—50,9	—59,8	—66,7
12—15.	4,7	0,9	5,6	—10,8	11,6	11,4	10,7	9,0	9,8	— 0,5	8,2	—14,5
	Légnyomás mb-ban											
I. 12.	992	892	785	687	599	520	450	387	332	284	243	207
I. 15.	1011	910	801	704	618	540	470	407	352	301	257	218
12-15.	19	18	16	17	19	20	20	20	20	17	14	11

A tropopauza 12-én 8044 m magasságban feküdt (—52°, 330 mb); 15-én pedig 10761 m magasságban (—66,9°, 226 mb).

A légnyomás növekedése, amely egyenletes volt az egész troposzférikus légoszlopban, nyilván a felette levő sztratoszféra hőmérsékletének a süllyedésével volt kapcsolatban. Ha az Exner formulája szerinti (**31**,3) felbontást alkalmazzuk, azt kapjuk, hogy ha a nyomás 8044 m magasságban 19 mb-ral nő és amennyiben a folyamat izoterm, alul a nyomásnak 46 mb-ral kell növekedni (az első tag); a troposzféra felmelegedése azonban 8 km magasságig a nyomásnövekedést 19 mb-ra csökkenti.

Egy másik esetben, 1930. január 13—17-én a hőmérséklet és légnyomás változásai Lindenberg felett a következők voltak:

Magasság kilométerekben

1930.	0	2	4	6	8	10	12	14
	Hőmérséklet							
I. 13.	3,0	—7,4	—17,0	—33,0	—38,5	—40,5	—42,0	—45,0
I. 17.	—2,2	—4,8	—11,5	—24,3	—38,4	—54,2	—65,9	—61,3
13-17.	—5,2	2,8	5,5	8,7	— 0,1	—13,7	—23,9	—16,3
	Légnyomás milliméterben							
I. 13.	745	579	445	338	253	189	141	104,6
I. 17.	780	606	468	358	270	200	145	104,4
13-17.	35	27	23	20	17	11	4	—0,2

A hőmérséklet csökkenése a magas rétegekben itt még jelentékenyebb, mint az első esetben, a hőmérséklet egyidejű emelkedése viszont a troposzférában elég csekély. Ennek megfelelően a légnyomás növekedése nagyobb a talaj mentén (35 mm) és felfelé csökken. Az Exner-formula alapján való felbontás azt mutatja, hogy a 35 mm-nyi talajmenti légnyomásemelkedésből 34,8 mm a 9 km-nél magasabb rétegekben végbemenő hőmérsékletcsökkenéssel áll kapcsolatban.

Ezekből a példákból, valamint egyéb kutatásokból az következik, hogy a szubtrópusi anticiklonok terjeszkedése magasabb szélességek felé nagyrészben amiatt történik, hogy olyan légtömegek törnek előre, amelyeknél magas a tropopauza és hideg a sztratoszféra, ami az alacsony szélességű övezetre jellemző.

Az ilyen előretörésnél a hőmérséklet alábbi advektív változásai játszódnak le: a tropopauza új helyzeténél magasabban fekvő rétegben a hőmérséklet hideg sztratoszférikus levegő beáramlása következtében csökken; a tropopauza előző és újabb helyzete között levő rétegben a hőmérséklet csökken, mert a hideg troposzférikus levegő váltja fel az enyhe sztratoszférai levegőt; a tropopauza előző helyzeténél alacsonyabb rétegben a hőmérséklet meleg troposzférai levegő beáramlása következtében emelkedik.

A talajmenti rétegben még kisugárzás miatti lehülés lehetséges (mint azt a második esetben láttuk).

Ezenkívül arra is lehet gondolni, hogy az említett hőmérsékleti változásnál dinamikus hatások is szerepet játszanak.

Még nincs egészen felderítve, hogy a szubtrópusi anticiklonok ilyen nyúlványai miképpen tudnak elkülönülni önálló anticiklonokká és közben megerősödni. Lehetséges, hogy itt szerepet játszik a troposzféra erős helyi kisugárzása is.

7. *Az anticiklonok magassága*

Az anticiklonok magassága a hőmérsékleti viszonyoktól függ. Az 1. és 2. fajtához tartozó vonuló anticiklonok alacsony hőmérsékletűek az alsó rétegekben és hőmérsékletileg aszimmetrikusak a magasabb rétegekben. Ezért a mi osztályozásunk szerint a *középső* bárikus rendszerekhez tartoznak (**24**, 12). A troposzféra közepe táján az anticiklon izobárjai széttágulnak és hátság jelleget vesznek fel. A hátság összeesik a troposzféra alsó része relatív topográfiájának a térképen mutatkozó hideg nyúlványával.

Az 1. típusú anticiklon fejlődésének kezdeti szakaszában az izobárok már a Föld felszínén is hátság jelleget mutatnak. Ebben az állapotban már az 500 mb-os szint magasságában teljesen kisímulhatnak és ekkor az alacsony anticiklonok fajtájához tartoznak.

A 3. típusú — a mérsékelt szélességen állandósuló — anticiklonoknál a magasság a troposzféra melegedése, a tropopauza emelkedése és a sztratoszféra lehülése folytán növekszik. Általában ezek magas anticiklonok zárt izobárokkal (izohipszákkal) a troposzféra felső felében. A téli anticiklonok — erősen áthűlt szárazföld felett (pl. Szibéria felett) — kivételt képezhetnek, amennyiben közelednek az 5. típusú hideg arktikus anticiklonokhoz. Itt a troposzféra alsó rétegei nagyon hidegek és nagy légnyomás kifejlődése jelentékeny mértékben éppen általuk jön létre ; a sztratoszféra aránylag alacsony és meleg. Ezért a troposzféra felső részében az ilyen anticiklon csak mint gyenge hátság jelenik meg vagy egészen eltűnik. Az ilyen anticiklonok aerológiai szerkezete azonban még kevéssé van kikutatva.

A 4. típusú — a szubtrópusi — anticiklonok kétségtelenül *magas* képződmények, minthogy troposzférájuk meleg. Ezekben az anticiklonokban a nagy légnyomás hideg magas sztratoszférával áll kapcsolatban ; a magassági éghajlati térképeken a hőmérsékleti gradienssel szemben az Egyenlítő felé látszanak áthelyeződni.

Az 5. típusú — arktikus — anticiklonok alapjában termikusoknak tűnnek fel, vagyis létrejöttüket az alattuk levő talajfelszín áthűlésének köszönhetik. Ebből következik, hogy csakis *alacsony* képződmények lehetnek. A megfigyelések azt mutatják, hogy már 4 km magasságtól kezdődően átlagban a sarkkörüli depresszió tűnik elő. Az arktikus anticiklonok szerkezetét azonban aerológiailag még kevéssé tanulmányozták. A sarkvidék magassági éghajlati térképeit alapjában véve földfelszíni megfigyelésekből szerkesztették meg, a sarkvidék szinoptikus magassági térképei pedig nem világítják meg a helyzettet kielégítő mértékben.

8. *Az inverziók fajai az anticiklonokban*

A hőmérséklet függélyes eloszlását illetőleg az anticiklonokban jellegzetes sajátosságot mutatnak a *hőmérsékleti inverziók*. A hőmérsékleti inverziók okai különbözők. Ide tartoznak például: az átmenet hideg levegőből magasabban fekvő melegebb levegőbe a ciklon anafrontjain ; az alsó rétegekben a levegő lehülése olvadó jég vagy hótakaró hatására (»havas« vagy »tavaszi« inverziók) és í. t. Azonban a troposzféra hőmérsékleti inverzióinak nagyobb

része két uralkodó típushoz tartozik, ezek : 1. *talajmenti kisugárzási inverziók ;* 2. *leszüremkezési (zsugorodási) inverziók a szabad légkörben.* Anticiklonális helyzetekben főleg e két fajtához tartozó inverziókat lehet megfigyelni.

Hogy mennyire gyakoriak az inverziók az anticiklonokban, kitűnik például az alábbi számadatokból. Moszkvában 1930—1934. között végzett 181 kutató léggömbös felszállásból 150 esetben találtak inverziót, vagyis az összes esetek 83%-ában ; a repülőgépes moszkvai felszállások 1934—1935-ben az összes esetek 98%-ban jeleztek inverziót. Hogy a repülőgépes felszállásoknál nagyobb az inverziók száma, mint a kutató léggömböknél, az nyilván azzal magyarázható, hogy a repülőgépes felszállásokat túlnyomóan anticiklonos időhelyzet mellett hajtották végre, a kutató léggömbös felszállások egy része viszont ciklonos helyzetben történt.

Az inverziók legnagyobb gyakorisága (mind a talajmentieké, mind a zsugorodásiaké) a téli időszakra esik, amikor az állandósult anticiklonok gyakorisága is a legnagyobb. Így a Bodeni-tó felett a szabad légkörben 190 erős inverzióból 166-ot az októbertől februárig bezárólag terjedő 5 hónap alatt figyeltek meg.

Az inverziók említett főbb típusaival a következőkben kissé részletesebben foglalkozunk.

9. *Talajmenti inverziók*

A talajmenti (kisugárzási) inverziók eredetüket az alattuk lévő száraz talajfelszín kisugárzása miatti lehülésnek köszönhetik, amely lehűti az alacsonyabb légrétegeket is. Főleg derült, csendes éjjeleken keletkeznek (minden évszakban, de főleg télen) amikor a földfelszín kisugárzását nem egyenlíti ki a Nap melegítő hatása, sem a felhőkről való visszasugárzás, az örvényes átkeveredés pedig csekély. A hőmérséklet abban a légrétegben a legalacsonyabb, amely közvetlenül a talajjal érintkezik és a talajtól kezdődőleg néhány méter, vagy néhányszor tíz méter magasságig (télen erős és tartós kisugárzásnál 100—200 m-ig is) felér. A talajmenti inverziókat gyakran tavaszi és őszi hajnali fagyok kísérik. A talajmenti köd szintén kapcsolatban van a talajmenti inverzióval és nem is oszlik el addig, amíg az inverzió fennáll.

A talajmenti inverzió lényegében éjtszakai jelenség. Napkeletkor megkezdődik a talaj melegedése és a szél élénkülése. Az ezáltal megnövekedő dinamikus turbulencia (és feltámadó konvekció) feloszlatja, vagy legalább is meggyengíti az inverziót.

Nagy jelentősége van a talajmenti inverziók kialakulásánál a helyi domborzatnak is. A hideg levegő, amint nagyobb sűrűségénél fogva lefolyik a domborzat egyenetlenségei mentén, éjjel a katlanban, völgyek fenekén, a hegyek között és í. t. felgyülemlik. Ezért ilyen helyeken a talajmenti inverziók különösen erősek lehetnek, ami kifejezésre jut a ködök és fagyok eloszlásainak változatosságában.

A. Rudnyev az inverziók néhány feltűnő esetére mutatott rá, amikor a domborzat minősége erősítette az inverziót. Így pl. 1931. február 23.-án 7 órakor a gagrini hegyháton (1630 m a tengerszint felett) az erdőtlen gerincen levő állomás térségében a hőmérséklet + 4,1° volt, 15 perc mulva pedig egy kisebb völgykatlan alján, amelyet erdő vett körül és amely az állomástó 0,3 km távolságban 15—20 méterrel alacsonyabb az állomás szintjénél, —21,8°-os hőmérsékletet mértek. Így a hőmérsékleti különbség 25,9° volt.

Mindkét helyen Assmann-féle pszichrométert használtak a hőmérséklet méréséhez, amely 1,5 m magasságban történt a hótakaró felett. Az egyidejű felhőzet magas pehelyfelhőkből állott.

Ha a kisugárzási lehűlés erős és tartós, a talajmenti inverzió vagy izotermia (»hideg takaró«) nagy vastagságot ér el (néhány száz métert) és hosszú ideig fennáll és csak tetemes szélerősödés és növekedő dinamikai turbulencia képes szétoszlatni. Nyáron a sarkvidéki jég felett csaknem állandó *izotermia* található kb. 200 m magasságig, amelynek oka — igaz — nem a kisugárzás, hanem a jég és a hó megolvasztásával járó hőveszteség.

Az erős és tekintélyes magasságig (100 m-en túl) terjedő kisugárzási inverzió megszokott jelenség derült, csendes idő esetében a nagy légnyomás területein a szárazföldek (földségek) felett. Szibériában téli anticiklonális helyzetben a talaj közelében levő légrétegben — 50°, —60°-ig leszáll; a Jakut-földön még — 68°-os hőmérsékleti mélypontot is mértek. Felfelé azonban a hőmérséklet tetemesen növekedik a Föld felszínétől kezdve. Egyébként az állandó kontinentális anticiklonokban a kisugárzási inverziókhoz rendszerint további inverziók társulnak a magasabb légrétegekben, amelyek a zsugorodási inverziók csoportjába tartoznak. A talajmenti inverzió közvetlenül, szakadás nélkül átmehet zsugorodási inverzióba.

10. Leszüremkedési inverziók

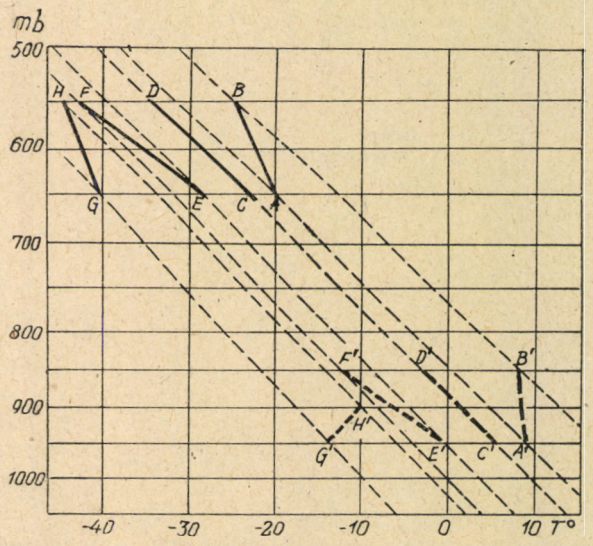
A leszüremkedési (zsugorodási) inverziók a szabad légkörben az anticiklonokban létrejövő leszálló mozgás és a dinamikus felmelegedés miatt keletkeznek. Különböző magasságban, néhány száz métertől néhány ezer méterig, de legtöbbször az első 1—2 km-en fejlődnek ki. Az ilyen fajtájú inverziók a szárazföld felett különösen a téli félévre jellemzőek; a szubtrópusi anticiklonoknál állandóan megfigyelhetők.

Ezek az inverziók az *anticiklon légtömegének belsejében* fejlődnek ki. De ide tartoznak az anticiklon lesiklási felületei is, amelyek a hideg (poláris) levegőt a felette levő meleg (trópusi) levegőtől elválasztják. A légtömegen belüli zsugorodási inverziós felületek tulajdonságai, valamint az anticiklonban a hideg levegő felső határának sajátosságai hasonlóak, minthogy az említett felületek felett mindkét esetben leszálló légmozgás uralkodik.

A zsugorodási inverzió kifejlődésének folyamata általános vonásokban a következőképpen játszódik le. Az anticiklon alsó rétegeiben a levegő a súrlódási divergencia folytán vízszintes irányban szétfolyik, télen pedig még le is hül az alatta lévő talajfelszíntől és sűrűbbé válik. Az erősödő anticiklon felső részében konvergencia van folyamatban. Ennek következtében nagy területen leszálló légmozgás, leszüremkezés fejlődik ki. A földközeli rétegekben ez a leszálló légmozgás nem alakul ki erőteljesen, mert a Föld felszíne ezt megakadályozza; de a felső légrétegekben a leszálló légmozgás igen erős és a légrészecskék jelentékeny szakaszon ereszkednek lefelé.

Margules kimutatta, hogy egy légréteg leereszkedését a hőmérsékleti gradiensek változásainak kell kísérnie. Ha az eredeti gradiens a száraz-adiabatikusnál nagyobb, akkor a leszüremkedésnél a gradiens nem változik, ha azonban kisebb, mint a száraz-adiabatikus (amint rendszerint így is van), akkor leszüremkezésnél csökken: a rétegződés egyensúlya stabilisabbá válik. Ezt könnyű kimutatni az adiabata-ürlapon (például az emagrammon). Tegyük fel, hogy abban a légrétegben, amelyet az 550 és 650 mb-os izobár határol,

a hőmérséklet eloszlását a 170. ábrán az AB vonaldarab mutatja. A réteg ereszkedése közben az AB szakasz minden pontján a hőmérséklet a száraz adiabata szerint változik,[1] potenciális hőmérséklete azonban állandó marad. A leszüremkezés eredményeként, mondjuk a 950—850 mb-os szintig, az A pont A' helyzetbe, a B pont B' helyzetbe jut. Világos, hogy a hőmérsékleti eloszlás stabilisabbá vált. Hasonlóképpen ki lehet mutatni, hogy egy száraz-adiabatikus hőeloszlású réteg, mint CD, hőeloszlását nem változtatja, ha leereszkedik a 950—850 mb-os szintre ($C'D'$ vonal), viszont egy adiabatikuson felüli gradiensű réteg, mint EF, az ereszkedésnél rétegződésének ingatagságát megnöveli.



170. ábra. A levegőréteg adiabatikus hőmérsékletváltozásai függőleges áthelyeződés esetén

Ha a leszüremkezésnél a levegőréteg vízszintes irányban szétfolyik és a légnyomási különbség a szélei felé csökken, akkor a stabilitás megnövekedése a leereszkedés folyamán még nagyobb (AG—$A'G'$ szakasz a 170. ábrán).

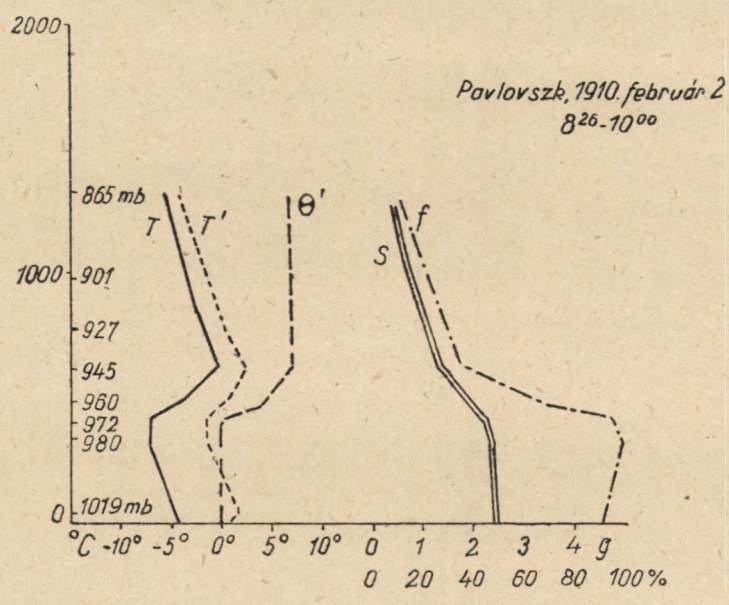
Leszálló mozgásnál tehát a rétegződés stabilitása rendszerint növekszik ; *ha a leszüremkedő levegőréteg eredetileg eléggé stabilis egyensúlyú volt, akkor a leszüremkedés benne inverzió kifejlődésére vezethet* (mint $A'G'$ esetében). Az ilyen inverziós réteg néhány száz méter vastag lehet, vízszintes kiterjedése pedig igen nagy. A leszüremkedés folyamán a hőmérséklet a légkörben minden szinten növekszik, minthogy a levegő felülről nagyobb potenciális hőmérséklettel ereszkedik alá.

Idő folyamán az egyenlő potenciális hőmérséklettel biró felületek a leszüremkedő levegőben mindjobban közelednek és az inverziós réteg vékonyodik ; a hőmérséklet és a nedvesség ugrásszerű változása néha néhányszor 10 méteres rétegre terjed csak ki. A Bodeni-tó felett az erős (5° és azt

[1] A leszüremkezés folyamata természetesen nem szigorúan adiabatikus ; télen az anticiklonokban a dinamikus hőemelkedés némileg csökken, mert a levegő kisugárzás olytán hőt veszít.

meghaladó) inverziók legtöbbször 100—300 m függélyes átmérőjűek. Hasonló esetben *inverziós felületről* is beszélhetünk olyan feltételes értelemben, amilyenben frontális felületről beszélünk. Az inverziós felület nem más, mint egy katafront, amely felett meleg levegő áramlik lefelé irányuló összetevővel. Ennek következtében néha igen nagy hőmérsékleti ugrások fejlődnek ki az inverziós felületeken (az inverziós rétegben), amelyek meghaladják a 10—15°-ot.

Télen, amikor a talajmenti kisugárzási inverzió közvetlenül átmegy a magasabb leszüremkedési inverzióba, a hőmérsékleti különbség a földfelszín és bizonyos magasság között meglepően nagy lehet. Így pl. Münchenben 1908. január 4-én a hőmérséklet a talaj közelében —16,1° volt, míg 1000 m



171. ábra. Példa a zsugorodási inverzióra

magasságban —1,3°. Pavlovszkban 1914. január 13-án lenn —19,9°-ot mértek, míg 1500 m magasságban —3,5°-ot; ugyanott 1910. december 7-én a talajnál —11,6°-ot, 520 m magasan + 6,8°-ot jegyeztek fel.

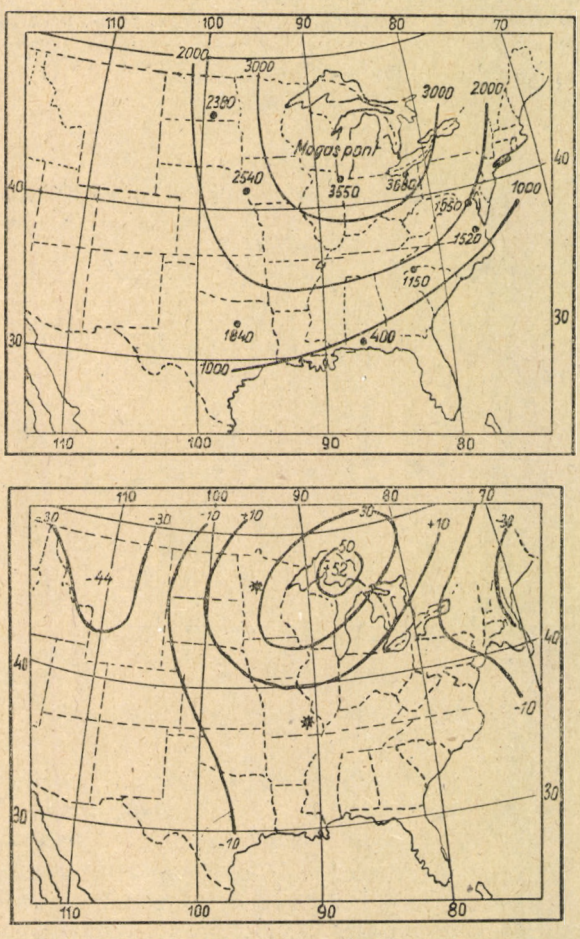
A relatív nedvesség az ereszkedő és dinamikusan melegedő levegőben csökken; ezért a leszüremkedési inverziót a relatív nedvesség csökkenése jellemzi. Például 1913. október 18-án a Bodeni-tó felett 880 m magasságban a hőmérséklet 3,7° volt 100%-os relatív nedvesség mellett, míg 1000 m magasságban 13,6° hőmérsékletet mértek 25%-os nedvességgel.

Közvetlenül az inverzió alatt a nedvesség gyakran eléri a 100%-ot. A dinamikusan felmelegedett levegő inverziós rétegeiben a relatív nedvesség — ellenkezőleg — erősen csökken, gyakran csak 20—30%, sőt még kevesebb (171. ábra). A Bodeni-tó felett 190 eset átlagában a relatív nedvesség az inverziós réteg alsó határán 96% volt, míg a felső határnál 43%.

A páratartalom az inverzió alatt szintén nagyobb, mint felette. A turbulencia következtében állandó nedvességátvitel van folyamatban alulról felfelé. Az inverziós réteg azonban nemcsak a hőmérsékleti, hanem a dinamikus

turbulenciát is jelentékeny mértékben akadályozza. Emiatt a nedvesség az inverzió alatt gyűlik össze. Pepler szerint 190 eset átlagában a fajlagos nedvesség az inverzió alsó határánál 4,5 gramm, a felső határánál 3,3 gramm volt.

Az inverzió alatt gyűlik össze a por, füst és a többi légköri szennyeződés is, amely alulról került fel. A nedves és szennyezett inverziós réteg fokozott kisugárzása még jobban lehűti a réteget ; a relatív nedvesség benne emelkedik,



172. ábra. Fent: anticiklonális inverzió topográfiája, alul: 12-órás izallobárok 1931. december 7-én

s őt a kicsapódás is megkezdődhetik. Az inverzió alatt köd képződik, amelyet a Földről mint rétegfelhőt (*St*) figyelünk meg. Ez a magas köd az inverzió alatti réteg további lehűlésénél fokozatosan elfoglalhatja az egész teret az inverziótól a Föld felszínéig. Amint az inverzió süllyed, a levegő páratartalma az inverzió alatt növekszik.

A hegyek között télen gyakran sok napon át fennállanak az alábbi dőjárási viszonyok: a völgyekben az inverzió alatt borús és hideg idő van,

ugyanakkor a magasabb hegyháton vagy csúcsokon, magában az inverziós rétegben vagy felette, az időjárás derült és napsütéses.

A leszüremkedési inverziók hatalmas körzeteket borítanak, gyakran az anticiklon egész területén megfigyelhetők. Közel vízszintes fekvésűek, de általában a középponttól a szélek felé lejtenek (különösen a nyugati oldalon), ennek következtében kupola alakjuk van. Előfordul olyan eset is, amikor a (légtömegen belüli vagy frontális) leszüremkedési inverzió az anticiklon szélein egészen a Föld felszínéig leereszkedik.

Az északamerikai anticiklonok leszüremkedési inverzióinak tanulmányozása közben Namias úgy találta, hogy *az inverziós kupola középpontja nem az anticiklon közepével, hanem a légnyomásemelkedés utolsó 12 órai izallobárjainak a középpontjával esik egybe*, vagyis az anticiklon középpontjához viszonyítva előre helyeződik. Ez megfelel annak a ténynek, amelyet fentebb említettünk, hogy a hideg tömeg vastagsága az anticiklon elülső részén a legnagyobb. A 172. ábra felső részén az inverziós felület »topográfiája« (a kupola egyenlő magassági vonalai méterekben a Föld felszínétől számítva), lenn pedig a megfelelő 12 órás izallobárok vannak feltüntetve. Az alsó ábrán csillagok jelölik az anticiklon két középpontját.

Lehetséges, hogy a leszüremkedéssel párhuzamosan a szóbanforgó típusú inverziók kialakításában szerepet játszik még a levegőrétegek erős kisugárzása, amelyekben sok a nedvesség és a por, valamint a felhőtakarók felső részének kisugárzása is. A megfigyelésekből megállapítható, hogy a száraz léghomályosság rétegei a légkörben nem mindig az inverzió akadályoztatásainak eredményeként lépnek fel, hanem még az inverzió kifejlődése előtt, mintha annak okozói lennének. Nagyon valószínű azonban, hogy a zsugorodás jelenti a fő és döntő folyamatot mindazon inverziók esetében, amelyeknél a relatív nedvesség csökkenését tapasztaljuk.

11. Az inverziók és a konvekció. Hullámok az inverziós felületeken

Mint ismeretes, a konvekció és a konvektív felhőzet (*Cu*, *Cb*) kifejlődésének alapfeltétele a légkör labilis (ingatag) hőmérsékleti rétegződése. Ezzel ellentétben a hőmérséklet inverziós rétegei, amelyek különlegesen stabilis hőmérsékleti egyensúlyúak, erősen akadályozzák a konvekció kifejlődését. Az inverziós rétegeket éppen ezért *záró-rétegeknek* is nevezik.

Az inverziós rétegben az alulról felfelé emelkedő levegőben gyorsan kiegyenlítődik a hőmérséklet a környezettel, amikor is felhajtóereje megszűnik. Gomolyfelhők képződését gyakran lehetetlenné teszi egy inverziós réteg jelenléte, vagy egy csökkent hőmérsékleti gradiensű réteg jelenléte, még ha a többi körülmények mind kedvezőek lennének is erre nézve. Éppen ezért a konvekció a szárazföld felett ritkán lép fel jól fejlett anticiklonban, amelyekben zsugorodási inverziók vannak. Zivatarok főleg valamivel kisebb légnyomású területeken lépnek fel, ahol a légnyomási gradiensek is csekélyebbek.

Ha az inverzió a kicsapódási szint felett fekszik, akkor a már képződött felhők gyenge függélyes kiterjedésűek. Ha azonban a feláramló levegő nagytömegű és sebes mozgású, vagyis ha nagy kinetikai energiája van, akkor áttörheti az inverziós réteget. Az éjjeli talajmenti inverzió, amely különlegesen nagy stabilitást kölcsönöz a legalsó légrétegnek, általában kizárja a konvekció fellépését, egészen addig, amíg a növekvő besugárzás az inverziót meg nem szünteti.

Különösen jelentékeny szerepet játszanak az inverziós rétegek, mint zárórétegek a szubtrópusi anticiklonoknak az Egyenlítő felé eső részén, ahol ezeket *passzát-inverzióknak* nevezzük. Óriási területre kiterjeszkedve a passzát-inverzió megakadályozza a labilitási energia felszabadulását, amelyet a passzát áramlás halmoz fel az inverzió alatti rétegben, miközben az Egyenlítő felé halad a meleg vízfelület felett. Ezért van az, hogy a passzátok övezetében felhőképződés alig van. A trópusi front közelében, ahol az inverzió felemelkedik és elmosódik, a labilitási energia heves felszabadulása megy végbe, amelyet hatalmas feláramlási felhőzet képződése kísér. Részleteket illetőleg a passzát-szelekről lásd a 66 §.-t.

Minthogy az inverziós rétegekben általában kicsiny a turbulencia, a lökésesség is nagyon gyenge ezekben, ezért repülés szempontjából különösen kedvezőek. Csakhogy az inverziós rétegben működhetik egy másik zavaró ok, amely a levegő nyugodt áramlását megzavarja. Az inverziós réteg voltaképpen választófelület két különböző sűrűségű légtömeg között — egy alsó hidegebb és egy felső melegebb között, amelyeknek mozgási sebessége, sőt gyakran mozgási iránya is különböző. Az ilyen határfelületen léghullámok keletkezhetnek éppen úgy, mint a tenger felületén hullámok lépnek fel a víz és a levegő határán. Ezért a repülőgép az inverziós rétegben »bukdácsolhat«: hol lesüllyed egy hullámvölgybe, hol felemelkedik egy hullámhegyre.

Az inverziós felület hullámzó mozgásával, amely az inverzió mindkét oldalán többé-kevésbbé vastag légrétegre terjed ki, jellegzetes hullámfelhőzet fellépése áll kapcsolatban. A nedvesség, amelyet a turbulencia bizonyos magasságig felemel, kicsapódik a levegőben, a hullámvölgybe leereszkedő levegő viszont távolodik a telítési állapottól. Hasonló jelenség figyelhető meg olyan frontális felületeken, amelyek nagyon gyenge fejlődésűek (régi okklúziós frontok). A már előbb meglévő, egyöntetű felhőréteg, a frontfelület felett, a hullámzó mozgás hatása alatt hullámos szerkezetet vehet fel (*Sc* opacus, *Ac* opacus).

56. §. A ciklontevékenység

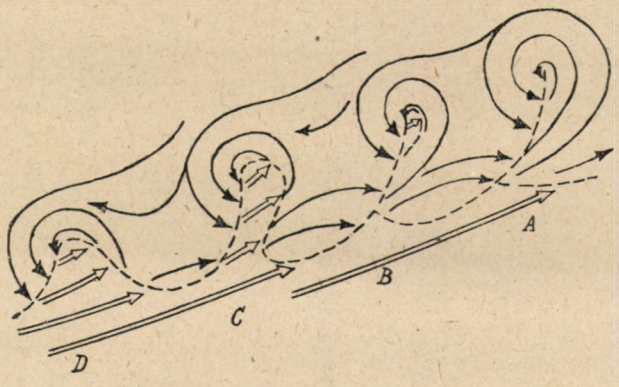
A különálló ciklonnak a hullámtól az okklúzióig tartó fejlődése csak elemi folyamata az úgynevezett ciklontevékenységnek. Az utóbbi lényegét nem az egyedülálló ciklonok, hanem a ciklonok és az azokat kísérő anticiklonok sorozatának keletkezése és viselkedése jelenti. Az ugyanazon főfronton keletkező ciklonsorozat — a mi szélességünkön — az általános légkörzés mechanizmusának alapvető láncszeme.

1. A ciklonsorozat

A főfrontokon ritkán jön létre egyedülálló ciklonális örvénylés. Rendszerint egyik örvénylés a másik után fejlődik ki ugyanazon a főfronton és annak mentén ugyanabban az irányban mozog. A nem trópusi szélességeken minden főfront ciklonok sorozatával függ össze, melyek magán a főfronton keletkeznek. A ciklonsorozatok keletkezésének folyamatát és azok szerepét az általános légkörzés mechanizmusában Bjerknes és Solberg 1921-ben fejtette ki az Atlanti-óceánon átmenő poláris fronttal kapcsolatban, amely a szubtrópusi azóri anticiklon északi peremén megy át. Az említett szerzők munkájából több idézetet közlünk, amelyekhez nem szükséges kommentárt fűzni.

»Az újra keletkező ciklon több, következő ciklon kifejlődésére ad lehetőséget, úgyhogy a hullámokhoz hasonlóan hosszú ciklonszéria alakulhat ki ugyanazon a határfelületen. A mérsékelt övben az ilyen ciklonszériát egyesítő választófelület különbözteti meg a sarki eredetű hideg levegőt a szubtrópusi meleg levegőtől. A választófelület a poláris légtömegek időszakos déli határát alkotja ; innen ered a »poláris frontfelület« és a »polár-front« elnevezés, ahol az utóbbi a frontfelületnek a földfelszínnel való metszésvonalát jelenti.«

»A polárfront általában hullámzó vonal, amely elhatárolva a sarki és trópusi levegő széles nyelveit (173. ábra), a mérsékelt öv valamennyi szélességén megszakítás nélkül megy át. A fiatal ciklonok meleg szektorait a trópusi levegőnyelvek alkotják, a közbeeső poláris levegőnyelvek pedig magasnyomású hátságokat képeznek az egymást követő ciklonok között. Az okkludált és elhaló ciklonok, amelyek meleg szektorukat elveszítették, a depresszió déli peremén átmenő polárfronttól északra fognak feküdni.«



173. ábra. Ciklon-széria

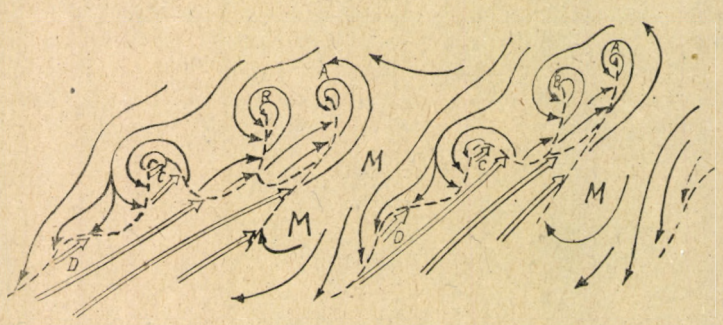
». . . Az ugyanazon polárfronton képződött ciklonsorozatban rendszerint minden ciklon az előtte fekvő ciklon útjától délebbre eső úton halad. Néhány ilyen ciklon után a polárfront eléri a szubtrópusi anticiklon vidékét és ezzel kapcsolatban jelentős levegőáthelyeződés megy végbe a passzátok útján az Egyenlítő felé. Néhány esetben a sarki levegő beáramlása észrevehető a hirtelen bekövetkezett hőmérsékletcsökkenésből, amelynek mértéke azonban nem nagy, a poláris levegő rendszerint »feloldódik« a környező trópusi levegőben. A passzátba bejutó poláris levegő hosszabb időre leválik a mérsékelt övi ciklonális légkörzéstől és az Egyenlítő vidékén való tartózkodási ideje alatt igazi trópusi levegővé alakul át.«

». . . Amikor a poláris levegő a ciklon hátoldali részéből a passzátba jut, a következő ciklon rendszerint egy sokkal északabbra fekvő polárfronton jelenik meg, amely közvetlenül nincs összefüggésben az előbbivel.« (174. ábra.)

»Ezen az új polárfronton ugyanaz a jelenség áll elő, mint az előző fronton. A ciklonok egyre délebbre fekvő úton fognak haladni, mindaddig, amíg a poláris levegő el nem éri a trópust és amíg meg nem ismétlődik az előbbi jelenség.«

Bjerknes és Solberg a polárfronttal összefüggő ciklonsorozatot *ciklon-családnak* nevezte el. Mi *ciklonszériákról*, vagy ciklonsorozatokról fogunk beszélni.

A ciklonsorozat átvonulásánál igen gyakran négy különálló ciklon figyelhető meg, ez a szám azonban különböző esetekben más és más lehet. Úgylátszik, hogy ugyanazon a fronton ötnél több, egymástkövető ciklon ritkán keletkezik. Európában az atlanti polárfronton képződött ciklonszéria első és második tagja a legtöbb esetben már okkludált állapotban van és többékevésbbé északi trajektóriával rendelkezik. A sorozat következő tagjai Európa fölött még fiatalok, még kimélyülnek, sőt néha az atlanti partok közelében vagy a Földközi-tenger fölött fejlődnek ki. Ezek a fiatal ciklonok trópusi levegőt szállítanak Európába.



174. ábra. Ciklonszéria két szomszédos polár fronton

2. A poláris levegő végső betörése a trópusra

A ciklonsorozat fejlődésének befejező szakaszát vizsgáljuk meg kissé részletesebben.

A poláris levegő a ciklonok hátoldalán annál délebbre helyeződik, minél erősebben fejlett a ciklon, ugyanakkor a ciklon hátoldalán fekvő polárfront is délre tolódik, úgyhogy a következő ciklon már alacsonyabb szélesség alatt fekvő fronton fejlődik ki. Az atlanti polárfront minden ciklon kifejlődése során öt szélességi fokkal délebbre süllyed. Végül, amikor a poláris levegő belejut a trópusi légkörzésbe, a fronttevékenység véget ér. A hideg levegőnek ez a végső »lezúdulása«, amely rendszerint az Atlanti-óceán vagy Nyugat-Európa fölött következik be, a légnyomási mezőben délkelet felé mozgó poláris anticiklon kifejlődésében jut kifejezésre.

Miután a sorozatot befejező »poláris« anticiklon elérte a szubtrópusi övezetet, helyettesíti a meggyengült és délebbre húzódott eredeti szubtrópusi anticiklont. Ezalatt az utóbbi ismét regenerálódik. Ezt a folyamatot a 165. ábra tünteti fel.

A poláris levegőben a magasnyomású gerinc zárt izobárokkal rendelkező anticiklonná alakul át, amely mindjobban megerősödik és délkelet felé mozog. Az eredeti szubtrópusi anticiklon viszont a sorozat fejlődésének arányában egyre jobban gyengül, kissé délre tolódik és »összeszűkül«. Végül az északnyugatról érkezett anticiklon elfoglalja az eredeti szubtrópusi anticiklon helyét és itt stacionáriussá válik. A poláris levegő a stabilissá vált anticiklonban elveszti kapcsolatát eredeti forrásával, fokozatosan felmelegszik és trópusi levegővé alakul át.

A megújult szubtrópusi anticiklon peremén nagyon gyorsan kialakul az új polárfront. Az új szubtrópusi anticiklon, amely eredetileg messze északon

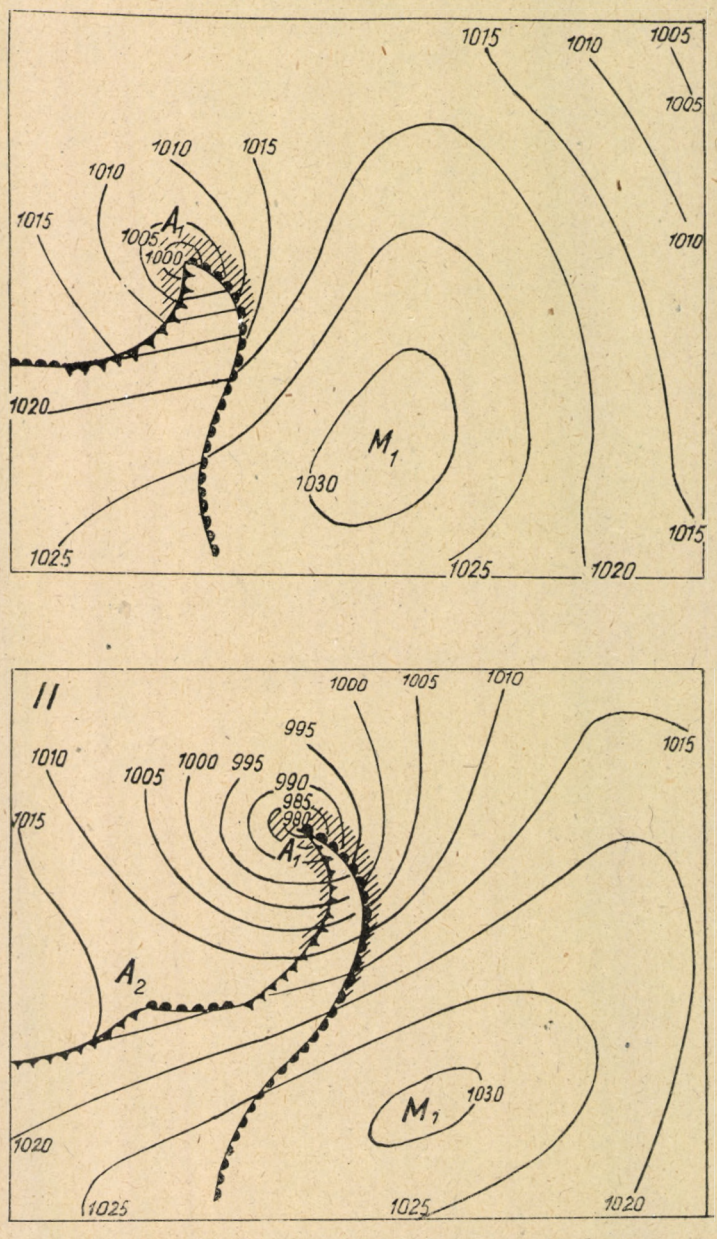
helyezkedik el, már néhány frontális hullám átvonulása után délre tolódik és elfoglalja szokásos helyét. Az anticiklon levegője az ennek a szélességnek megfelelő hőmérsékletre melegszik fel. Ílymódon a ciklonsorozatok a magasabb szélességek levegőjét alacsonyabb szélességekre szállítják. Ezzel egyidejűleg a trópusi levegő ellenkező irányba helyeződik át nemcsak a ciklonok gyorsan okkludálódott meleg, földfelszini szektoraiban, hanem a poláris levegő fölötti magasabb rétegekben is. A ciklonsorozat kifejlődése a poláris



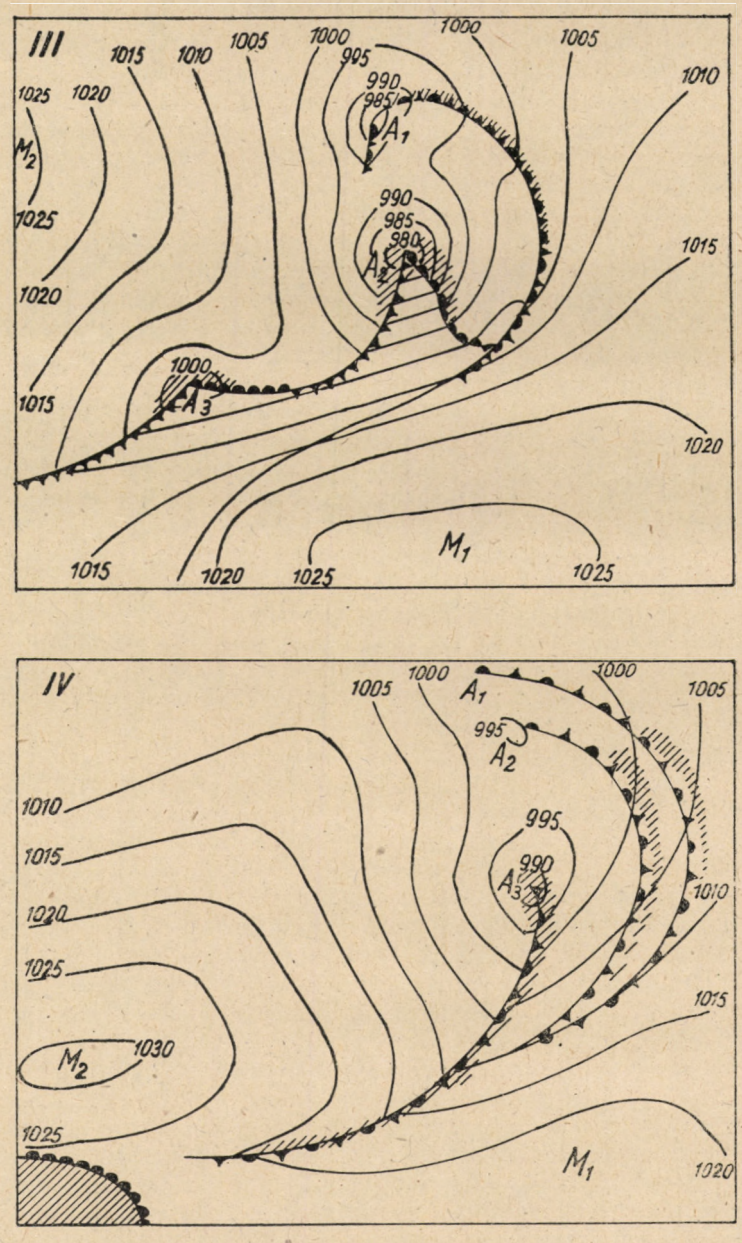
175. ábra. A légkör általános cirkulációjának horizontális szkémája az Északi félgömbön : 4 ciklon-széria a polár frontokon (Bjerknes és Solberg szerint, 1922.)

és trópusi levegőnek délkörmenti sebességi komponenst kölcsönöz és lehetőséget nyujt arra, hogy a poláris és trópusi levegő a trópusok és az Északi-sark között állandó áramlásban legyen, ahogyan ezt vázlatosan a 175. ábra feltünteti.

Az Atlanti-óceán feletti polárfronton kifejlődő ciklonsorozatot szemléltetően mutatják be a 176., 177. ábrák.



176. ábra. Ciklonszéria kialakulása a polár-fronton
A_1, A_2 — a széria tagjai, M_1 — szubtrópusi anticiklon



177. ábra. Ciklonszéria kialakulása a polár-fronton (a 176. ábra folytatása).
A_1, A_2, A_3 — a széria tagjai, M_1 — szubtrópusi anticiklon, M_2 – lezáró anticiklon.

3. A központi ciklon

Polárfront esetében a légnyomáseloszlás nyilván a következő lesz: szubtrópusi anticiklon délkeleten, hideg hátoldali anticiklon északnyugaton, amely a továbbiakban felváltja a szubtrópusi anticiklont és néhány ciklonsorozat a front mentén, amelyet alacsony légnyomás jellemez. Ebből azonban nem következik, hogy minden ciklonsorozatnak külön nyomási depressziója van és hogy azt egész idő alatt meg is tartja. A ciklonsorozatot a légnyomási mező északkeleti részében úgynevezett *központi* ciklon jellemzi. Központi ciklonnak nevezzük a hideg levegőben levő lassú mozgású, mély, nagykiterjedésű, néha több középponttal biró tartományt. A hőmérsékleti különbségek az ilyen tartományokban általában nem nagyok (hacsak az északi részükben nincs arktikus levegő). Függőleges kiterjedésük, amint azt az aerológiai megfigyelések mutatják, nagy: a zárt izobárok a ciklontartományban a troposzféra felső rétegéig megfigyelhetők, miközben a tengely elhajlása kicsiny. A központi ciklon tehát magas.

A központi ciklon a különálló frontális örvénylések és az előző sorozat összeolvadásának eredménye. Az ilyen összeolvadás mély és hosszú ideig tartó depressziót alakít ki. A front mentén északkeleti irányban mozgó, okkludált, de néha fiatal ciklonsorozatok is lassú mozgásúvá válnak és miután a központi ciklon középpontját a déli és keleti perem mentén a ciklonális cirkuláció irányában megkerülik, beleolvadnak abba. Ez az egyetlen nyomási depressziót eredményező egybeolvadás a középponti ciklon létezését meghosszabbítja. A ciklonsorozatok megszűnésével a központi ciklon is eltűnik és a továbbiakban új ciklonsorozat vagy ennek az új sorozat néhány okkludált tagjának összeolvadása révén új középponti ciklon alakul ki. Gyakran azonban a középponti ciklon még nem tünt el teljesen, amikor már megjelenik a regenerálódását jelentő újabb ciklonsorozat. Ilyen esetben a központi ciklon hosszú ideig fennmarad.

Az Atlanti-óceánon központi ciklon leggyakrabban az óceán északkeleti részén, Grönland és Európa között helyezkedik el. Különösen gyakoriak Izland közelében és ezt élesen visszatükrözik a klíma-térképek is, amelyeken Izland körzetében van az északatlanti klíma-depresszió kiterjedt központja. De központi ciklon Eurázia fölött és attól északra is kialakulhat. Ezenkívül bármilyen kicsiny is a központi ciklonok áthelyeződési sebessége, azok, főleg nyugatról keletre, mégis áthelyeződhetnek.

A központi ciklon alsó rétegeit poláris levegő tölti ki. Délnyugati részében új, még nem okkludált örvénylések találhatók, amelyeknek önálló meleg szektoruk van.

A ciklon északi részében, az arktikus front mozgása következtében arktikus levegő is előfordulhat, amely a ciklon területén néha hullámszerű örvénylést mutat. Ez a folyamat úgy tekinthető, mint a központi ciklon kimélyülésének egyik kisegítő tényezője. Ha a központi ciklonban arktikus front van jelen, akkor a ciklonban poláris levegőjű nagy meleg szektor alakulhat ki. Az ilyen arktikus fronton regenerálódott központi ciklont az analízisnél nem szabad összetéveszteni az arktikus front fiatal ciklonjaival. A meleg szektor jelenléte hasonlóságra utal ugyan, de a központi ciklon a fiatal örvénylésektől méretei, mélysége és vertikális kiterjedése alapján megkülönböztethető.

A központi ciklonban a trópusi levegő a troposzféra felső rétegeit foglalja el. Azon a területen, ahol a trópusi levegő messze északra húzódott és

nagyon erős kisugárzásnak van alávetve, a trópusi levegő átalakul poláris levegővé. A trópusra betört poláris levegő pótlása ennek a transzformációnak az útján történik.

4. A központi ciklon és a frontképződés

A központi ciklon, amely a ciklonsorozat tevékenységének eredménye, igen fontos előfeltétele az új főfront kifejlődésének. A délkeleti és északnyugati anticiklon, valamint a délnyugatra fekvő depresszió és a központi ciklon frontképződéshez szükséges deformációs mezőt alkot. Az Atlanti-óceán szinoptikus térképein, különösen télen, igen gyakran megtaláljuk a következő jellemző elhelyezkedésű hatásközpontokat: az azóri anticiklont (az Atlanti-óceán északi felének délkeleti részén), a poláris levegőjű anticiklont Észak-Amerika, vagy az Óceán északnyugati része fölött, az izlandi központi ciklont és egy gyengébb depressziót Mexikótól keletre. A polárfront a deformációs mezőnek az azóri anticiklontól északra fekvő szétáramlási tengelye mentén fekszik.

Ez a jellemző légnyomáseloszlás visszatükröződik az éghajlati térképeken is.

Kérdés, hogyan újul meg rendszeresen ez a jellemző légnyomáseloszlás? Amint már kimutattuk, a központi ciklon a ciklonsorozat tevékenységének következtében újul meg. Emlékszünk arra is, hogy a szubtrópusi anticiklon a ciklonszéria gyengülése esetén ismét megerősödik vagy megújul, ha a ciklonsorozat után hideg betörés következik. Így, miután a ciklonsorozat tevékenysége véget ér, a deformációs mező állapotára (helyzetére és intenzitására) a frontkeletkezés szempontjából két fontos tényező van hatással. A harmadik tényezőt az északnyugaton felhalmozódó hideg levegő jelenti, a szubtrópusi anticiklontól nyugatra fekvő viszonylagos depresszió pedig, mint a mező negyedik tényezője, mindenkor jelen van.

Ilymódon a stabilis és magas légnyomású rendszerek, hatásközpontok elhelyezkedése bármikor meghatározza a főfront helyzetét és az azon kialakuló ciklonszéria fejlődését. Ezzel egyidejűleg a hatásközpontok a frontális örvénylések útján mindig megújulnak. Itt *önmegújító folyamattal* állunk szemben: a ciklonszéria frontális fejlődése megsemmisíti magát a frontot, ugyanakkor megteremti az új front kialakulásának feltételeit.

5. A ciklontevékenység sajátosságai az európai szárazföld felett

Fentebb főleg az Atlanti-óceán északi része fölötti ciklontevékenységet írtuk le. Az atlanti polárfronton fellépő ciklonképződést behatóan tanulmányozták, mivel ennek Nyugat-Európa időjárásának szempontjából különös fontossága van. A folyamatok kifejlődése hasonló a többi poláris és arktikus fronton is. A légnyomási rendszerek és áramlások tekintetében a folyamatok mind az Atlanti-, mind a Csendes-óceán fölött nagyon egyszerűek.

A Szovjetunió európai része fölött az atlanti polárfront tevékenysége télen csak a nyugatról keletre vonuló okklúziókban nyilvánul meg, míg a délről vagy délnyugatról érkező ciklonszéria utolsó tagjai aránylag ritkán érintik. Ezek a déli ciklonok néha a földközitengeri polárfronttal lehetnek összefüggésben. A nagykiterjedésű és stabilis szárazföldi anticiklonok télen néha hosszú időre megbénítják a polárfrontok tevékenységét a Szovjetunió

területének nagy részén, eltekintve a déli határvidéken fellépő ciklontevékenységtől és az északnyugati részre behatoló polárfront okklúzióktól. Télen ezzel szemben nagyon kedvezőek az arktikus fronttevékenység feltételei. A szárazföld felett elterülő kvázistacionárius anticiklon (amely bizonyos mértékben a megelőző arktikus tevékenység eredménye és amely hasonló a polárfront szubtrópusi anticiklonjához) ebben az esetben a poláris levegő fészkét jelenti. Ennek északi peremén, a Jeges-tengeren vagy a Szovjetunió északi vidékei fölött arktikus front alakul ki. Az arktikus fronton kialakuló örvénylés dinamikusan stabilisabb, mint a polárfronton fellépő és nem adhat jellegzetes formát a ciklonsorozatnak. Az arktikus front hosszú ideig kvázistacionárius maradhat, ha nyugatról keletre stabilis hullámok haladnak át. Előbb vagy utóbb azonban, ha az elörvényesedés elég erőssé válik, az arktikus levegő betör a szárazföldre. Az arktikus levegő beborítja egész Európa területét, gyakran Kis- és Közép-Ázsiát, sőt néha Afrika északi területeit is eléri. A nyomási mezőkbe betörő arktikus levegő kezdetben mint hideg arktikus léghátság jelenik meg a szárazföldi anticiklon mellett. Minél délebbre nyomul az arktikus levegő, annál inkább önálló és egyre erősödő anticiklonná válik ez a hátság. A szárazföldi poláris levegőben fekvő anticiklon ezalatt legyengül, majd északról jövő új anticiklon lép a helyébe. Ez utóbbi a szárazföld felett hosszabb, vagy rövidebb időre megállapodik (stabilizálódik). A Szibéria felett nagyon hosszú ideig megmaradó téli anticiklon azzal magyarázható, hogy az a valóságban nem egy és ugyanaz az anticiklon, hanem az anticiklonok folytonos újjáéledése az arktikus levegőbeáramlás folytán. Amint láttuk, a folyamat elvileg semmiben sem különbözik a polárfronton végbemenő hasonló folyamattól. Ne feledjük azonban el, hogy ez csak a legegyszerűbb és legáltalánosabb szkéma, amelyet nem mindig könnyű észrevenni a bonyolult légköri folyamatok között.

Nyáron a Szovjetunió európai része fölött frontok képződnek, tehát ez a terület ciklonkeltő terület is. Itt egy ismétlődő önálló európa-ázsiai polárfronttal van dolgunk, melyet A. I. Aszknazij 1934-ben tanulmányozott. Ez a képződmény a régi okklúziós front kiéleződésére vezethető vissza, amely az Atlanti-óceánról érkezett Európába és itt önálló főfronttá alakult, amelyen hullámszerű ciklonképződés indul meg. Az okklúzió kiélesedése a szárazföldi (igaz ugyan, hogy áthelyeződő) deformációs mező kialakulásának következménye, amely a kontinentális trópusi levegő délkeleti áramlásával függ össze. Ennek a mezőnek az anticiklonjai: Nyugat-Európában az azóri (okklúzió mögötti) és a Szovjetunió európai területe fölött fekvő kontinentális (okklúzió előtti) anticiklon. Ez a folyamat június hónapnak kb. 55%-át és júliusnak kb. 70%-át tölti ki.

A folyamat rendellenes megismétlődése, más, nyáron fellépő folyamatokra vezethető vissza, amelyeket H. P. Pogoszjan tanulmányozott. Ilyen ok az atlanti polárfront-széria utolsó tagjának hátoldalán északnyugatról történő arktikus levegőbetörés, amely a Szovjetunió európai területének kontinentális trópusi levegője mellett északkeletre távozik. Azt a frontot, amely a Szovjetunió európai területén ezt a légtömeget határolja, polárfrontnak is lehet nevezni. Ez a front a Skandinávia fölötti hideg anticiklon, a Kazahsztan fölötti meleg anticiklon, a Kara-tenger depressziója (az atlanti széria utolsó tagja) és a Szovjetunió európai területének déli részén az előző folyamatok eredményeként kialakult alacsony nyomású terület által határolt deformációs mezőben kiélesedik.

6. A ciklonsorozatok megismétlődése

Lényeges érdeklődésre tart számot a ciklonsorozatok keletkezésének és vonulási törvényszerűségének kérdése. A bergeni időjelző szolgálatban 1921-ben 66, az Atlanti-óceánról Európa felé vonuló ciklonszériát számláltak meg; ennek a megállapításnak kb. 10%-os a hibalehetősége. A következő évek során hasonló nagyságrendet kaptak a ciklonsorozatok számára, úgyhogy mint dinamikus klimatológiai állandót évente 60—65 polárfront-szériát számíthatunk Európára. Közepes értéket véve minden sorozatra 5 és fél nap esik. Másszóval, minden ötödik-hatodik napon bekövetkezik a hideg, poláris levegő hátoldali betörése egy ciklonszériát bezáró anticiklonnal.

Ezért törvényszerűséget kell találnunk a polárfronti ciklonok trajektóriájának megváltozásában is. Az első ciklonsorozat rendszerint magasabb szélességek alatt vonul el, miután ekkor a szubtrópusi anticiklon a szokásosnál északabbra fekszik. Általában minden ezt követő ciklon délebbre eső pályán vonul el, mindaddig, amíg a szériát lezáró poláris anticiklon be nem hatol a szubtrópusok alá. Az új polárfront azután az új szubtrópusi anticiklontól északra alakul ki és a ciklon trajektóriái ismét ugrásszerűen északra helyeződnek; új ciklonsorozat kezdődik.

Számításunk szerint a ciklonsorozatok keletkezésénél ugyanilyen 5—6 napos periódus áll fenn a Csendes-óceán feletti poláris betöréseknél is.

A Szovjetunió területén, az előbbi fejezetben kifejtett okoknál fogva, a ciklonsorozatok kisebb szabályszerűséget mutatnak, mint az Atlanti-óceán felett. A szárazföld felett elterülő stacionárius anticiklonok, a poláris fronton kívül az arktikus front jelenléte, nyáron az atlanti és szárazföldi polárfrontok egyidejű működése bonyolultabbá teszi és álcázza a ciklonképződés szabályszerű ismétlődésességét, szemben az Atlanti-óceán és a Nyugat-Európa fölötti tisztább időjárási helyzetekkel.

7. Az ismétlődő ciklonok természete

A sorozatos ciklonképződéssel szoros kapcsolatban van az »eredeti« és »másodlagos« ciklonok megkülönböztetésének kérdése. A 24. §-ból tudjuk, hogy másodlagos ciklonnak azt az aránylag kis területű ciklonképződményt nevezzük, mely egy nagyobb kiterjedésű (eredeti) ciklon peremén helyezkedik el, amelynek mozgása az óramutató járásával ellenkező irányú. Most már látjuk, hogy ezalatt a közös elnevezés alatt egészen különböző természetű jelenségek rejlenek.

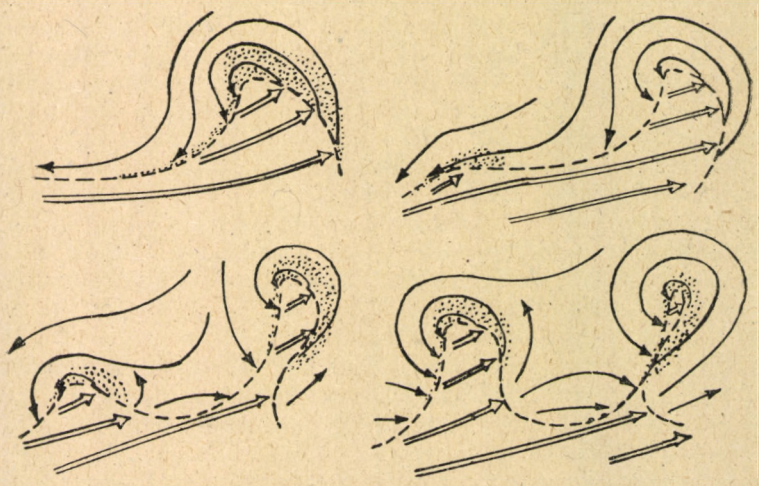
1. Minden frontális örvénylés, amely a középponti ciklon déli pereme mentén fejlődik ki, másodlagosnak nevezhető mindaddig, amíg a légnyomás ennek az örvénylésnek a középpontjában magasabb, mint a középponti ciklonban. A légnyomási mezőben az ilyen frontális örvénylés csak a központi ciklon peremén lévő izobárok elgörbülésében jelentkezik.

2. Minden újonnan létrejött frontális hullám fejlődésének első stádiumában másodlagos nyomási képződménynek tűnhetik, ha az őt megelőző széria fejlettebb (bár nem központi) ciklonjával összehasonlítjuk (178. ábra).

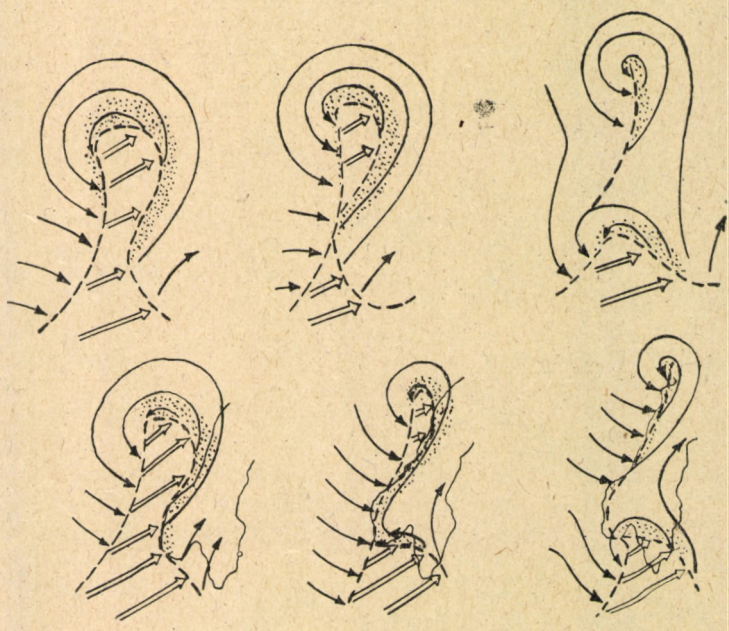
3. Végül másodlagosnak nevezhetjük azt az alacsony nyomású középpontot, amely az okkludált ciklon okklúziós pontja körül alakult ki (179. ábra felső része). Ezt a folyamatot orográfiai feltételek befolyásolhatják: ilyenek a Dél-Skandináviában előforduló különálló ciklonképződmények (skagerraki ciklonok), melyeknek vázlatát a 179. ábra alsó része tünteti fel:

a meleg front északi részét Norvégia hegyes partvidéke feltartóztatja, míg a front déli része szabadon mozoghat északkeleti irányban. Ez meggyorsítja az okklúziót és ennek hatására az okklúziós front hosszú ideig megmarad a skagerraki öbölben, az okklúziós front körül pedig különálló centrum alakul ki.

A másodlagos középpont bizonyos idő mulva mindhárom esetben annyira megerősödhet, hogy a nyomásrendszer legfontosabb tagjává válhat. Ezután természetesen ezt a centrumot kell főcentrumnak tekinteni.



178. ábra. Másodlagos háborgások sorozatos ciklonképződés esetén



179. ábra. Másodlagos háborgás kialakulása okklúzió következtében. Alul ugyanaz a folyamat orográfiai akadályok hatása mellett: a skagerraki ciklon kialakulása

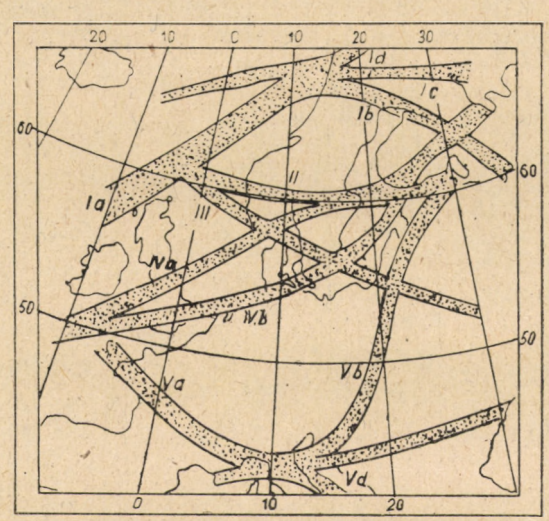
Az »eredeti«, »másodlagos« ciklonok pontatlan terminológiája helyett a *ciklonképződés, fiatal ciklon, okklúzió, központi ciklon* elnevezéseket kell használni.

8. Következtetések

A fentebb elmondottak során az Északi-félgömb atlanti-európai körzetében található ciklontevékenység legegyszerűbb és legáltalánosabb eseteit mutattuk be. A ciklontevékenység azonban a valóságban rendszerint nagyon bonyolult, mivel annak során több főfront működik közre. Kétségtelen, hogy a ciklontevékenység függ a földrajzi feltételektől, vagyis attól, hogy az adott körzetben az év bizonyos szakában milyenek a fizikai-földrajzi adottságok. Könyvünkben, mely a szinoptika általános kérdéseivel foglalkozik, természetesen nem tárgyalhatjuk a légköri folyamatok földrajzi vonatkozásait. Az ezzel a kérdéssel foglalkozó hatalmas irodalom még kritikai elemzést és összevont megfogalmazást igényel.

57. §. A ciklonok és anticiklonok áthelyeződése

A ciklonok és anticiklonok áthelyeződése szervesen hozzátartozik a ciklontevékenységhez. A ciklonok nemcsak létrejönnek, kifejlődnek, hanem amellett át is helyeződnek. Az elmondottak során sokszor szó volt már a ciklonok és anticiklonok áthelyeződésének egyik vagy másik sajátosságáról. Ennek a kérdésnek azonban olyan nagy gyakorlati fontossága van, hogy ebben a fejezetben részletesen tárgyaljuk ezt a problémát.



180. ábra. A ciklonok főútvonalai Európában

1. Statisztikai adatok

A 48. §.-ban a légnyomási rendszerek mozgási sebességére és irányára vonatkozólag inkább csak az általános ismereteket tárgyaltuk. Itt részletesebben foglalkozunk ezzel a kérdéssel.

A ciklonok és anticiklonok *leggyakoribb útvonalait* a Föld különböző körzeteire már többször megállapították. Legismertebbek a ciklonok fő útvonalai Európában, amelyet az 1876—1880-as évek anyagának alapján Van Bebber állított össze (180. ábra).

Nyugat-Európa időjárására 28%-ban azok a ciklonok vannak hatással, amelyek ezeken az alappályákon mozognak. Az I. pályán mind télen, mind nyáron vonulnak ciklonok. A II—III. pályán főként a téli évszakban vonulnak a ciklonok. A IV. utat a ciklonok leginkább nyáron és ősszel látogatják. Az V/*a* út főleg téli pálya, míg az V/*b* úton a depressziók legnagyobb részben tavasszal, júliusban és októberben vonulnak.

Így tehát a délkelet felé irányuló pályákon a ciklonok majdnem kizárólag a hideg évszakokban haladnak. Nyáron a ciklonok főképpen az I., IV., és (júliusban) az V/*b* pályán mozognak. A ciklonok pályái főként a beltengereket részesítik előnyben és elkerülik az Alpok vidékét.

A ciklonok vonulásának gyakorisága az I. pályán a legnagyobb. Ezen az útvonalon halad a téli félévben a ciklonok 31%-a, a nyári félévben 39%-a. Gyakoriság szempontjából a IV. (12 és 22%), majd az V. pálya a következő (13—18%-kal).

Az Egyesült-Államokban a ciklonok főútvonalainak képe egyszerűbb mint Európában. Egyik főútvonal az 55. északi szélességi fok mentén halad a Csendes-óceán felől a szárazföld felé a Nagy-tavakon keresztül New-Foundlandig. A másik útvonal az Egyesült Államokat délkeleti irányban szeli át. Délnyugatról, Texas felől még egy út megy a Nagy-tavak felé. A nyugatindiai trópusi ciklonok az Atlanti-óceán partja mentén haladnak (lásd 67. §). A legtöbb amerikai ciklon eléri Grönlandot és Izlandot, sőt egyesek eljutnak Európába is.

A Nagy-tavak és Kanada felett vezető úton 2,5—3-szor több ciklon halad át, mint Európában a legnagyobb gyakorisággal bíró I. pályán.

A ciklonok áthelyeződésének *közepes sebességét* km/órában a következő táblázat tünteti fel.

	USA	Atlanti-óceán északi része	Nyugat-Európa	Kelet-Európa	A Déli-félgömb
Nyár	39	27	24	29	42
Ősz	44	30	30	35	39
Tél	56	29	29	39	40
Tavasz	44	30	26	33	39
Évi közép	46	29	27	34	40
Évi amplitudó %-ban	37	10	21	30	7

A fenti számok kiegészítéseképpen megemlítjük, hogy az európai ciklonok 56%-ának sebessége kisebb, mint 27 km/óra, 29%-ának sebessége 27—44 km/óra és 15%-ának nagyobb, mint 44 km/óra. Egyes esetekben a ciklonális örvénylések mozgási sebessége elérheti, sőt meghaladhatja a 100 km/órát, ugyanakkor egyes feltöltődő ciklonok gyakran majdnem stacionáriusak.

A 48. §.-ban az anticiklonok irányára és sebességére vonatkozólag szintén adtunk középértékeket. Kiegészítjük ezt azzal, hogy Európában az anticiklonok 67%-a *kelet* felé, 7%-a nyugat felé mozog. A középértékekből látható, hogy az anticiklonok áthelyeződésénél a déli irányú komponens, míg a ciklonok áthelyeződésénél az északi komponens van túlsúlyban.

Az anticiklonok áthelyeződésének közepes sebessége, mint tudjuk, Európában 27 km/óra, az Egyesült Államokban 36 km/óra körül mozog, tehát nem sokkal kisebb, mint a ciklonok közepes sebessége. Az évi menet csaknem teljesen hiányzik.

Az anticiklonok áthelyeződési sebessége elérheti a 80 km/órát is, ezzel szemben a trópuson kívüli szárazföldek vagy szubtrópusi tengerek felett megfigyelhető a »stabilizálódás« esete is, amikor az anticiklon több napon keresztül alig változtatja helyzetét. Régebbi számítások szerint az európai szárazföld felett, különösen télen, kb. az anticiklonok 15%-a válik stabilissá. Valószínű, hogy ez a szám kicsiny; egyes szerzők az anticiklonok Európa feletti stabilizációját szabálynak tekintik. Észak-Amerikában ez a jelenség sokkal ritkább.

A Déli-félgömb szubtrópusi vidékein (Ausztrália) az anticiklonok áthelyeződésének közepes sebessége 27 km/óra, az áthelyeződés iránya nyugat-keleti.

2. Az áthelyeződés sajátosságainak magyarázata a különböző körzetekben

Most már megmagyarázhatjuk az egyes körzetekben a ciklonok áthelyeződési sebességeiben mutatkozó eltéréseket, melyekről fentebb szó volt. Annak, hogy az USA-ban a ciklonok csaknem kétszer akkora sebességgel mozognak, mint Európában, az a magyarázata, hogy Észak-Amerika területén gyakoribbak a fiatal, még nem okkludált ciklonok, mint Európában. A főbb északamerikai ciklonpályákon nem mély, de nagyon gyors depressziók és ugyanilyen anticiklonok haladnak keresztül. A poláris és trópusi levegő közötti hőmérsékleti ellentét ott nagyon jelentékeny. Európában viszont az Atlanti-óceánról a legtöbb esetben már okkludált és lassú örvénylések érkeznek.

Kelet-Európában a ciklonok mozgási sebessége nagyobb, mint Nyugat-Európában és Szibériában (igaz, hogy kevésszámú és nem teljesen hasonló adatok alapján) még ennél is nagyobb. Ennek oka valószínűleg az, hogy ezen a területen (a kontinentális polárfronton) gyakori a ciklonképződés és nem ritka a ciklonregenerálódás sem.

Nagyon érdekes továbbá az, hogy az Északi-félgömbön a sebességnek nagy az évi amplitudója, a Délin viszont kicsiny. Ami az Északi-félgömböt illeti, itt a sebesség évi amplitudója Amerikában sokkal nagyobb, mint Európában, nem is szólva az Atlanti-óceánról. Ez a délkörmenti hőmérsékleti gradiens kisebb-nagyobb változékonyságával van összefüggésben. Pl. Észak-Amerikában télen a trópusi és poláris levegő közötti hőmérsékletkülönbség a fagyott talajfelszín következtében lényegesen nagyobb, mint nyáron, ezért télen a ciklonok 37%-kal gyorsabban mozognak, mint nyáron. Az Atlanti-óceánon ez a trópusi és poláris levegő közötti hőmérsékletkülönbség gyengébb, ezért a ciklonok sebességében mutatkozó évszakos különbség is kisebb. Különösen éles a különbség az Északi- és Déli-félgömb között. Ha a 20. és 50. szélességi fok közötti hőmérsékletkülönbséget tekintjük, akkor a következő eredményt kapjuk:

	Január	Július
Déli-félgömb	17,1°	17°
Északi-félgömb	28,9°	9,9°

Az említett szélességek hőmérsékletkülönbségének évi amplitudója ezek szerint a Déli-félgömbön 0,1°, míg az Északin 19°; ugyanakkor a ciklonok mozgási sebességének évi amplitudója a Déli-félgömbön 7%, az Északin 30%.

3. A ciklonok mozgása és a front

A 49. §.-ban kifejtettekből következik, hogy a frontális hullám vonulásának irányát részben a sebesség dinamikus összetevőjének az iránya szabja meg, amely az északi félgömbön a hideg levegőt mindig balkéz felől hagyja el, részben pedig az advektív összetevő, amelynek az iránya a vezetőáramlások irányától és sebességétől függ. Ha a két összetevő ellenkező irányú és közel egyenlő, akkor a hullám nagyjából állandó. Ez a jelenség azonban általában ritkán fordul elő; például akkor, ha általános keleti légáramlás van folyamatban, normális hőmérsékleti eloszlás mellett (északon hideg levegővel).

Sokkal gyakrabban állanak fenn olyan körülmények, amelyek a gyors hullámokhoz szükségesek: általános nyugati áramlás (vagy legalább is nyugati áramlás a meleg levegőben) normális hőmérsékleti eloszlás mellett. Ebben az esetben a dinamikus és az advektív összetevő azonos irányú és a hullám többé-kevésbbé gyorsan halad a meleg légáramlás irányában, balfelől hagyva el a hideg levegőt. Normális körülmények között, amikor a front szélességmenti elhelyezkedésű — északon a hideg levegővel — a hullám vonulásának nyugatról keletre irányulónak kell lennie. Emellett, amint a ciklon kifejlődik, a meleg szektor csúcsa és a hozzá tartozó ciklonközéppont fokozatosan északra terelődik, ezért azután a front szélességmenti elhelyezkedése esetében a ciklon magasságában egy északra irányuló összetevő is szerepel.

Nem szabad azt gondolni, hogy a frontnak okvetlenül szélességmenti fekvésűnek kell lennie. A két légáramlásból álló rendszer, amelyet a front elválaszt, tetszőleges szöggel el lehet forgatva; a viszonyok azonban nem változnak. A front bármilyen helyzete mellett a ciklon a meleg légáramlás irányával megegyezően fog vonulni, közben elhajlik (10—30°-kal) az eredeti (stacionárius) fronthelyzettől a hideg levegő felé.

Az említett viszonyok tükröződését lehet látni az ú. n. Brounov-féle szabályban, mely még a XIX. században, a front fogalmának felmerülése előtt megállapította, hogy a front vonulása a nap folyamán megegyezik a ciklon területén lévő reggeli izotermák irányával. Brounov úgy találta, hogy a depresszió napközben úgy vonul, hogy az alacsony hőmérsékletű levegőt balfelől hagyja el, de a reggeli izotermák irányától balra átlagosan 30°-os szög alatt (egyes esetekben 20—60°-os szög alatt) hajlik el. Brounov megállapította az izotermák forgását is az óramutató járásával ellenkező irányban, ami az idő folyamán a mozgás északi összetevőjének megnövekedéséhez vezet.

A ciklonhullám sebessége, mint azt a 49. §-ban elmondottakból tudjuk, az alapáramlások sebességétől és azok hőmérsékleti különbségétől függ. Palmén tapasztalatilag tanulmányozta a ciklonok vonulási sebességét, összefüggésében a meleg levegő mozgási sebességével és a front mentén uralkodó hőmérsékleti különbséggel. Érthető, hogy ezeket az argumentumokat választotta. A meleg légáramlás sebességével összefügg az advektív összetevő, a hőmérsékleti különbséggel pedig a ciklon sebességének dinamikus összetevője van kapcsolatban. A stabilis frontális hullámokra vonatkozólag Palmén az alábbi formulát találta érvényesnek:

$$C = 4{,}2 + 0{,}7\,V + 3{,}0\sqrt{\Delta T}\ \text{m/sec.}, \qquad (1)$$

ahol C a hullám vonulási sebessége, V a szél sebessége a meleg légáramlásban, ΔT a hőmérsékleti különbség a meleg és a hideg légáramlás között. Világos, hogy a vonulási sebesség a meleg levegő áramlási sebességének a növekedésével és a hőmérsékleti különbség nagyobbodásával növekszik.

A gyors frontális hullámok közepes sebességére 18 m/sec, vagyis 65 km/óra érték adódott.

Hasonló formulát szerkesztett Palmén a hőmérsékletileg aszimmetrikus ciklonok számára is. Ez a formula a következő:

$$C = 0{,}8 + 0{,}6\,V + 2{,}6\,\sqrt{\Delta T}\ \text{m/sec}. \qquad (2)$$

Azonnal látható, hogy a V és ΔT egyforma értéke esetén a ciklonok mozgási sebessége kisebb, mint a hullámoké. A hőmérsékletileg aszimmetrikus ciklonok átlagos sebességét 12 m/sec-nak (5—21 m/sec), azaz 42 km/óra értékűnek találta.

A ciklon sebessége a (2) számú formula szerint annál nagyobb, minél jelentősebb a területén a meleg és hideg levegő közötti hőmérsékletkülönbség és minél nagyobb a szél sebessége a meleg szektorban. Hétfokos hőmérséklet-különbség esetében, (amely a megvizsgált esetekből adódó átlagérték) azt kapjuk, hogy ha $V = 5$ m/sec, akkor $C = 11$ m/sec; ha pedig $V = 14$ m/sec, akkor $C = 16$ m/sec.

Ebből az következik, hogy amint a szél a meleg szektorban erősödik, a ciklon vonulási sebessége is megnő. Éppen ezért a mélyülő ciklon növekvő sebességgel halad.

A (2) formulából az is következik, hogy a ciklon vonulási sebessége eléggé nagy ΔT esetében nagyobb, mint a szél sebessége a meleg szektorban a föld felszínén. Viszont tetemesen kisebb, mondhatni a fele, mint a geosztrofikus szél sebessége, amelyet a földfelszíni gradiensekből számítottunk ki és kisebb a szabad légkörben tényleg uralkodó légáramlás sebességénél is.

Például 4 mb/egyenlítő fok közepes gradiens és az ennek megfelelő 24 m/sec sebességű geosztrofikus szél esetében a ciklon vonulási sebessége csak 13 m/sec értékűnek adódik.

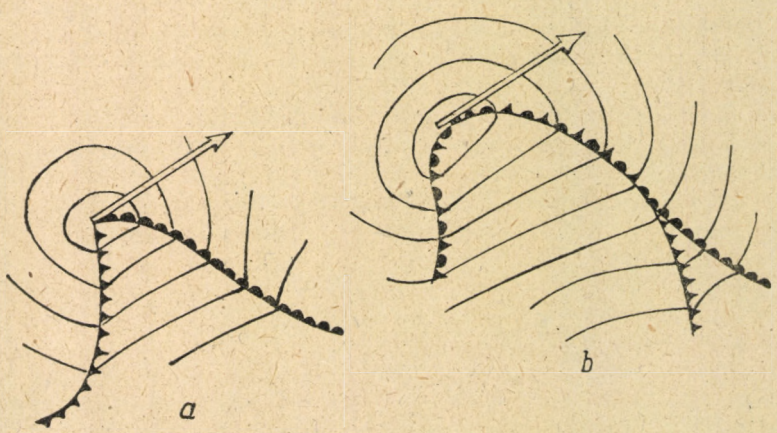
Ebből az következik, hogy mindig friss meleg levegő áramlik át a ciklon által elfoglalt területen, mely a hátoldalon lefelé ereszkedik a hideg front felülete felett és az elülső részen, a meleg front felülete felett felemelkedik.

Az okkludálás után a ciklon sebessége gyorsan csökken, főleg, ha nem marad hátra másodlagos hőmérsékleti aszimmetria és nem képződött látszólagos meleg szektor. A kitöltődő okkludált ciklon végül is csaknem veszteglővé válik. Az előzőekben említett körülményekre — a vonulási sebesség növekedésére az okkludálásig és a haladási sebesség gyors csökkenésére az okkludálás után — a térképek elemzésénél igen fontos visszaemlékezni.

4. A Bjerknes—Solberg-féle szabály

A mozgó ciklon vonulási irányának, amint ez a 49. §-ban mondottakból és az előző fejezetekben kifejtettekből következik, egybe kell esnie a meleg levegő mozgási irányával. Bjerknes és Solberg részletezték ezt az állítást a tapasztalati adatok alapján és 1922-ben megszövegezték az alábbi szabályt, amelynek nagy gyakorlati jelentősége van: *fiatal ciklon vonulási iránya párhuzamos a meleg szektor izobárjaival.* Megjegyezzük, hogy az izobárok iránya, amelyekről itt szó van, megegyezik a meleg levegő áramlási irányával a súrlódási szint felett.

Minthogy pedig a szél fordulása a magassággal a meleg levegőben kicsiny (tekintettel arra, hogy vízszintes irányban hőmérsékletileg egyöntetű) általánosságban azt lehet mondani, hogy a ciklon abban az irányban vonul, amilyen irányt a meleg levegő áramlása követ a szabad légkörben, de legalább is a troposzféra középső rétegeiben. Palmén nagy tapasztalati anyaggal megerősítette ezt a szabályt. Azonkívül azt is kimutatta, hogy ugyanezt a szabályt követi az okkludált ciklonok vonulása is, ha azok másodlagos hőmérsékleti aszimmetriával bírnak. A ciklon abban az irányban vonul, amelyben legmelegebb részének izobárjai feküsznek ; így lehet megfogalmazni a fenti szabályt általános alakban (181. ábra).



181. ábra. A ciklon áthelyeződésének iránya

A ciklonok újjáéledése gyakran a vonulási sebesség növekedéséhez vezet ; a vonulás iránya az újólag kialakult meleg szektor izobárjai irányának megfelelően változhat.

5. A vezető áramlás

Egyik alapvető gyakorlati tétel, amely a ciklonok és anticiklonok mozgására vonatkozik és amely az utóbbi években megerősítést nyert, az, alábbit mondja ki : *a vonuló ciklonok és anticiklonok a vezető áramlás irányában*, vagyis a troposzféra középső rétegeiben uralkodó általános levegőátvitel irányában vonulnak.

Ehhez a tételhez, (amelyet elsőnek Sz. I. Troickij és V. M. Mihel állított fel) néhány megjegyzést kell fűzni :

1. A tétel mozgó képződményekre vonatkozik, vagyis olyan képződményekre, amelyeknek megfelelő hőmérsékleti aszimmetriájuk van és egyáltalán nem magas, hanem a terminológiánk szerint alacsony vagy közepes képződmények (fiatal ciklonok és közöttes anticiklonok).

Az ilyen képződmény izobárjai a troposzféra közepe táján nyitottak és a légmozgás irányának határozott jellege van (eléggé széles, erős és kevéssé görbült áramlás formájában). Vezető áramlás alatt éppen ilyen jellegű áramlást értünk.

A magas bárikus képződményekre, amelyeknek a troposzféra közepén még zárt izobárjaik vannak, ez a tétel nem alkalmazható, mert felettük

vezető áramlás az említett értelemben nincs ; viszont az ilyen rendszerek, mint ismeretes, kevésbbé mozognak.

2. A vezető áramlás létezését jelenleg nem annyira a 3—5 km-es magassági szél közvetlen megfigyelései alapján ítélik meg, mint inkább a 700 és 500 mb-os abszolút topográfia térképein lévő izohipszák alapján. Következőleg az említett tételnek ilyen fogalmazást is lehetne adni : a vonuló ciklonok és anticiklonok a 700 vagy a 500 millibáros felület izohipszáinak irányában vonulnak.

3. Jelenleg az a nézet van előtérben, hogy a mozgási irány közelebb fekszik a 700 mb-os, mint az 500 mb-os felület izohipszáihoz (kezdetben főleg az utóbbi felület izohipszáit használták).

4. Tekintetbe kell venni, hogy a magassági izohipszák iránya idővel megváltozik. A képződmény elmozdulása megegyezik az izohipszákkal bármely adott pillanatban. Hosszabb időre szóló előrejelzésnél nem szabad azonosítani a képződmény jövendő útvonalát a kezdeti pillanat izohipszáinak az irányával ; előzőleg még azt is jelezni kell, hogy miképpen fognak maguk az izohipszák megváltozni.

5. A képződmény vonulási sebessége kisebb, mint a gradiens-szél sebessége a 700 mb-os felületen. Ebben a tekintetben azonban az egyes szerzők véleménye eltérő, valószínű, hogy a valósághoz közelebb áll az a feltevés, hogy a képződmény sebessége $^2/_3$ része a 700 mb-os felületen uralkodó gradiens-szél sebességének.

Tegyük még hozzá, hogy a képződményeknek tapasztalatilag megállapított vonulása a 700 mb-os felület izohipszái mentén I. A. Kibel hidrodinamikai elméletéből is következik, ennek az elméletnek ú. n. második közelítése számításba veszi az izohipszák irányának időbeli változásait is (lásd 75. §.-t).

A vezető áramlás szabálya nem mond ellent a Bjerknes—Solberg-szabálynak, mert a meleg szektor gradiens-szelének (izobároknak) az iránya szükségképpen eléggé megegyezik a vezető áramlásával. A meleg szektorban a légnyomás és a hőmérséklet gradiensének iránya eléggé megegyezik és ezért a magassággal a szél is csak kevéssé változik. Következőleg az izobárok iránya a Föld felszínén a meleg szektorban kevéssé tér el a ciklon felett az izobárok (az áramlás) irányától a troposzféra középső részében.

A most tárgyalt tétel azonban *általánosabb jellegű*, mint a Bjerknes—Solberg-féle szabály. Az anticiklonra is vonatkozik és nem szükséges hozzá a képződmény frontrendszerének az elemzése.

A vezető áramlás elvével kapcsolatban vannak tapasztalatilag talált összefüggések a ciklonok vonulása és a pehelyfelhők húzódása, vagyis a felhők szintjében uralkodó légáramlások között. Hesselberg (1913.) úgy találta, hogy a ciklonok Európa felett átalában olyan irányban vonulnak, amilyenben a pehelyfelhők húzódnak. Ezt a megállapítást azonban jelentékenyen korlátozni kell. Ha a cirruszokat messze a ciklon közepe előtt figyeljük meg, akkor a mozgási irányuk és a ciklon vonulási iránya közötti szög igen tetemes nagyságú lehet (60—90°)[1].

Meg fogjuk mutatni, hogy a vezető áramlás szabálya miképpen következik a baroklin légkörben fellépő légnyomási változások elméletéből. Ez könnyű, ha felhasználjuk hozzá a bárikus központok mozgási sebességének differenciális kifejezéseit, amelyeknek levezetését majd a VIII. fejezetben adjuk meg.

[1] Innen kezdve a fejezet végéig lévő részt N. L. Taborovszkij írta.

Ezek a kifejezések, amelyeknek értelme tisztán kinetikai és mentesek minden, a ciklonok természetére vonatkozó feltételezéstől, a következő alakban írhatók:

$$C_x = -\frac{\frac{\partial^2 p}{\partial x\,\partial t}}{\frac{\partial^2 p}{\partial x^2}}, \qquad C_y = -\frac{\frac{\partial^2 p}{\partial y\,\partial t}}{\frac{\partial^2 p}{\partial y^2}}$$

a koordináták tengelyei mentén a sebességi összetevők részére. Ha a számlálóban a $\frac{\partial p}{\partial t}$ differenciálhányadost az 51. §. (3) számú formulája segélyével megváltoztatjuk, elhagyva belőle a második közelítésbeli tagot, akkor a bárikus rendszer központjára, amikor

$$\frac{\partial p}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial p}{\partial y} = 0,$$

köralakú izobárok esetében $\left(\text{amikor } \frac{\partial^2 p}{\partial x\,\partial y} = 0\right)$, kapjuk, hogy

$$C_x = -K\frac{\partial H}{\partial y}, \quad C_y = K\frac{\partial H}{\partial x},$$

vagyis a bárikus központ az izohipszák mentén vonul a $p_H = \text{konst.}$ izobárfelületen olyan sebességgel, amely kb. megfelel a geosztrofikus szél sebességének H magasságban, csak $\frac{T_s}{T_H}$ arányban kisebb annál.

6. *Az izallobármező és a bárikus rendszer helyváltoztatása*

Amint az 51. §.-ban és egyéb helyeken már előadtuk, a vonuló ciklon izallobármezeje a ciklon elülső részén süllyedő nyomású területből, a hátoldalon emelkedő nyomású területből áll. Ezek a területek nem tisztán transzlációsak, vagyis nemcsak a ciklon vonulásával vannak kapcsolatban. Ha az utóbbi mélyül vagy töltődik, az izallobármezőt fel lehet bontani egy transzlációs területpárra és egy evolúciós területre — süllyedőre vagy emelkedőre, amely a ciklonnal azonos középpontú. Végeredményben az egész összetett süllyedési terület középpontja előre helyeződik a ciklon középpontjához viszonyítva. Az anticiklonnál éppen ellenkezőleg, az emelkedés területe helyeződik át a középpont elé. Ebből egy egyszerű és nagyon általános tétel következik.

A ciklon a süllyedési terület irányában vonul; az anticiklon az emelkedési terület irányában halad.

Ezt a tapasztalati megállapítást pontosabbá lehet tenni az alábbi módon, ha az izallobármező alatt a légnyomási tendenciamezőt értjük:

A ciklon párhuzamosan vonul a süllyedési és emelkedési terület középpontját összekötő vonallal a süllyedő terület felé. Ugyanígy az anticiklon is, de az utóbbi az emelkedő terület felé.

E szabállyal megegyező, de a gyakorlatban kevésbbé kényelmes az a tapasztalati szabály, hogy a ciklon vonulása nagyjából a ciklon középpontját a süllyedési terület középpontjával összekötő vonal mentén történik, ettől azonban bizonyos változó szög alatt balra hajlik el. Világos, hogy ha a tendenciák eloszlása szimmetrikus a képződmény középpontjára vonatkoztatva (például az emelkedő terület koncentrikus a ciklonnal) — akkor az veszteglő képződmény.

Tudjuk, hogy a süllyedés területe gyakran áll kapcsolatban az izohipszák (áramvonalak) divergenciájának területével a troposzféra közepe táján, vagyis a 700, vagy 500 mb-os izobárfelület topográfiájának a térképén; az emelkedési terület hasonlóképpen összefügg a konvergencia területével (Michel elve; lásd az 59. §-ban is). Ebből következik, hogy ha a magassági divergencia területe más helyen van, mint a ciklon a földfelszíni térképen, (vagyis magában foglalja a transzlációs összetevőt), akkor a ciklon a terület irányába fog mozogni. Az anticiklon ellenkezőleg, a konvergencia területének az irányában mozdul el.[1]

Az előzőkben kifejtettekből is következik, hogy a bárikus középpont csak abban az esetben vonul a H = konst. izohipsza mentén, ha a légnyomás benne nem változik.

A fejlődő vagy a kitöltődő ciklon, ill. anticiklon mozgása közben többékevésbbé elhajlik az izohipszától. Ennek az elhajlásnak az oka a légnyomás dinamikai megváltozása, aminek következtében azok a H = konst. izohipszák, amelyek mentén a középpont vonul, maguk is megváltoznak.

A dinamikus változások befolyását vizsgálva, vagyis bevezetve a teljes (3) 51. §. szerinti formulát a középpont sebességének differenciális kifejezéseibe, A. P. Djubjuk olyan általános képleteket kapott, amelyekből a legegyszerűbb esetben, amikor a ciklon izobárjai köralakúak, az alábbi megállapítások olvashatók ki:

A mélyülő ciklon középpontja a »normálisnál« kisebb sebességgel mozog, vagyis olyannal, amely megfelel az izohipszák mentén történő mozgásnak, miközben az izohipszáktól balra hajlik (t. i. az alacsonyabb H értékek felé).

A kitöltődő ciklon középpontja szintén a »normálisnál« kisebb sebességgel mozog, miközben az izohipszáktól jobbra térül el.

Az anticiklon középpontja számára az izohipszáktól való elhajlás hasonló módon meg fog felelni a középpontban fellépő légnyomásváltozásnak.

Ezek az említett tételek azonban csak olyan esetben helytállóak, amikor a földfelszíni légnyomási mező vonalainak a görbülete nagyobb, mint a H magasságú mezőé. Ez a feltétel rendszerint teljesül, amikor a Föld felszínén erős ciklonnak a magasban csaknem egyenes H = konst. izohipszák felelnek meg.

Ha az az eset állana elő, hogy a Föld felszínén gyengén fejlett ciklonnak erős görbületű légnyomási mező felelne meg H magasságban, akkor a földfelszíni centrum elhajlása az izohipszáktól a fentebb leírttal éppen ellentétes lesz. Így a H magasságban erős görbületű mező esetében az alábbi tételek érvényesek:

a gyengén fejlett mélyülő ciklon középpontja vonulása közben az izohipszáktól jobbra térül el;

a gyengén fejlett kitöltődő ciklon középpontja vonulása közben az izohipszáktól balra térül el.

Djubjuk formulái, amelyek a hidrodinamikai elméletnek elég általános elvein alapulnak, azt mutatják, hogy a ciklonok és anticiklonok helyváltoztatásának a törvényei sokfélék és bonyolultak. Fentebb csak azokról a tételekről emlékeztünk meg, amelyek a leggyakrabban megfigyelhető típikus esetekre vonatkoznak.

7. *A ciklonok rendellenes vonulási iránya*

A ciklonok rendestől eltérő vonulásának azt az esetet fogjuk nevezni, amikor a vonulás keletről nyugat felé irányuló összetevővel történik, vagy ha a vonulás legalábbis délkörmenti irányú. Ilyen vonulási irány természetesen lehetséges normális hőeloszlás mellett általános keleti áramlásban (alig mozgó hullámszerű háborgások). Ebben az esetben a meleg szektor a képződmény déli részén fekszik ugyan, de benne az áramlás keletről nyugat felé irányul.

[1] Innen kezdve a fejezet végéig lévő részt N. L. Taborovszkij írta.

Gyakrabban figyelhető meg olyan, a rendestől eltérő vonulás, amely szokatlan hőmérsékleti eloszlással áll kapcsolatban, aminek következtében a meleg szektornak is szokatlan helyzete van, a ciklon északi vagy keleti részén fekszik. De mindkét esetben a vonulási irány meg fog egyezni a Bjerknes—Solberg-féle szabállyal, valamint a vezető áramlás szabályával is. Az egész különbség abban áll, hogy a meleg szektorban az áramlás szokatlan irányban halad, vagy a vezető áramlás iránya tér el a rendestől.

Például nyáron, ha Európa északi része felett kontinentális anticiklon fekszik, felléphet egy meleg délkeleti, majd keleti áramlás, amely szárazföldi trópusi levegőt visz a Szovjetunió európai részéből Skandinávia fölé, míg tőle délre hűvös tengeri poláris levegőjű nyugati áramlás uralkodik. A ciklonoknak, amelyek a két áramlás közötti főfronton kifejlődnek, a meleg szektora északon lesz, nem pedig délen és általában keletről nyugat felé fognak vonulni. Ilyen volt például az 1907. évi július 13—15-i ciklon, amely Navozübkovból Vilnán, Brombergen, Krakkón át Budapestre vonult és az 1913. évi június 22-i ciklon, amely Vitebszkből Stockholmon és Skagenen át Helder fölé húzódott.

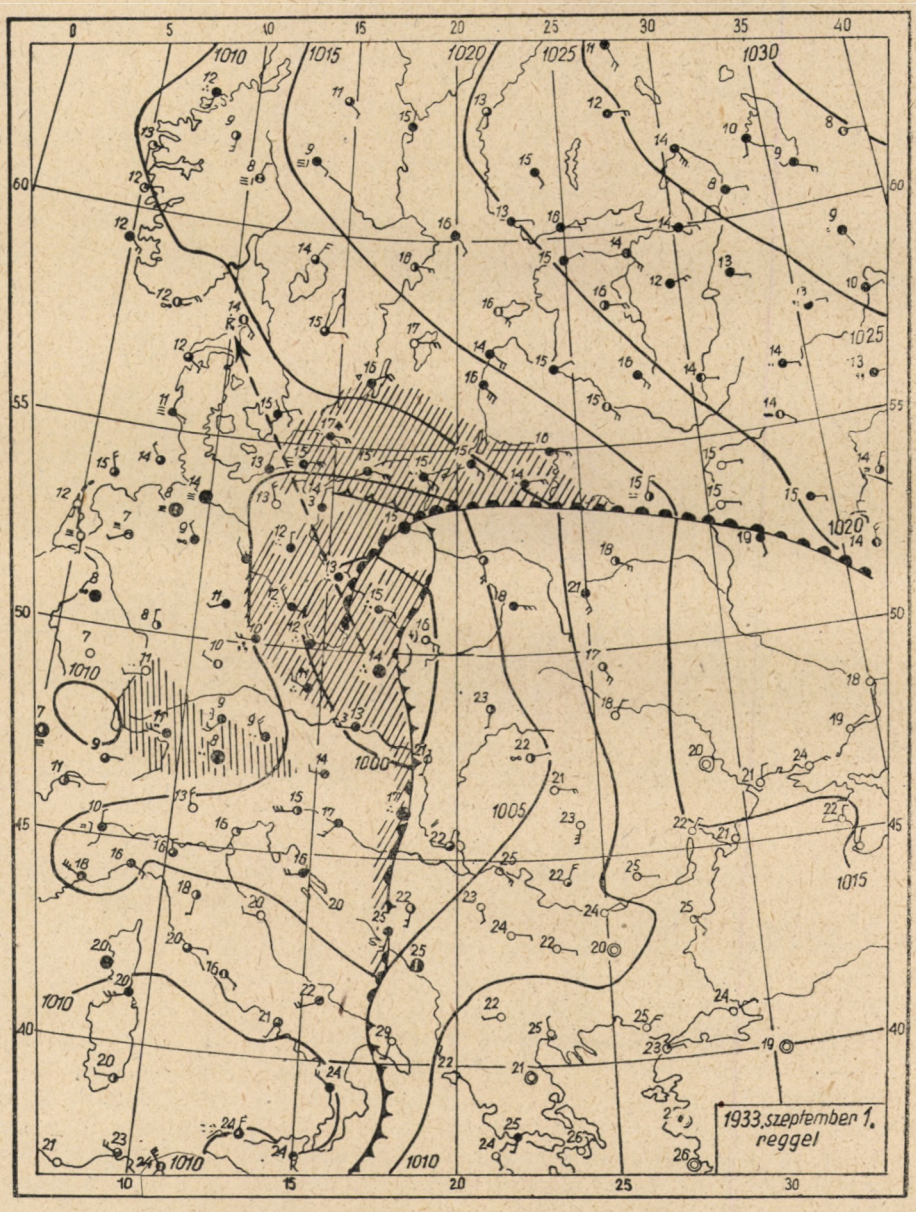
Exner régen rámutatott arra a ciklonra, amely Németország délnyugati részéből a La Manche fölé vonult 1918. március 4—5-én. A ciklon meleg szektora 6—8°-os hőmérséklettel március 4-én reggel a ciklon keleti részén volt és az áramlás benne keletről nyugatra irányult. A szabad légkörben az 500—4000 méteres rétegben a szél jelen esetben túlnyomóan keleti irányú volt az egész tekintetbe jövő körzet felett.

Európában a ciklonok délről észak felé vándorlása gyakran van kapcsolatban a szárazföldi trópusi levegő déli vagy délkeleti áramlásaival. A rendestől eltérő vonulás feltűnő esetét figyelték meg 1933. szeptember 19—22-én. A ciklon, amelyről már az 50. §-ban is említést tettünk, Krim-félszigetről Kiev fölé vonult, majd Königsberg, Warnemünde, Magdeburgon át a Duna felső folyásához. Itt újjáéledt, mert friss trópusi levegő áramlott be a területére és szeptember 24-én reggel átvonult Norvégia északnyugati vidékére.

A Van Bebber-féle V_b pályán többször vonulnak fel ciklonok a Földközi-tengerről Közép-Európa fölé, amelyek nagymennyiségű csapadékot adnak és néha Közép-Európában árvizet okoznak. Megtörténik, hogy amint a 182. ábra is mutatja, ezeknek a ciklonoknak kelet-nyugati irányú összetevőjük van. A meleg áramlások itt vagy északafrikai eredetű trópusi levegőből állanak, amely délről a Földközi-tengeren át érkezett, vagy feketetengeri, kisázsiai eredetűek (délkelet felől). A nagymennyiségű és heves csapadék kihullására a V_b depressziónál különböző szerzők az alábbi tényezőkben kerestek magyarázatot: a meleg frontok csaknem mozdulatlanok és a hajlásuk elég meredek; a szárazföldi trópusi levegőben a hőmérsékleti egyensúly labilis (a gradiens kb. 0,8°/100 m) és a Szudéták domborzati hatása érvényesül.

A Szovjetunió területén az előzőhöz hasonlít azoknak a ciklonoknak az érdekes vonulása, amelyek a Balkánról vagy a Fekete-tengerről észak felé tartanak. A feketetengeri és balkáni ciklonok, amelyek néha egyenesen délről észak felé húzódnak, vagy igen csekély keleti irányú összetevővel mozognak, télen erős havazást, hófúvást okoznak Ukrajnában és nem ritkán még északabbra fekvő körzetekben is. Az ilyen ciklonok meleg szektorában uralkodó déli légáramlás még a tél közepén is olvadást hoz létre. Csakhogy a meleg levegő a Szovjetunió területére rendszerint vékony nyúlvány alak-

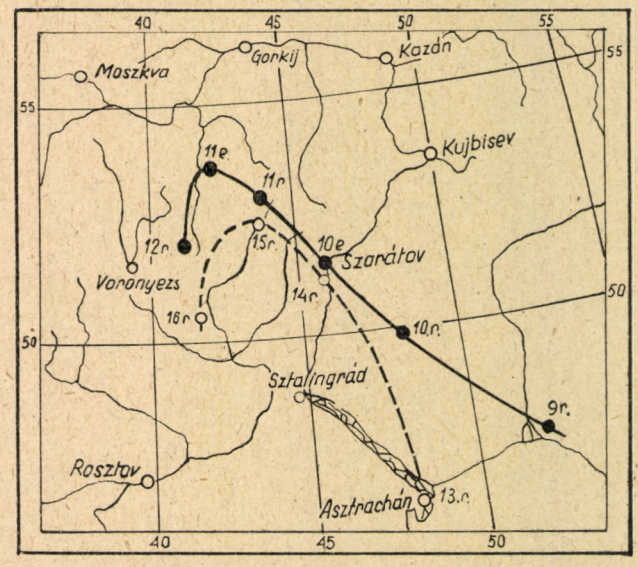
jában hatol be és a szárazföldi poláris levegő hamarosan háttérbe szorítja, ami éles hőmérsékleti változások kíséretében játszódik le.



182. ábra. Rendellenes ciklon-mozgás. A szaggatott nyil a ciklon útját mutatja a következő napra

A meleg évszakban a ciklonoknak délről északra történő vonulása a Szovjetunió területén kapcsolatban áll a poláris front tartós jelenlétével, amely ilyenkor délkörmenti irányban fekszik az Unió európai területének

keleti részén; tőle keletre hatalmas, szárazföldi trópusi levegőjű áramlás terül el. A szárazföldi trópusi levegő a meleg évszakban felhatolhat a Pecsora, az Ob és Jenisszei torkolatának tájára is. Két érdekes és aránylag hasonló esetet ismerünk, amikor nyári évszakban a ciklonok a Káspi-tengertől északnyugat felé mozogtak, a Volga középső szakasza, majd a voronyezsi terület keleti részei felé: 1929. június 13—17-e között és 1930-ban június 9—12-e között. A 183. ábrán feltüntettük ennek a két képződménynek a vonulási útvonalát. A meleg szektor mindkét esetben a ciklon keleti részén feküdt és az izobárok iránya benne délkelet-északnyugati volt. Említésre érdemes körülmény, hogy mindkét esetben a ciklon nagytömegű csapadékot hullatott le Kujbisev vidékén, a Gorkij kerületben és a voronyezsi terület nyugati részén — egyes állomásokon 60—70 mm-nyi eső esett egy nap alatt.

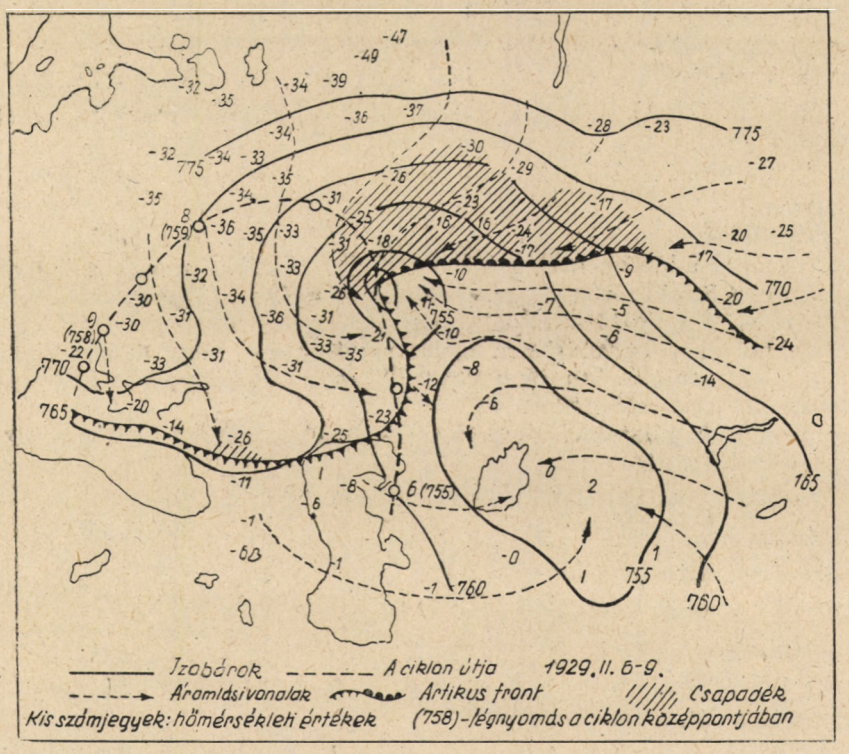


183. ábra. Ciklonok trajektóriái 1929. június 13—17. és 1930. június 9—12. között

Ezt azzal lehet magyarázni, hogy egyrészt a szárazföldi trópusi levegőnek nagy páratartalma van (a páranyomás eléri a 15 mm-t), másrészt a ciklon meleg frontja igen lassú mozgású volt.

Egyes esetekben viszont a rendellenes vonulási irány arktikus frontokkal van kapcsolatban. Ilyenkor az arktikus front képződményeinek a mozgásánál, amely a Barentsz-tengertől az Ural és a Volga felé irányul, az északnyugati-délkeleti irányú vándorlást az határozza meg, hogy a meleg tengeri poláris levegőnek ugyanilyen irányú áramlása van. Néha megtörténik, hogy az áramlás az arktikus front mentén mindkét oldalon keleties. Ilyenkor a fronton kialakuló légköri képződmény többé-kevésbbé lassan keletről nyugat felé húzódhat, még akkor is, ha a meleg levegő a fronttól délre fekszik, nem pedig északra.

1929. február 6—10-e között az arktikus fronton kialakult ciklon a Káspi-tenger északkeleti része felől átvonult Kujbisevbe, majd Gorkijba, Kalugába és végül Odessza fölé (184. ábra).



184. ábra. Rendellenes ciklon-mozgás 1929. február 6—9. között. A térkép a február 7-i reggeli helyzetet mutatja

58. §. A ciklontevékenység és a sztratoszféra

Eddig a ciklonokat és anticiklonokat alapjában véve úgy tekintettük, mint troposzférai jelenségeket. Ebben a paragrafusban részletesebben szemügyre vesszük a tropopauzának és a sztratoszféra alsó részének a viselkedését a ciklontevékenységgel kapcsolatban. Célunk az, hogy megvilágítsuk a troposzférának és a sztratoszférának a kölcsönhatását a folyamatban, a lehetőség szerint oksági kapcsolatok szem előtt tartásával. Ez a probléma egyike azoknak, amelyekről ma a meteorológiában a legerősebben vitatkoznak és végleges döntés ezzel kapcsolatban még nem történt.

1. A légnyomás és hőmérséklet változékonysága különböző magasságokban

A III. fejezetben már beszéltünk arról, hogy *a légnyomás naponkénti változékonysága* felfelé lassan csökken. Európára vonatkozólag az alábbi részletes adatokat közöljük (Haurwitz szerint, 300 felszállás átlagában), amelyekből látható, hogy a troposzféra felső részében a légnyomás naponkénti változékonysága még növekedik is és csaknem eléri a földfelszíni változékonyság értékét ; feljebb, 16 km magasságban pedig annak kb. 50%-a :

Magasság km-ben ..	0	2	4	6	8	10	12	14	16	18
A légnyomás változékonysága mb-ban	5,1	4,4	4,3	4,3	4,7	4,1	3,5	2,7	2,5	1,9

Bostonra (USA) kisebb anyagból (102 felszállás) Haurwitz az alábbi adatokat kapta :

Magasság km-ben...	0	2	4	6	8	10	12	14	16	18
A légnyomás változékonysága mb-ban	7,2	4,7	4,7	5,1	5,5	5,1	4,3	3,0	2,3	1,2

ami az európai adatokhoz elég közel fekszik. Emellett a változékonyság a földfelszín és 8 km között télen nagyobb, mint nyáron, főleg az alsó 2 km-en ; a 8 km-en felüli rétegekben ellenkezőleg.

Ezekből az adatokból arra következtethetünk, hogy nemcsak az alsó, hanem *a felső troposzférában, sőt a sztratoszférában is egészen jelentős aperiódikus légnyomásváltozások vannak.*

Hasonló vizsgálatokat végeztek a hőmérséklet naponkénti változékonysága szempontjából is.

Európára vonatkozólag az alábbi adatokat kapták :

Magasság km-ben...	0	2	4	6	8	10	12	14	16	18
A hőmérséklet változékonysága fokokban	2,0	2,6	2,7	3,3	3,8	3,6	4,1	2,7	2,6	2,1

Bostonra vonatkozólag :

Magasság km-ben...	0	2	4	6	8	10	12	14	16	18
A hőmérséklet változékonysága fokokban	4,2	4,6	4,2	4,2	5,1	5,7	5,3	4,9	3,7	3,4

Ezek a számok egy még fontosabb jelenségre hívják fel a figyelmet : *a hőmérséklet változékonysága a Föld felszínétől 10—12 km magasságig nő.*

A tropopauza szintjében, Európában kétszer akkora, mint a Föld felszínén : Amerikában a növekedés nem ilyen nagymérvű, de abszolút számokban a változékonyság a tropopauza szintjében még nagyobb, mint Európában. Még a 18 km körüli magasságban is a változékonyság nagyjából akkora, mint a Föld felszínén volt. Ez értelmezhető úgy is, hogy a termikus advekció a sztratoszférában és főleg a tropopauza szintjében igen jelentős, vagyis hideg és meleg légáramlások intenzív váltakozásáról van szó, de értelmezhető úgy is, hogy ott erősen fejlett függélyes mozgások vannak, megfelelő adiabatikus hőmérsékleti változásokkal. Valószínű, hogy az utóbbi is és az előző is jelen van, de az advekció van túlsúlyban. Ezt a kérdést a továbbiakban még tárgyalás alá vesszük.

2. Statisztikai kapcsolat a légnyomás és a hőmérséklet változásai között különböző magasságokban

Felmerül az a kérdés, hogy milyen időbeli és térbeli körülmények között mennek végbe a légnyomás változásai különböző szinteken és miképpen függenek össze a hőmérséklet egyidejű változásaival?

Egész sor kutató végezte el ezeknek a változásoknak az elemzését. A viszonyok alapjában véve hasonlóságot mutatnak Európa és Amerika között.

Dines nagyszámú korrelációs koefficienst számított ki a hőmérséklet és a légnyomás változásai között a különböző szinteken. A legmagasabb korrelációs koefficiensek az alábbiak voltak:

1. a hőmérséklet és a légnyomás között azonos szintben 2 és 9 km magasság között (+0,66—+0,86);

2. a tengerszinti légnyomás és a 9 km magasságban lévő légnyomás között (+0,68);

3. a tengerszinti légnyomás és a tropopauza magassága között (+0,68);

4. a 9 km-en lévő légnyomás és a tropopauza magassága között (+0,84);

5. a 9 km-en lévő légnyomás és a 0—9 km-es légréteg közepes hőmérséklete között (+0,95).

Mindebből legelőször is az állapítható meg, hogy *a légnyomás emelkedése (süllyedése) a troposzférában minden szinten összefüggésben van a hőmérséklet emelkedésével (süllyedésével)*. Ez teljesen megegyezik azzal az előttünk már ismeretes ténnyel, hogy az anticiklonokban átlagosan magasabb, a ciklonokban alacsonyabb a hőmérséklet és hogy az anticiklon erősödésével a hőmérséklet benne emelkedik.

Másodszor: Nagyon szoros összefüggés áll fenn a felső troposzféra (9 km) légnyomása és az alacsonyan fekvő légoszlop hőmérséklete között. *Ha a légnyomás a felső troposzférában növekszik, akkor az egész troposzféra hőmérséklete is emelkedik, ami alul természetesen csökkenti a nyomásemelkedést.* Így tehát a troposzféra a nyomás nagyságára a földfelszínen a sztratoszférával ellentétes hatást gyakorol, amely ezt a hatást, legalább is részben, ellensúlyozza. A troposzféra hőmérséklete és nyomása közötti összefüggés nem túl nagy, csupán 0,47, mivel a nyomást lent nemcsak a troposzféra hőmérséklete határozza meg.

Harmadszor: Összefüggés áll fenn a tropopauza magassága és annak nyomása (0,34), valamint a tengerszinti légnyomás között (0,68): *minél magasabb (alacsonyabb) a légnyomás, annál magasabb (alacsonyabb) a tropopauza.* Kevésbbé szoros, de meghatározott összefüggés áll fenn a tropopauza hőmérséklete és a megfelelő nyomás nagysága között (—0,52; —0,47): *magas nyomásnál a tropopauza hőmérséklete alacsonyabb, mint alacsony nyomásnál.* Végül a tropopauza hőmérséklete és magassága is (—0,68) összefügg egymással: *minél magasabb (alacsonyabb) a tropopauza, annál hidegebb (melegebb).*

Hasonló összefüggések érvényesek Észak-Amerikára is.

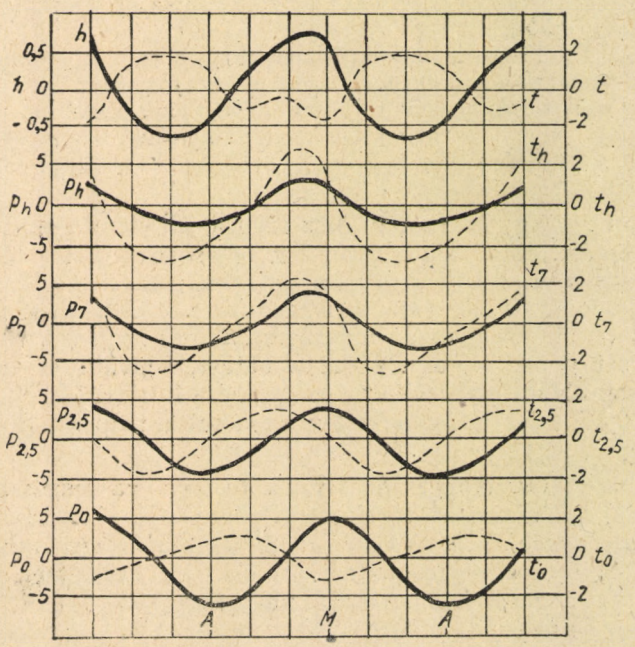
A következő kérdés: Megegyeznek-e a p és T változók szélső értékei a különböző magasságokban, valamint a tropopauza h magasságában, vagy pedig van-e közöttük valamilyen fáziskülönbség?

Schedler az idevonatkozó megfigyelési anyagot annak megfelelően csoportosította, hogy milyen helyzetű az izallobárikus terület az észlelési helyhez viszonyítva. Schedler a nyomásnövekedés (S) vagy nyomássüllyedés (F) területének megkülönbözteti az elülső (v), középponti (z) és hátoldali részét (r). Ilyen esetekre azután meghatározza a p_0, t_0, $p_{2,5}$, $t_{2,5}$, p_7, t_7, p_h, t_h, t, h értékeket.

Az indexek a magasságot jelentik kilométerekben, a h index a troposzféra felső határára vonatkozó adatokat, h a tropopauza magasságát, t a sztratoszféra hőmérsékletét jelenti.

A 185. ábra — Schedler adatai alapján — a felsorolt elemek eloszlását mutatja be az észlelési helynek az izallobárikus területhez, vagyis a ciklonok

és anticiklonokhoz viszonyított helyzetétől függően, amennyiben az anticiklon hátoldali és a ciklon elülső része nyomássüllyedéssel, a ciklon hátoldala és az anticiklon elülső oldala nyomásemelkedéssel van kapcsolatban. Ha feltételezzük, hogy az izallobárikus területek a megfigyelés helyén nyugatról keletre, balról jobbra haladnak, akkor az ábrán látható görbék, mint *a helyi változás időbeli görbéi értelmezhetők*. A rajzból mindenekelőtt az tűnik ki, hogy a tropopauza magassága és a sztratoszféra hőmérséklete ellentetten változik, mint ahogyan az a fenti korrelációs együtthatóból is következtethető volt. Magas tropopauzának a tropopauza-szint nagy nyomása felel meg és fordítva.



185. ábra. A 4 alsó görbe-pár a légnyomás (folytonos vonalak) és a hőmérséklet (szaggatott vonalak) középértéktől való eltéréseit mutatja a 0, 2,5 és 7 km-es szintekben és a tropopauza alatt kelet felé áthelyeződő ciklonokban és anticiklonokban. A felső görbe-pár az alsó sztratoszféra magasságának (folytonos vonal) és a hőmérsékletnek (szaggatott vonal) változását tünteti fel

Így *a nagy és kis nyomású területeknek a tropopauza szinten hőmérsékleti szimmetriájuk van: az anticiklonok melegek, a ciklonok hidegek*. Megjegyzendő, hogy a nyomásrendszereknek ebben a magasságban ritkán van zárt izobárrendszere: a zónális izobárok itt nagyon gyakran csak olyan meghajlást mutatnak, mint a déli alacsony nyomású teknők és az északi magasnyomású gerincek (lásd a továbbiakban). Az első esetben a sztratoszféra alacsony és meleg, a második esetben magas és hideg. Ez könnyen érthető, mivel a gerincet a trópusi sztratoszféra hideg levegője, a teknőt a sokkal melegebb poláris levegő tölti ki.

Az alsóbb rétegekben már fokozatosan növekvő hőmérsékleti aszimmetriát találunk. A felső troposzférában (p_h, t_h) a nyomás és hőmérséklet

szélső értékei megegyeznek. A 7 km-es szintben már bizonyos *fáziskülönbség* van közöttük: a hőmérséklet minimuma a nyomás minimumához viszonyítva késik; ez a helyzet a maximumnál is.

Még világosabban látszik ez a 2,5 km-es szintben. Itt nagyobb a fáziskülönbség; az anticiklon hátoldala meleg, az elülső része pedig hideg; ciklon esetében fordítva. A földfelszínen a hőmérsékleti inverziók miatt bizonyos eltorzulás áll elő, itt az anticiklon középpontja hideg.

Foglalkozzunk most azzal, hogy *a legalacsonyabb tropopauzát nem a ciklon középpontja, hanem attól visszafelé, vagyis nyugatra találjuk.* Ennek megfelelően a ciklon középpontja a tropopauza szintjében szintén nyugatra tolódik el. Ez a körülmény a ciklon tengelyének elhajlásával van összefüggésben. Hasonló eltolódás észlelhető az anticiklonban is.

A sztatika alapegyenletének megfelelően minden p_0 földfelszíni nyomás értéket a h magasságban észlelt p_h nyomás, és az alacsonyabban fekvő rétegek hőmérsékleti eloszlása határozza meg. A ciklon vagy anticiklon elülső és hátoldali részében az azonos p_0 értékek a p_h és T különböző kombinációival vannak összefüggésben. Ebből könnyen érthető, hogy miért nincs olyan szoros összefüggés a magasabban fekvő rétegek karakterisztikái és a földközeli nyomás értékei között.

A 185. ábra tehát azt mutatja, hogy *az »átlagos« ciklon nagyrészben troposzférikus eredetű hideg levegőből áll, amely azután sztratoszférai meleg levegőbe megy át; a legalacsonyabb légnyomási érték a legalacsonyabb tropopauzával esik össze. A ciklon elülső részében a troposzféra legalacsonyabb rétegeiben a hőmérséklet emelkedését a délről feláramló levegő okozza, a légnyomási minimum tehát a felsőbb rétegekkel összehasonlítva itt kelet felé tolódik.*

Ennek megfelelően az »átlagos« anticiklont troposzférai meleg és sztratoszférai hideg levegő tölti ki és csak a troposzféra alsó rétegeiben áramlik be északról sokkal hidegebb levegő; ennek következtében a légnyomás maximuma az anticiklon keleti részében alakul ki.

3. A földfelszíni légnyomás menetének elsőleges és másodlagos ingadozása

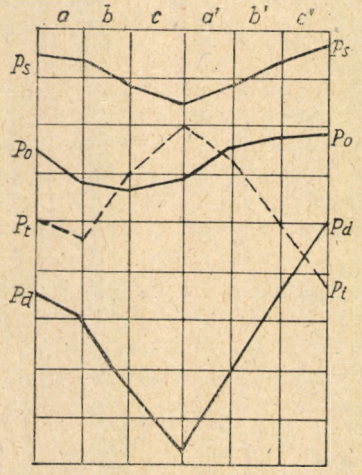
A következő tisztázandó kérdés az, hogy a földfelszíni nyomásváltozás hogyan függ a troposzférai hőmérsékletváltozástól. Ficker ennek a kérdésnek tisztázása céljából a 31. § (3) formulájának alapján (Exner formulája) a légnyomásváltozás elsőleges és másodlagos összetevőjét használta fel.

A 186. ábra (mérték: a függőleges skála beosztása 5 Hg mm-nek felel meg) a földfelszíni légnyomás közepes menetét tünteti fel ciklon és anticiklon átvonulása alkalmával (p_0—p_0 görbe). Az *a*, *b*, *c*, . . . betűk a folyamat különböző stádiumát tüntetik fel, aminek részletezésébe nem bocsátkozhatunk. A p_s—p_s görbe a tropopauza-szint légnyomásának menetét, a p_t—p_t görbe a földfelszíni másodlagos légnyomásingadozást mutatja, amely a földfelszíntől a tropopauzáig terjedő réteg hőmérsékletváltozásaival van összefüggésben. Végül a p_d—p_d görbe a p_0—p_0 átlagos és a p_t—p_t másodlagos légnyomásingadozás közötti különbséget, vagyis a földfelszín elsőleges légnyomásingadozását tünteti fel.

Látjuk, hogy az elsőleges ingadozás párhuzamos a tropopauza-szint ingadozásával, amennyiben a (**31,** 3) formulában az első tag Δp-vel arányos.

A másodlagos ingadozás, előjelét tekintve, csak az *a* stádiumban (a legnagyobb földfelszíni nyomáscsökkenésnél) egyezik meg az elsőlegessel; az elsőleges és másodlagos ingadozás minden más stádiumban ellentétes előjelű. *A két ingadozás nagymértékben ellensúlyozza egymást.*

Kérdés, hogy a vizsgált esetben az elsőleges ingadozás csak a sztratoszférai hőmérsékletváltozástól függ-e? Abban az esetben igen, ha a sztratoszférában van egy olyan szint, amelyben nincs nyomásváltozás, vagyis $\Delta p_z = 0$. 20 km-nél magasabb rétegekben megengedhető ilyen szint létezése (lásd 31. §).



186. ábra.

p_s — p_s a légnyomás menete a tropopauza szintjében, p_o — p_o a légnyomás menete a földfelszínen, p_d — p_d az elsőleges, p_t — p_t a másodlagos ingadozást mutatja a földfelszínen ciklon átvonulása esetén

Ha a (**31,** 3) formulában ezt a feltételezett szintet vesszük felső szintnek, akkor a Δp_o földfelszíni nyomásváltozás teljes egészében a tengerszinttől a z szintig terjedő réteg közepes hőmérsékletváltozásától fog függni. Ha ilyen szint nincs, akkor akármilyen szintet választanánk is ki, az első tag, amely nem függ a troposzféra alsóbb rétegeinek hőmérsékletváltozásától, mindig megmarad.

Mellékesen megjegyezzük, hogy Ficker az elsőleges és másodlagos ingadozásokból kiindulva magyarázza az Alpoktól délre, a Lombardiai-alföldön fellépő magános ciklonok kialakulását.

Ha a depresszió eléri az Alpokat, akkor a másodlagos ingadozást okozó légtömegeket a hegygerinc feltartóztatja és eltéríti. Ha ezek a légtömegek alacsonyak, az akadályokon nem tudnak átkelni. Az elsőleges nyomáscsökkenés ezzel egyidejűleg akadály nélkül jut el a hegyektől délre. Amikor az Alpoktól északra eső területeken a légnyomás a hideg légtömegek beáramlása folytán növekedni kezd, az Alpoktól délre eső területeken a légnyomás még mindig csökken. Így az Alpoktól északra elvonuló depressziók esetén a hegység déli oldalán másodlagos ciklon képződik, amely mint elsőleges ingadozás észlelhető. Ha a hideg levegő olyan magas, hogy vékony rétegben átömlik az Alpokon, akkor a hegység déli oldalán gyenge másodlagos hatás jelentkezik. Ha pedig a hideg levegő szabadon jut át az Alpokon, akkor az északi és déli oldalon egyébként fennálló különbség többé-kevésbbé eltűnik.

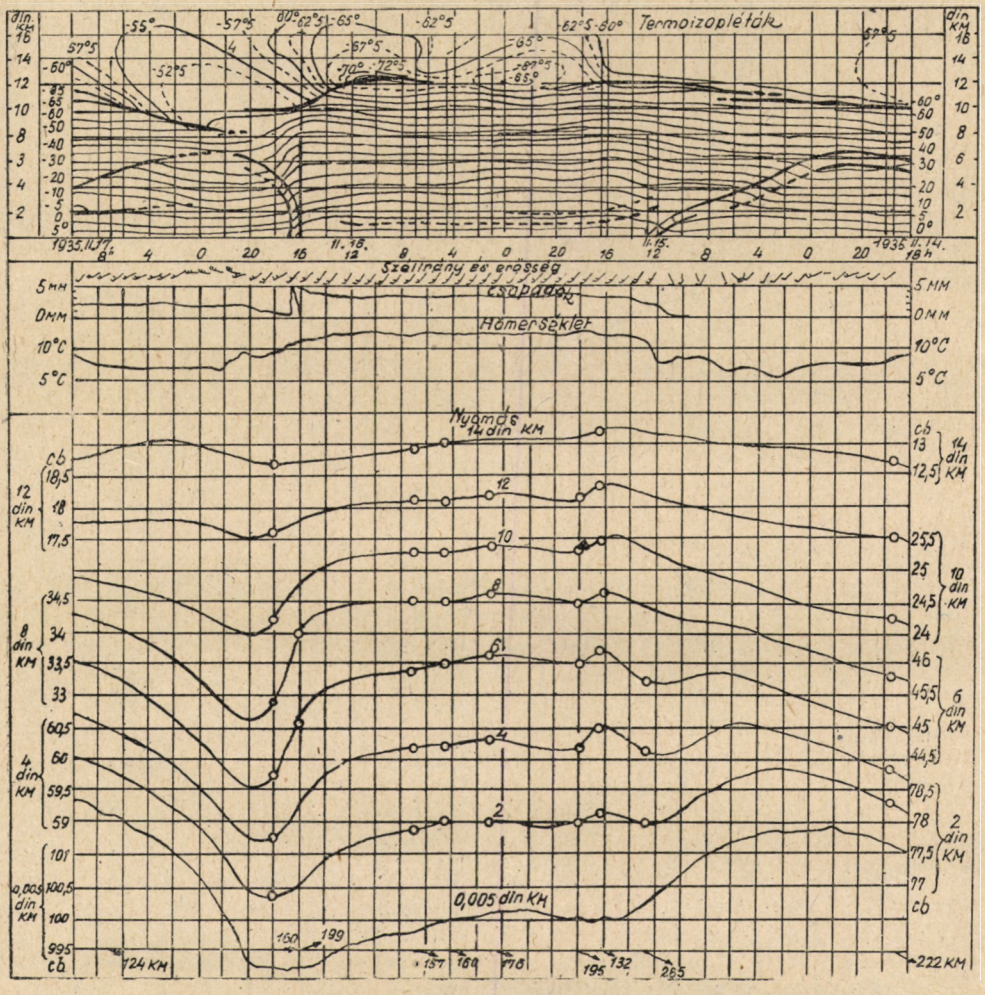
4. A tropopauza a ciklonban és anticiklonban

Az eddigiekből látjuk, hogy a tropopauza a ciklonokban alacsony és meleg, az anticiklonokban magas és hideg. Most kissé részletesebben vizsgáljuk meg ezt a kérdést.

Európában a tropopauza magasságának különbsége a ciklonok és anticiklonok felett átlagosan 2 km. Ennek az értéknek azonban magasabbnak kell lennie, mivel az örvénylések középpontjai általában az európai obszervatóriumoktól északabbra vonulnak el, így a megfigyeléseket a nyomásrendszerek

peremén végzik. Egyes esetekben a tropopauza magasságának ingadozása rövid idő alatt az *5 km-t is meghaladhatja*. Ezzel egyidejűleg változik *a tropopauza-szint hőmérséklete is:* a ciklon felett emelkedik, anticiklon felett süllyed.

Palmén megfigyelte, hogy a tropopauzát a ciklon felett sokkal erősebb hőmérsékleti inverzió jellemzi, mint az anticiklon felett. Amíg azonban a ciklon felett az inverziós réteg vastagsága kb. 1 km és azután lassú hőmérsék-



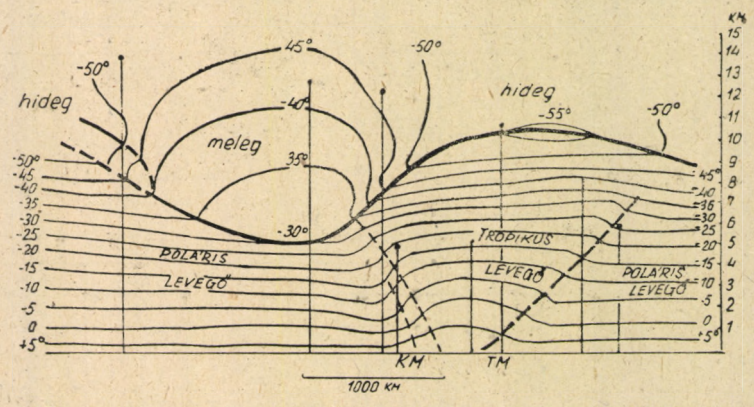
187. ábra. A 1935. február 14—17-i ciklon függőleges metszete a Sealand feletti felszállások alapján. Az ábra alsó része a meteorológiai elemek földfelszíni változását és a légnyomásnak a különböző magasságokban mért változását tünteti fel

letcsökkenés következik, addig az anticiklon felett több km-es inverziós réteget találunk, amely izotermiába megy át. A ciklon feletti erős inverzió a vertikális torlódási tengelyű deformációs mező jelenlétével magyarázható (lásd a továbbiakban).

Megjegyezzük, hogy Amerikában, a túlnyomórészt alacsony anticiklonok következtében, a tropopauza magasságának ingadozása kisebb, mint Európá-

ban és nem ritka az olyan eset sem, amikor az anticiklon felett a tropopauza alacsony és meleg. Ilyen esetek Európában is előfordulnak ugyan, de kisebb számban. Ilyen esetekben a földközeli anticiklon feletti magasabb légrétegekben alacsony nyomású tartományt találunk.

A tropopauza magasságának maximuma a troposzféra hideg levegője felett a ciklon hátoldali részében található és egybeesik a felső troposzféra légnyomási minimumával. A tropopauza magasságának maximuma az anticiklon hátoldalán, gyakran már az azt követő ciklon meleg szektora felett észlelhető és egybeesik a felső troposzféra nyomási maximumával.



188. ábra. 1925. április 14—16-i ciklon függőleges metszete a Sealand—Sesterberg-vonal mentén

A tropopauza magasságának változásai a ciklonok és anticiklonok átvonulása során tehát tropopauza-hullám jellegűek.

Az elmondottakra vonatkozólag közlünk néhány Európában végzett aerológiai kutatási eredményt. 1928. december 26—27-én magasnyomású gerinc átvonulása alkalmával a tropopauza a hideg troposzféra felett —53 fokos hőmérséklettel 9500 m-ig süllyedt le, az ezt követő ciklon meleg szektora felett 12 700 m-re emelkedett, ahol a hőmérséklete —71 fokig süllyedt. 1935. február 14—17. között a tropopauza —74 fokos 12 300 m-es magasságtól —47 fokos 8100 m-es magasságig terjedő ingadozást végzett (187. ábra). A 187. ábra feltünteti a légnyomás menetét is a különböző magasságokban és megmutatja a 8—10 km-es szint nyomás-ingadozásának és a tropopauza magasság-ingadozásának összefüggését. Hozzáfűzzük, hogy a ciklon meleg szektora felett a magasban magasnyomású nyúlvány volt.

Az okklúzió stádiumában az alsó és felső rétegek nyomásváltozásának fáziskülönbsége csökken, ezért a tropopauza hullámvölgyei közelítőleg a ciklon földközeli középpontja felett helyezkednek el.

Igen erős örvénylések esetén a tropopauza, mint már említettük, jelentékeny eltérést mutathat az átlagos helyzethez képest. A 162. ábra egy 1935 január 24—26-a közötti esetet tüntet fel, amikor a troposzféra —45 fokos hőmérséklettel 6 km alá süllyedt le. 1925 április 14—16-a között a ciklon hátoldala felett a tropopauza —35 fokos hőmérséklettel ugyanilyen mélyre süllyedt (188. ábra). Ha az örvénylés erőssége csökken (okkludált ciklon, vagy stabilizálódó anticiklon esetében), akkor az örvénylés felett a tropopauza többé-kevésbbé stacionárius »tölcsért« vagy »hegyet« képez, amely fokozatosan eltűnik.

5. Az észlelt jelenségek magyarázata

Arra a következtetésre jutottunk, hogy a légköri örvénylések mozgása a tropopauza hullámzásával függ össze vagy másszóval *a poláris front mozgásával egyidejűleg a tropopauza hullámzása is megfigyelhető.* Egy megadott pontban a hőmérséklet és nyomás változásai az örvénylések átvonulása során ugyancsak hullámszerű jelleget mutatnak.

Kérdés, hogy milyen *okozati összefüggés* áll fenn a poláris front hulláma és a troposzférai nyomásváltozás, valamint a tropopauza hullámzása és a tropopauza-szint nyomásváltozása között. Jelenleg ez a kérdés még eldöntetlen és a kérdéssel kapcsolatban két ellentétes nézet alakult ki. Az egyik felfogás szerint a troposzféra frontjain lejátszódó jelenségek önállóak és elsőlegesek, míg a magasabb légrétegekben (a tropopauzában és a sztratoszféra alsó részén) végbemenő folyamatok a legtöbb esetben csak ezeknek a visszahatásai. Ezt az álláspontot vallják a norvég meteorológusok és ezt a nézetet fogadják el a Szovjetunióban is.

A másik felfogást Németországban dolgozták ki (az ú. n. frankfurti iskola). E felfogás szerint a tropopauza hullámai és az alsó sztratoszférában ezzel összefüggő levegő áthelyeződések elsőleges jellegűek, míg a troposzféra nyomásváltozásai és légnyomási rendszere csak következményei ezeknek a változásoknak.

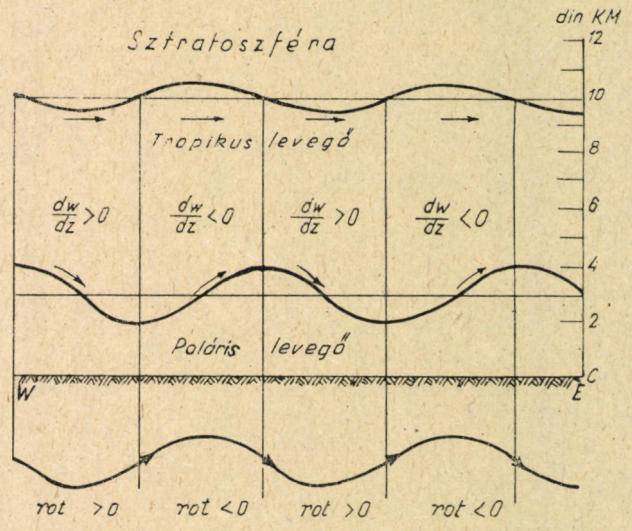
Először az első felfogást ismertetjük, amely két egymást kiegészítő elméletből áll: az egyik Bjerknes kinematikai elmélete, a másik Palmén dinamikai elmélete. Az első elmélet a tropopauza magasságának és hőmérsékletének ingadozásait a vízszintes advekcióval, a másik a vertikális áthelyeződésekkel magyarázza.

6. A tropopauza hullámok kinematikai elmélete

J. Bjerknes (1932.) a tropopauza hullámok keletkezését a troposzférai front által okozott egyszerű délkörmenti tropopauza áthelyeződéssel hozta kapcsolatba. Amíg a poláris frontfelületen nem jön létre örvénylés, ez a felület dél felé lejtő síknak tekinthető. A W-E irányú függőleges metszetben a front vonalától északra a frontfelület, amelyet alul poláris, felül trópusi levegő határol, párhuzamos a földfelülettel. A déli irányban emelkedő tropopauzát ugyancsak a földfelszínnel párhuzamos vonal ábrázolja. Amikor a frontfelületen képződő hullámmozgással kapcsolatban megindul a ciklonképződés, a frontfelületen átmenő W-E függőleges metszeten az említett vonal sinushullámokká alakul át (189. ábra).

A felsőbb rétegekben gyorsabban mozgó trópusi levegőnek a hullámhegy nyugati oldalán felsikló, a keleti oldalán lesikló mozgású komponense van. A trópusi levegő vertikális mozgásának amplitudója a magassággal csökken. Ez a hullámmozgás természetéből adódik és a megfigyelések is ezt igazolják.

A vertikális mozgás tehát a hullámhegy nyugati része felett a magassággal csökken, $\frac{\partial w}{\partial z} < 0$, a keleti része felett növekszik, $\frac{\partial w}{\partial z} > 0$, mivel itt w negatív, abszolút értéke pedig a magassággal csökken (189. ábra). Kimutatható, hogy ezt a horizontális vonalak anticiklonális és ciklonális görbületének változásai okozzák.



189. ábra. A polár-front és a tropopauza hullámai

A továbbiakban, egyszerűség kedvéért, a mozgást horizontálisnak fogjuk tekinteni; vertikális komponens csak a folytonossági egyenletben fog szerepelni. A levegő sűrűségét állandónak fogjuk tekinteni, ami a minőségi következtetéseket nem befolyásolja. Ekkor a mozgásegyenletek ilyen alakba írhatók:

$$\frac{du}{dt} - 2\,\omega \sin \varphi\, v = -\frac{1}{\varrho}\,\frac{\partial p}{\partial x},$$

$$\frac{dv}{dt} + 2\,\omega \sin \varphi\, u = -\frac{1}{\varrho}\,\frac{\partial p}{\partial y},$$

és a folytonossági egyenlet:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{\partial w}{\partial z}.$$

Ha a második egyenletet x szerint, az elsőt y szerint differenciáljuk, a folytonossági egyenlet segítségével kapjuk, hogy

$$\frac{\partial}{\partial x}\,\frac{dv}{dt} - \frac{\partial}{\partial y}\,\frac{du}{dt} = 2\,\omega \sin \varphi\,\frac{\partial w}{\partial z},$$

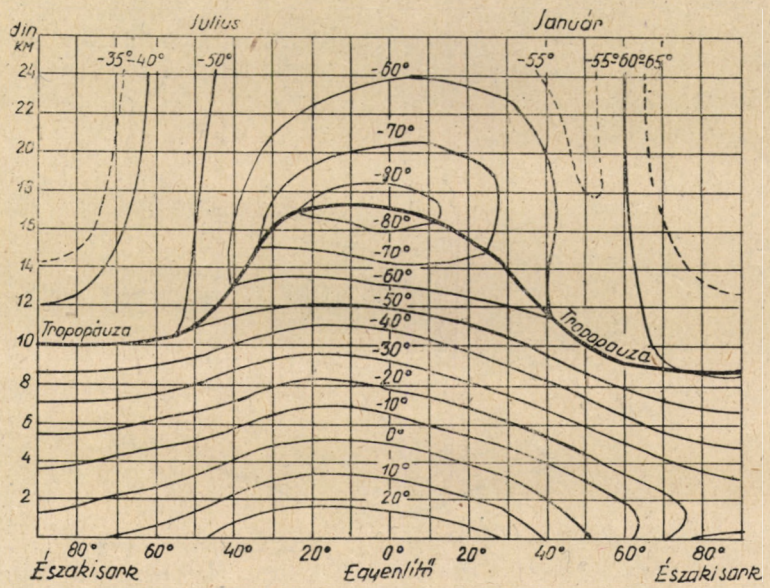
ahol a $\frac{d}{dt}$ operátor $\frac{\partial}{\partial t} + u\,\frac{\partial}{\partial x} + v\,\frac{\partial}{\partial y}$-vel egyenlő. A kifejezést átalakítva kapjuk:

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}\right) = \left[2\,\omega \sin \varphi + \left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}\right)\right]\frac{\partial w}{\partial z}.$$

A $\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}$ kifejezést a rot $\mathbf{V}_2$ vektor horizontális forgását jelenti. A ciklonális mozgás pozitív, az anticiklonális negatív irányú forgást jelent.

A $2\,\omega \sin \varphi$ kifejezés pozitív, tehát ha az eredeti forgás 0, akkor $\frac{\partial w}{\partial z} > 0$ esetén pozitív, azaz ciklonális forgás, $\frac{\partial w}{\partial z} < 0$ esetén negatív, azaz anticiklonális forgás jön létre.

A horizontális áramlási vonalakat és azok elhelyezkedését a frontfelület kiemelkedéseihez és bemélyedéseihez viszonyítva a 189. ábra alsó része tünteti fel. Látjuk, hogy a trópusi levegő az általános *W—E* áramláson kívül délkörmenti irányban is mozog és ez a mozgás kiterjed a tropopauzára és a sztratoszférára is. Mint ismeretes, a tropopauza-felület a sarkoktól az Egyenlítő felé menve felemelkedik; a trópusok felett —80 fokos hőmérséklettel átlag 17 km-es, a sarkok felett —50 fokos hőmérséklettel általában 8—9 km magas-



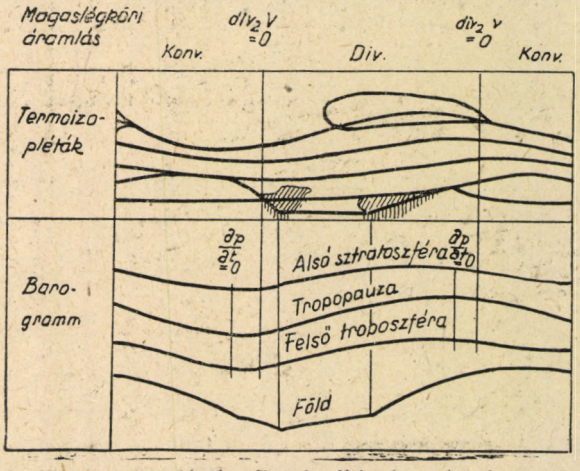
190. ábra. Függőleges hőmérsékleti eloszlás és a tropopauza magassága az Egyenlítőtől az Északi sarkig

ságban helyezkedik el (190. ábra). *Az anticiklonális görbületű áramlási vonalak területén délről észak felé magas és hideg tropopauza, a ciklonális görbületű áramlási vonalak területén északról dél felé alacsony és meleg tropopauza helyeződik át.* Így a tropopauza-felület hullámszerű örvénylést mutat, amelyet a 189. ábra felső része tüntet fel.

A tropopauza hullámhegyei és hullámvölgyei nem esnek össze a hullámok kiemelkedéseivel és bemélyedéseivel, hanem attól egy negyed hullámmal nyugat felé tolódnak el. A továbbiak során azonban ezt részben ellensúlyozza az a tény, hogy a trópusi levegő gyorsabban mozog, mint a poláris, úgyhogy a ciklonális és anticiklonális forgást végző területek eredeti helyzetüktől keleti irányba tolódnak el. *A tropopauza-hullámok és a poláris front hullámai közötti fáziskülönbség* tehát *csökken;* különösen kicsiny lesz ez a különbség az okkludált ciklonokban és a stacionárius anticiklonokban.

A poláris front hullámhegyei és hullámvölgyei a vizsgált vertikális metszetben egybeesnek az alsó troposzféra ciklonjaival és anticiklonjaival.

Nem nehéz belátni, hogy a tropopauza hullámhegyei és hullámvölgyei egybeesnek a tropopauza-szint nagynyomású gerinceivel és kisnyomású teknőivel. A nyomás a magasabb szintekben észak felé csökken. Ebből az következik, hogy *a tropopauza hullámhegyei alatt a nyomás magas, mivel itt délkörmenti advekcióval délről, a tropopauza hullámvölgyei alatt pedig a nyomás alacsony, mivel itt északról áramlik be a levegő.* A tropopauza közelében a nyomás fázis tekintetében megegyezik a tropopauza hullámokkal, tehát a poláris front hullámaihoz képest ugyanaz lesz a fáziskülönbség; az utóbbi pedig fázis tekintetében megegyezik a földfelszíni légnyomással. Ebből az következik, hogy *a felső rétegekben a légnyomás szélső értékei az alacsonyabb rétegek szélső értékeihez viszonyítva ugyanúgy késnek, mint a tropopauza hullámok a poláris front hullámaihoz viszonyítva* (191. ábra). Ez a késés fiatal örvényléseknél nagy, majd azok kifejlődésével csökken; mint már említettük, a trópusi levegő gyorsabban mozog, mint a poláris és ez a hatás annál jobban érvényesül, minél öregebbé válik az örvénylés. Az okkludált ciklonok és stabilizáló-



191. ábra. Sematizált termoizopléták fiatal ciklonban középpontjának útjától délre. Az ábra alsó része a légnyomás menetét mutatja különböző magasságokban

dott anticiklonoknál a tengely hajlásszöge annál nagyobb, minél kisebb az alsóbb és felsőbb rétegek légnyomásingadozása közötti fáziskülönbség. Észak-Amerikában (Boston) az alsó és felső rétegek ingadozásainak fáziskülönbsége lényegesen nagyobb, mint Európában, amiből azt következtethetjük, hogy a Boston felett elvonuló ciklonok általában fiatalabbak, mint az európai aerológiai állomások felett elvonulók és tengelyeik sokkal kisebb hajlást mutatnak.

Az a tény, hogy a hőmérsékleti szélső értékek a magasban hamarabb áthelyeződnek, azzal magyarázható, hogy a levegő a magasabb szintekben nagyobb sebességgel mozog. A szélsebesség növekedése különösen az alacsonyabb rétegekben nagy, ezért a hőmérsékleti hullámok fáziskülönbsége a földfelszín közelében a legnagyobb, mint ahogyan a 185. ábra görbéinek összehasonlításából is látható.

Így Bjerknes szerint *a tropopauza hullámai és az ezzel összefüggő légnyomási és hőmérsékleti ingadozások a troposzféra frontális ciklonképződésének következményei.*

Lehetséges, hogy a troposzféra hullámai olyan *szabad hullámokat idéznek elő*, amelyek a troposzféra örvénylésektől függetlenül terjednek tovább. Így néha megfigyelhető, hogy a mozgás lassúbbodásánál és az okkludált örvénylés kitöltődésénél az izallobárikus területek elkülönülnek és így mozognak tovább.

Ezenkívül létrejöhetnek hosszú (pl. 96 órás) periódusú izallobárikus területekkel rendelkező önálló sztratoszférikus hullámok is.

Az ilyen, a tropopauza délkörmenti áthelyeződésével kapcsolatos hullámok az általános légnyomáseloszlásban lassú változást idézhetnek elő nagy területen ; ezek azonban sem troposzférai frontokkal, sem felhőrendszerrel, sem pedig ciklonokkal nincsenek összefüggésben. A szubtrópusi anticiklonok fejlődésére a magasabb szélességeken nagyjelentőségű lehet a hideg egyenlítői sztratoszféra betörése.

7. *A tropopauza hullámok dinamikus elve*

A tropopauza hullámok tisztán dinamikus értelmezése nem elégséges ahhoz, hogy annak alapján meg tudjuk magyarázni pl. a sztratoszféra 1925. április 14—16-a közötti lesüllyedését (188. ábra). A tropopauza magassága a sarkok felett általában 8 km, a ciklon felett azonban ezen a napon a sztratoszféra 5 km magasságban kezdődött. A sztratoszféra alsóbb rétegeinek hőmérséklete is lényegesen magasabb volt, mint a pólusok feletti szokásos sztratoszférai hőmérséklet. Ezért fel kell tételezni, hogy a tropopauza magasságának ingadozásaiban a levegő *vertikális* mozgásai is szerepet játszanak, másszóval *a ciklonok felett a tropopauza beszívódik, az anticiklonok felett pedig kidudorodik*. V. Bjerknes elméletileg már 1921-ben feltételezte az ilyen folyamatok lehetőségét. Palmén az aerológiai megfigyelési anyag gondos feldolgozása alapján a ciklonok és anticiklonok feletti felső troposzféra és sztratoszféra vertikális mozgás-eloszlására vonatkozólag pontos következtetésekre jutott. Palmén az 1924—29-es évek téli hónapjaiban az Anglia felett végzett aerológiai felszállásokat dolgozta fel. Statisztikus feldolgozásában a frontoktól távoleső felszállásokat vette alapul, hogy ezzel kiküszöbölje a hőmérséklet advektív változásait. Az anyagot a földfelszíni légnyomásnak megfelelő csoportokba osztotta.

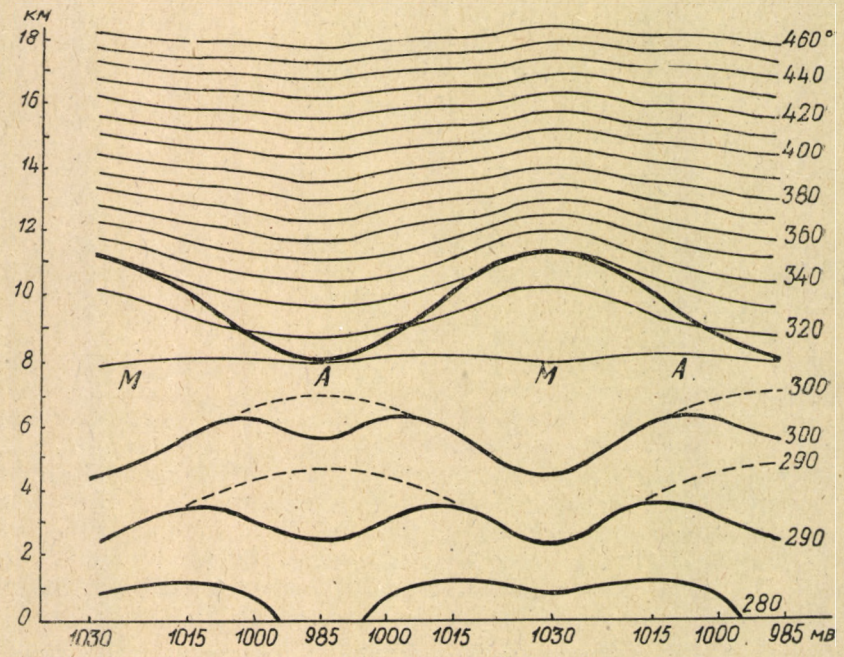
A 192. ábra a poláris levegőre vonatkozó tropopauza-magasságot tünteti fel. A rajz ilymódon a régi nyomási képződmények, vagyis a teljesen okkludált ciklonokban és a magassági stabilizálódott anticiklonokban található állapotokat szemlélteti. Ennek megfelelően a tropopauza hullámvölgyei csaknem egybeesnek az alsó légnyomási minimummal, a hullámhegyek pedig az alsó maximummal.

A ciklon középponti része felett a sztratoszféra átlagosan 8,2 km magasságban kezdődik (986 mb földfelszíni közepes légnyomás mellett) és hőmérséklete 224 abszolút fok. Az anticiklon középponti része felett (1028 mb-os közepes földfelszíni légnyomás mellett) a sztratoszféra 11,2 km magasságban kezdődik, hőmérséklete 212 fok. A trópusi levegőben, ugyanilyen földfelszíni nyomás mellett, a tropopauza közepes magassága 204 fok mellett 12,5 km. A rajzon ezenkívül fel vannak tüntetve a potenciális hőmérséklet izoplétái is.

Látjuk tehát, hogy 8 km-es magasságig a potenciális hőmérséklet a ciklonban általában alacsonyabb, mint az anticiklonban. A ciklon feletti másod-

lagos maximum (az izopléták lehajlása) a ciklon mozgása során felszálló levegőben a vízgőz kondenzációjával magyarázható. Ha nem lenne kondenzáció, akkor a potenciális hőmérséklet izoplétái a troposzférában kb. a szaggatott vonalaknak megfelelőek lennének, vagyis sinus-vonalat alkotnának, melynek maximuma a ciklon, minimuma az anticiklon felett lenne.

8 km magasságban a potenciális hőmérséklet a ciklon és anticiklon felett kb. azonos : 310 fok. A magasabb rétegekben a potenciális hőmérséklet a ciklon felett magasabb, mint ugyanazon szinten az anticiklon felett : az izopléták menete fordított, mint a troposzférában.



192. ábra. Poláris levegőjű ciklon és anticiklon keresztmetszete. A potenciális hőmérséklet eloszlása és a tropopauza magasságának ingadozásai

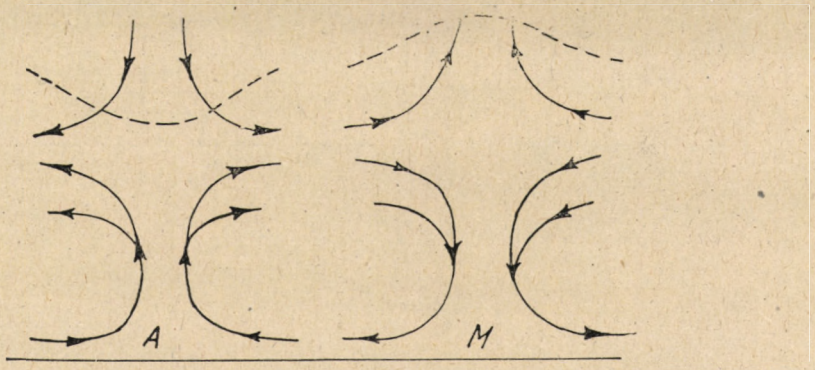
Feltételezve azt, hogy a potenciális hőmérsékletkülönbség az adiabatikus vertikális mozgásokkal vannak kapcsolatban, Palmén a ciklon és anticiklonban lefolyó vertikális mozgáseloszlást a potenciális hőmérséklet eloszlásából kapta meg. A potenciális izotermák felemelkedése ebből a szempontból az emelkedő mozgások következménye, lesüllyedésük a leszálló mozgásokkal vannak kapcsolatban. Ilymódon a ciklonban a 8 km-nél alacsonyabb szinteken a felszálló, 8 km-nél magasabb szinteken a leszálló légmozgás van túlsúlyban ; kb. 5 és 9 km között a levegő kiáramlik a ciklonból (ez okozza a ciklon kimélyülését). A leszálló légmozgás a sztratoszférában különösen 9 és 11 km között erős (az áthelyeződés 1,5 km körüli), feljebb tehát a levegőnek befelé kell áramlania a ciklonba (ezenkívül a levegőnek a ciklonba való beáramlását a földközeli rétegekben a súrlódás okozza).

Az anticiklonban fordított viszonyokat találunk : kb. 8 km-ig leszálló, efelett felszálló a mozgás ; ebből következik, hogy a levegő a felső troposzférában be, a sztratoszférában pedig kifelé áramlik (ezenkívül a földközeli

rétegekben a súrlódás miatt szintén kiáramlás van). A vertikális áthelyeződés a magassággal csökken és 18 km-es magasságban a tropopauza szintben észlelhető áthelyeződésének kb. egyharmadát teszi ki.

A tropopauza hullámait (Palmén szerint) elsősorban a 8 km-nél magasabb vertikális mozgások váltják ki. A tropopauza és ezzel együtt az alsó sztratoszféra a ciklon felett »leszívódik«, hogy a kimélyülő ciklonból kiáramló levegő által megbontott sztatikus egyensúlyt helyreállítsa ; ugyanez a helyzet az erősödő anticiklon felett is, ahol a tropopauza egyensúlyának helyreállítására konvergencia alakul ki. Ezeket az állapotokat vázlatosan a 193. ábra tünteti fel.

A tropopauza magasságának változása azonban sokkal (csaknem kétszeresen nagyobb), mint amit Palmén a levegő vertikális áthelyeződéséből kapott. Ez a rajzból is látható, ha a tropopauza profilját a potenciális hőmérséklet izoplétáival összehasonlítjuk. Lehetséges, hogy ennek az az oka, hogy a folyamatok nem adiabatikusak. A leszívott sztratoszférikus rétegek pl. a megbomlott sugárzási egyensúly folytán erősen lehűlnek. A hőmérséklet emiatt alacsonyabb, mint amennyit az adiabatikus folyamat megengedne. Ezért a számítás kisebb vertikális áthelyeződést ad, mint ahogyan az a valóságban történik. Palmén ezt azzal magyarázza, hogy a tropopauza a ciklon



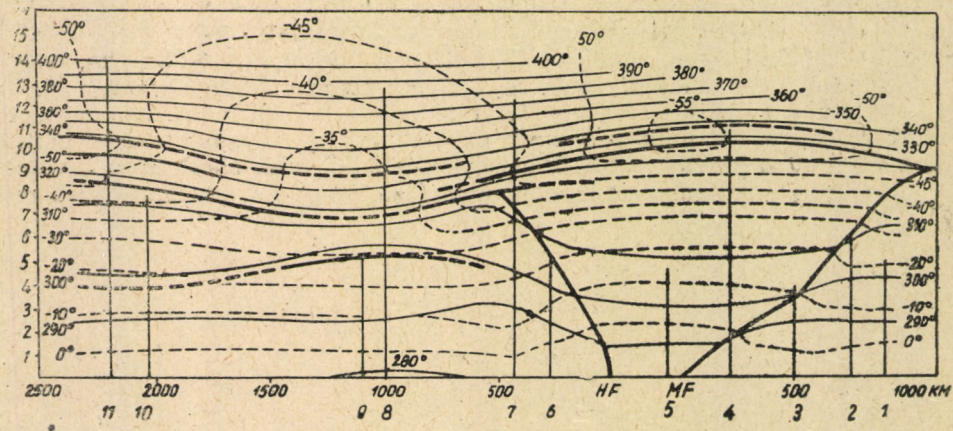
193. ábra. A tropopauza magasság-változásainak függőleges elmozdulásokkal való magyarázata

felett sokkal alacsonyabb szinten újból kialakul. Ezt az újjáalakulást a ciklon feletti troposzférikus felszálló mozgás és a sztratoszférikus leszálló mozgás folytán létrejött deformációs mező idézi elő. Ilyen esetekben a tropopauza a ciklon felett nem alkot összefüggő területet, hanem két vagy több szintű területből áll, mely »réteges« szerkezetet mutat. A 194. ábra ugyanazt az 1925. április 14—16-a közötti ciklont tünteti fel, mint a 188. ábra. A pontosabb elemzés lehetővé teszi, hogy a tropopauzát, nem mint folytonos területet, hanem mint különböző szintekben fekvő felületsorokat értelmezzük. A 187. ábra egy másik, 1935. február 15—17-e között észlelt ciklont tüntet fel. Ez a két ciklon még nem okkludálódott, ezért a tropopauza-tölcsér nem a földfelszíni középpont felett, hanem mögötte található.

A mély és stabilizálódott ciklon felett leereszkedett, valamint a stacionárius anticiklon felett felemelkedett alsó sztratoszférai rétegek nem térnek vissza eredeti helyzetükbe. *A stacionárius nyomásrendszerek felett már nem hullámok, hanem úgynevezett tropopauza »tölcsérek« és »hegyek« állandósulnak.*

A megbomlott sugárzási egyensúly visszaállításánál a ciklonban lefelé süllyedő sztratoszférai rétegek, valamint az anticiklonban felfelé emelkedő troposzférai rétegek, miután felvették a megfelelő szint hőmérsékletét, amint azt Refsdal megállapította, egybeolvadnak. Ennek következtében a tropopauza újra a rendes magasságban fog elhelyezkedni.

Palmén és Bjerknes elmélete nem ellentétes, hanem egymást kölcsönösen kiegészíti. A ciklon fejlődésének első stádiumában (az okklúzióig) az alsó sztratoszféra hőmérsékletváltozásait és a tropopauza magasságát főképpen a tropopauza délkörmenti áthelyeződése irányítja. Az okklúzió során és azt követően a beszívódás játsza a főszerepet.



194. ábra. A 188. ábrán feltüntetett ciklon függőleges metszete részletesebb anyag alapján
Réteges tropopauza

8. A »sztratoszférai kormányzás« elve

G. Stüve és követői Németországban (az ú. n. frankfurti iskola) a troposzférai és sztratoszférai folyamatok kapcsolatára vonatkozólag olyan elméletet fejlesztettek ki, amely a fentebb kifejtett elvekkel ellenkezik. A német meteorológusok ellenvéleménye szerint *a ciklonképződésnél az alapvető okokat a sztratoszférai folyamatok jelentik, míg a troposzférai folyamatokat a sztratoszférai jelenségek irányítják, vagy legalább is azoktól függenek.* Ezt az elgondolást röviden ismertetjük.

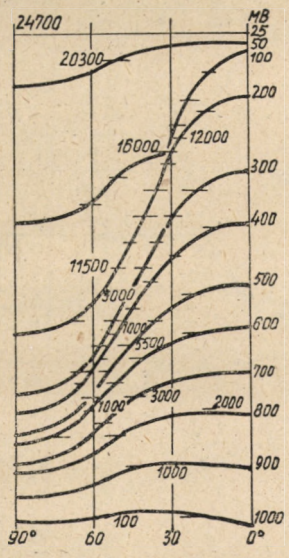
Stüve szerint az alsóbb rétegek zárt izobáru légnyomási rendszerei a tropopauza szintjében fekvő zárt izobárú nyomási képződmények (teknők és gerincek), valamint a délről észak felé irányuló délkörmenti troposzférai hőmérsékleti ingadozások *következményei.* Ami a tropopauza-szint nyomási képződményeinek eredetét illeti, Stüve szerint ezek a sztratoszféra egyenlőtlen hőmérsékleti eloszlásának következményei, az utóbbi pedig a tropopauza-felületen létrejövő hullámképződéssel kapcsolatos hideg és meleg légtömegek advekciójának hatására jön létre.

Stüve elgondolásaiban a *légkör sztatikájának* alapján áll. A dolog lényege abban van, hogy a felső légnyomáseloszlás és a troposzféra hőmérsékleti eloszlásának alapján a sztatika alapegyenletének segítségével meghatározható az alsóbb rétegek légnyomáseloszlása. Stüve ezt a műveletet az alsó izobárfelület topográfiai térképének megszerkesztésével végzi el, a relatív topográfiai térképnek a felső izobárfelület topográfiai térképéből való grafikus kivonása útján.

Mint ismeretes, az izobárfelületek a sztratoszférában a földfelszínhez viszonyítva az Egyenlítőtől a sarkok felé lejtenek, tehát a légnyomási gradiens az Egyenlítőtől a sarkok felé, a levegő-áthelyeződés pedig nyugatról kelet felé irányul. A 200 mb-os izobárfelület pl. télen az Egyenlítő felett 12.180 b, az Északi-sark felett pedig 11.020 b magasságban van. Ennek az erős hajlásnak az oka az adott felület felső rétegeinek

nagy hőmérsékleti különbségében rejlik : mint tudjuk az Egyenlítő felett a sztratoszféra lényegesen hidegebb, mint a sarkok felett.

Ha a troposzféra közepes hőmérséklete délkörmenti irányban nem változnék, akkor a sztratoszférikus légnyomási gradiens igen nagy földfelszíni légnyomási gradienst tételezne fel, mivel ilyen feltételek mellett a különböző magasságokban a légnyomási gradiensek közötti arány ugyanolyan lenne, mint a légnyomás abszolút értékei közötti arány. A troposzféra hőmérséklete azonban délkörmenti irányban változik ; a troposzféra hőmérsékleti gradiensének iránya ellentétes a sztratoszférikus hőmérsékleti gradiens irányával : az Egyenlítőtől a sarkok felé mutat. Ezért a troposzféra hőmérsékleti eloszlása csökkenti a földfelszíni légnyomás délkörmenti gradiensének értékét, sőt az Egyenlítő és a szubtrópusok között, valamint a poláris vidékeken gyakran ellentétes azzal. A 30 és 60°-os szélességek között teljes ellensúlyozás általában nem fordul elő és a légnyomási gradiens a földfelszínen is északi irányú marad ; nagyságra nézve azonban lényegesen kisebb, mint az ugyanazon szélességen található sztratoszférikus légnyomási gradiens. Ezeket az összefüggéseket tünteti fel a 195. ábra, amelyen a fő izobárfelületek hajlásának függőleges metszeteit látjuk évi közepek szerint (a magasság berekben értendő).



195. ábra. A fő izobárfelületek hajlása évi közepekben

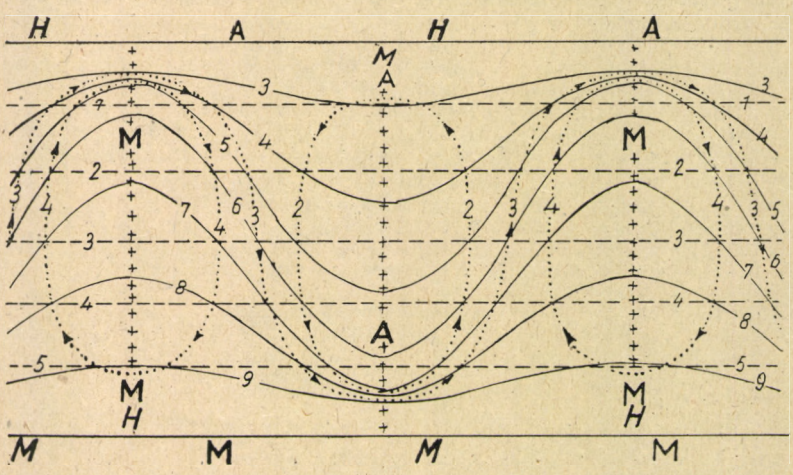
Látjuk, hogy amíg a 200 mb-os izobárfelület a 30. szélességi foktól a 60. szélességi fokig 560 b-re süllyed, addig az 1000 mb-os felület ugyanezen távolságon belül csak 30 b-kel csökken. Így a $RT\frac{200}{1000}$ relatív topográfia a 30. szélességi foktól a 60. szélességi fokig 530 b-re csökken.

A leírt légnyomási mező közepes értékű ; egyes helyeken eltérések is mutatkoznak ezektől az általános feltételektől. Tegyük fel, hogy az ilyen eltérések a sztratoszférában lépnek fel, ahol azokat a pozitív vagy negatív hőmérsékleti eltérések váltják ki. Tegyük fel pl., hogy a hőmérséklet a sztratoszférában a 30. és 60. szélességi fokok között emelkedik (a szomszédos szélességeken azonban nem változik). Ekkor a légnyomásnak ebben a zónában csökkennie kell, ugyanúgy, mintha a magasabb szélességekre jellemző állapotok az alacsonyabb szélességekre helyeződtek volna át. A sztratoszféra hőmérsékletcsökkenése a 30. és 60. szélességi fokok között nyomásemelkedést eredményez, mintha a trópusi állapotok észak felé tolódtak volna el. Ezeket a nyomásváltozásokat a troposzféra valamennyi rétegében azonos változásoknak kell kísérni.

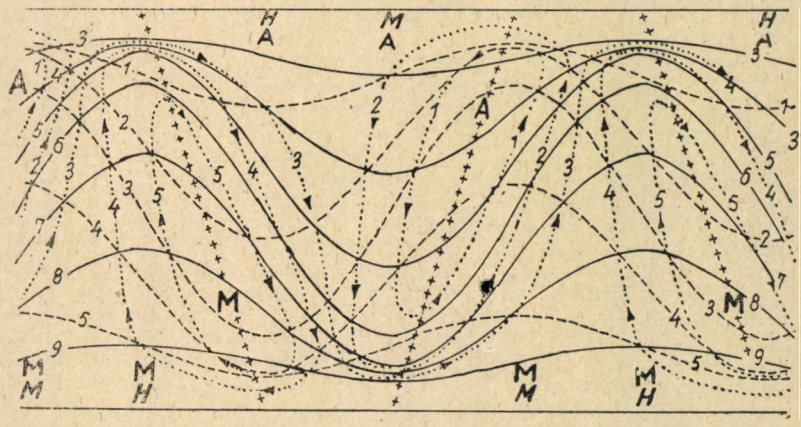
Tegyük fel továbbá, hogy a közepes szélességek sztratoszférájában nyugatról kelet felé magas és alacsony hőmérsékletű területek váltják egymást (mint ahogyan az a valóságban előfordulhat). A 196. ábra az ilyen hőmérsékleti feltételek által kiváltott nyomáseloszlás vázlatos térképét tünteti fel. Az izobárfelületek izohipszáit a sztratoszféra határán folytonos vonalak tüntetik fel. A dinamikus magasság déli irányú emelkedését 3—9-es számok jelölik. Így az *M* betűvel jelölt keresztekből álló vonalak mentén a sztratoszférában magasnyomású gerincet találunk, az *A* betűvel jelölt keresztes vonal mentén alacsony nyomású teknő fekszik, amely általában a magasabb szélességek sztratoszférájában helyezkedik el. Az örvénylésmentes troposzférikus hőmérsékleti eloszlást nyugatról kelet felé menő szaggatott vonalak tüntetik fel. A relatív topográfia változását az 1—5 számok jelölik. Ha a felső felület abszolút topográfiájából kivonjuk a relatív topográfiát, akkor ez megadja az alsó izobárfelület topográfiai térképét, amit a megfelelő számokkal jelölt pontozott izohipszák tüntetnek fel. Látjuk, hogy a lent kapott izohipszák zárt izobárokkal rendelkező magas és alacsony nyomású területeket határoznak meg.

Ez a nyomáseloszlás váltja ki a troposzférában a megfelelő mozgásokat. Ha feltételezzük, hogy az áramlási vonalak egybeesnek az izobárokkal (amint az jó közelítéssel a szabad légkörben így is van), akkor a ciklon hátoldali és az anticiklon elülső részén déli irányú hideg levegőáthelyeződést, a ciklon elülső oldalán és az anticiklon hátoldali részén északi irányú meleg levegőáthelyeződést találunk. A troposzféra hőmérsékleti mezeje tehát nem maradhat állandó : a troposzféra közepes izotermái és velük együtt a relatív izohipszák elhajlanak. Ennek a folyamatnak az eredményét a 197. ábra tünteti fel. A felső felület izohipszái ugyanazok, mint előbb ; a relatív izohipszák, a fentebb

elmondottaknak megfelelően, kidudorodnak úgy, hogy a sztratoszféra teknőjétől keletre meleg troposzférát, a sztratoszférikus légnyomási gerinctől keletre pedig hideg troposzférát találunk. Ha összehasonlítjuk ezeket a feltételeket, a sztratoszférikus feltételekkel, ahol a magasnyomásnak alacsony hőmérséklet, az alacsony nyomásnak magas hőmérséklet felel meg, akkor azt látjuk, hogy a földfelszíni magas- és alacsony hőmérsékletű területek



196. ábra. A zárt abszolút izohipszák a tropopauza-szint hullámszerű abszolút izohipszái és a troposzféra zónális relatív izohipszái összetevődésének eredményei



197. ábra. Ugyanaz, mint a 196. ábrán, de a relatív izohipszák a troposzférikus advekció következtében elvesztették zónális jellegüket

a megfelelő sztratoszférikus területhez viszonyítva negyed hullámhosszal kelet felé tolódnak el. Ha a felső felület abszolút topográfiájából levonjuk a relatív topográfiát, megkapjuk az alsó izobárfelület izohipszáit, melyet az ábrán pontozott vonal tüntet fel. Ha ezt az ábrát összehasonlítjuk az előző ábrával, akkor azt látjuk, hogy az alacsony- és magasnyomású területek középpontjai a sztratoszféra megfelelő tartományaihoz viszonyítva kelet felé tolódtak el, vagyis megkapjuk a nyomásrendszerek tengelyeinek nyugat felé való elhajlását.

A sztratoszférikus légnyomási hullámok nyugatról kelet felé történő áthelyeződésével együtt ugyanilyen irányban át kell helyeződjenek a troposzférikus hullámok is. A 196. és 197. ábrák összehasonlítása során megjegyezzük, hogy a relatív izohipszák görbülése következtében a földfelszíni nyomásrendszerek megerősödnek.

Bizonyos idő mulva a meghajlott izotermák (relatív izohipszák) a nyomásrendszerekkel együtt kelet felé helyeződnek, amplitudójukat megnövelik és ennek megfelelően az alacsony nyomású középpontok északi komponenssel, a magasnyomású középpontok déli komponenssel helyeződnek át.

Stüve tehát bebizonyítja, hogy a *sztratoszférában a szélességi körök irányába eső hőmérsékleti ingadozások áthelyeződésénél fent termikusan szimmetrikus légnyomási teknők és gerincek, alul viszont zárt izobárokkal rendelkező, termikusan aszimmetrikus ciklonok és anticiklonok jönnek létre*, miközben a nyomásrendszerek tengelyei nyugat felé hajlanak el. Ennek a mechanizmusnak létrejöttéhez *nem szükséges előzetes front jelenléte*, hanem abból indulunk ki, hogy a troposzféra hőmérséklete az alacsonyabb szélességektől a magasabbak felé fokozatosan csökken (196. ábra).

A mondottakból látjuk, hogy Stüve a sztratoszféra hőmérsékletváltozásait tekinti a troposzférikus nyomásváltozás *okának*; ezért a fentebb kifejtett meggondolásait *termociklogenetikus elméletnek* nevezi. A továbbiak során kimutatjuk, hogy ez a magyarázat hibás: Stüvének a sztatika alapegyenletén nyugvó elgondolása csak formális összefüggést állapít meg a különböző rétegek állapotára vonatkozólag. A későbbiek során a termociklogenetikus elvet több hasonló felfogás alapján Mügge és mások kibővítették. A kiegészítés alapja az volt, hogy a szinoptikus folyamatokban a sztratoszféra játssza a főszerepet; ezért kapta az elmélet a »*sztratoszférai kormányzás elve*« nevet.

A kifejtettekből azonban nem derült ki, hogy mi az oka az önálló sztratoszférikus hőmérsékletváltozásoknak; holott Stüve elmélete éppen ezen az elven alapszik. A legtermészetesebbnek az a feltevés látszik, hogy azok a hideg egyenlítői és meleg poláris levegő advekciójával vannak kapcsolatban, mint ahogyan ezt Bjerknes is feltételezte. Bjerknes azonban kinematikai elméletében ezt az advekciót a troposzférikus ciklonképződés következményének tekinti, míg Stüve elmélete ezt tartja kiinduló oknak. Vannak olyan feltevések is, hogy a tropopauza-felületen önálló hullám is képződhet, amely ismert körülmények mellett instabilissá válhat.

9. *A Stüve-féle elgondolás logikai helytelensége*

Stüve elgondolása alapjában véve megegyezik azokkal a tapasztalati eredményekkel, amelyeket a paragrafus elején kifejtettünk. Ha ezt a sztatikai egyensúly mellett mint *a különböző szintek nyomási és hőmérsékleti eloszlásának leírását tekintjük*, akkor semmiféle ellenvetésnek nincs helye. Az elmélet lényegében hasonló a termikusan aszimmetrikus ciklon különböző rétegeinek izobár szkémájához (lásd 24. §.).

A valóságtól való eltérés abban nyilvánul meg, hogy Stüve a troposzférában egyenletes hőmérsékleti gradienst tételez fel, ezzel szemben a valóságban a ciklonok az éles hőmérsékleti átmenetet mutató frontokon jönnek létre. De fel lehetett volna állítani Stüve elméletét a troposzférai front elhagyásával is, elvben akkor is hasonló képet kaptunk volna; a felső izobárok hajlásaival jellemzett tropopauza-hullámoknak a zárt izobárral rendelkező poláris front-hullámok feleltek volna meg.

Ez az elgondolás azonban önmagában még nem bizonyíték arra, hogy a jelenségek között milyen *okozati* összefüggés van. A sztatikai alapegyenlet és az abból vont következtetések *csak leírják a különböző légrétegek egyidejű állapotát és annak változását, de semmit sem mondanak azok okairól és következményeiről*. Stüve elgondolása a *fordított* feltevés mellett is teljes mértékben érvényes: »elindulhatunk alulról felfelé is« és azt mondhatjuk, amit J. Bjerknes, hogy a tropopauza-szint hullámszerű izobárjai és az annak megfelelő advekció (vagyis a tropopauza hullámai), a troposzférában jelenlévő zárt izobárokkal és aszimmetrikus hőmérsékleti eloszlással biró nyomásrendszerek (vagyis frontális hullámok) következményei. Pontosabban Stüve elgondolása nem bizonyíték sem az egyik, sem a másik esetre; *az elsőlegességről szóló feltevés ettől független*. A poláris fronton képződő hullámok és a tropopauza-hullámok közötti elsőlegesség kérdését más meggondolásokkal kell eldönteni.

10. A troposzféra és sztratoszféra energetikai szerepe a ciklonképződés folyamatában

A troposzférikus hullámzás elsőlegessége mellett szól az a körülmény, hogy a mozgó ciklonok és anticiklonok *kétségtelenül frontális képződmények.* Ha a troposzférában észlelt jelenségek oka a tropopauza hullámai lennének, akkor ezek a jelenségek front nélkül is létrejöhetnének ; ez azonban ellene mond a tapasztalati tényeknek.

Ugyanakkor azonban felállítható egy, a poláris fronton létrejövő dinamikusan instabilis hullámokra vonatkozó elmélet, amely a sztratoszférát, mint döntő tényezőt figyelmen kívül hagyja. Mint láttuk, már J. Bjerknesnek sikerült egy — bár még kezdetleges — minőségi elvet felállítani, amely a tropopauza hullámokat a troposzférikus ciklonképződés reflexeinek tekinti. A dinamikusan instabilis hullámok a tropopauza-felületen, mely kevésbbé lejtős, mint a troposzférai felület, valószínűleg nem jönnek létre ; legalábbis elméletileg nincs igazolva. A stabilis hullámok, amint Bergeron bizonyítja, nem jöhetnek létre önállóan, belső impulzusok nélkül.

Nem szabad azonban a légkört két olyan különböző rétegből állónak tekinteni (troposzféra és sztratoszféra), amelyek egymástól függetlenek. Nagyon fontos szem előtt tartani azt a tényt, hogy *a különböző rétegekben a változások egyidőben következnek be.* Nem szabad pl. azt állítani, mint ezt Stüve teszi, hogy először a sztratoszférában jönnek létre teknőalakú izobárok, majd ezek hatására alakulnak ki a zárt izobárok és csak azután következik be a troposzférikus advekció. Amint a sztratoszférában a nyomás változni kezd, ezt követően az alsóbb rétegekben is azonnal megváltozik a nyomás, tehát *a légkör egyetlen rendszerből áll, amelynek különböző részei kölcsönösen hatnak egymásra.*

Ilyen felfogás mellett *az elsőlegesség kérdése a légköri háborgás energiájára vezethető vissza.*

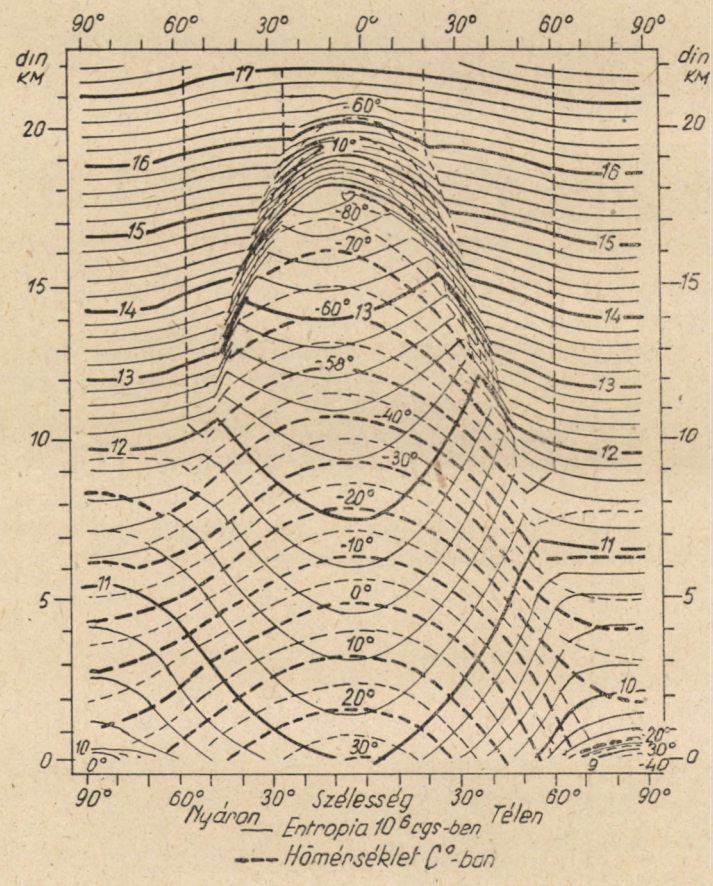
Bergeron szerint, »ha a légköri háborgás elsőleges okát keressük, fel kell tennünk a kérdést, hogy honnan származik ezeknek a háborgásoknak az energiája«. Stüve és Mügge szerint a mérsékelt szélességek tropopauzájában a maximális cirkulációs energiát az ebben a szintben jelenlevő izobár-izoterm (izoterm-izentrópikus) szolenoidok nagy fajlagos száma jelenti (lásd 198. ábra). Ebből ők azt a következtetést vonják le, hogy az általános légkörzésben a mérsékelt szélességeken beálló zavarok az alsó sztratoszférából indulnak ki.

Ezzel a felfogással szemben felhozható az az ellenérv, hogy a troposzféra főfrontjainál ugyancsak nagy a szolenoidok sűrűsége, ez azonban a gyorsmozgású frontok esetében a tropopauzához képest kevésbbé jut kifejezésre. Bergeron ezt még kiegészíti azzal, hogy a változó számú szolenoidokkal jellemzett cirkulációs gyorsulás a tömegegységre vonatkozik. Minthogy azonban a levegő sűrűsége a magassággal csökken, ugyanaz a légtömeg a tropopauza magasságában ötször akkora teret tölt ki, mint az alsó troposzférában. Tehát az energiatartalék a szolenoidok ugyanazon fajlagos száma mellett a tropopauza-szintben ötször kisebb lesz, mint a troposzférikus front zónájában.

Ennek megfelelően a kinetikai energia is lényegesen kisebb a sztratoszférában, mint a troposzférában. A sztratoszféra tömege közelítőleg úgy aránylik a tropopauza tömegéhez, mint 1 : 4-hez, tehát a sztratoszféra kinetikai energiájának a troposzféra kinetikai energiájához való viszonya 10^{-1} nagyság-

rendű. Bergeron szerint, ha elfogadjuk a két folyamat közötti okozati összefüggést, akkor kiinduló oknak azt a folyamatot kell tekinteni, amelynek nagyobb az energiája. A kisebb energiájú sztratoszférikus folyamat csupán a folyamatok kifejlődéséhez szükséges lökést adhatja meg, instabilis troposzférai állapot esetén. Ezt az álláspontot Bergeron is elfogadja.

Bergeronnak a troposzférikus és sztratoszférikus légköri háborgások energetikai szerepére vonatkozólag van még egy közvetett elgondolása. Eszerint a szélességek közötti hőkicserélődés elsősorban az alsó troposzféra



198. ábra. Izoterm-izentrópikus szolenoidok a légkörben az Északi-félgömb felett nyáron és télen

termikusan aszimmetrikus háborgásai útján történik. A felső troposzférában és a sztratoszférában, mint tudjuk, a légköri háborgások közelítőleg termikusan szimmetrikusak és itt az egyes szélességek között nem találunk lényeges meleg áramlást.

Ilymódon »az alsó troposzférában végbemenő légköri háborgások csakis a sugárzó energia szélességek menti eloszlásának lehet a következménye, ezért ezt a légköri nyugtalanságok elsőleges okának tekinthetjük. A tropopauza

hullámai ezzel szemben csak az alsó troposzférában lefolyó háborgásokat kísérő másodlagos jelenségek« (Bergeron).

Palmén a troposzférikus jelenségek elsőlegességét még azzal is indokolja, hogy télen az Egyenlítő és a sarkok közötti hőmérsékletkülönbség a troposzférában maximális, míg a sztratoszférában minimális értéket ér el (190. ábra); ugyanakkor a legnagyobb ciklontevékenység éppen a téli időszakra esik. Ebből Palmén azt a következtetést vonja le, hogy a tropopauza szolenoid mezejének jelentősége a légköri háborgások kifejlődésénél a troposzférával szemben másodrendű jelentőségű.

11. A mozgások kormányzása

A »sztratoszférai kormányzás« kifejezést néha szűkebb értelemben is használják. Ekkor azt jelenti, hogy a *troposzférikus háborgások a felső troposzféra és sztratoszféra izobárjai (izohipszái) mentén helyeződnek át.* Ez a feltevés tapasztalati alapon nyugszik és ugyanakkor nem tételezi fel a sztratoszférikus folyamatok elsőlegességét.

Az izobárok (izohipszák) a tropopauza-szinten általában a szélesség körök mentén haladnak (betüremlő és kiemelkedő görbületet mutatnak), ezért a mozgás leggyakrabban nyugat-keleti irányú. Kiterjedt és magas nyomásrendszerek (hatásközpontok) esetén az izobárok (izohipszák) és felső troposzférában és az alsó sztratoszférában erős elhajlást mutatnak a szélességi körök irányától és néha még zárt formájuk is lehet.

Ennek megfelelően különböző mozgást irányító típusokat különböztetnek meg. Az izallobárikus magnak a mozgási típusokkal összefüggő áthelyeződését a VIII. fejezetben tárgyaljuk. A mozgás irányára vonatkozó elképzelés kifejezésre jut a nyomási képződményeknek a »vezető áramlással« történő áthelyeződésében is (lásd 57. § és VIII. fejezet).

59. §. A ciklontevékenység az advektív-dinamikus analízis szempontjából)[1]

Az előbbiek során már sokszor érintettük a légnyomásváltozás advektív és dinamikus tényezőit és azoknak a ciklontevékenységben játszott szerepét (beleértve természetesen az anticiklonok fejlődését is). Az idevonatkozó kérdéseket rendszeresebben és részletesebben vizsgáljuk meg. Az ebben a paragrafusban kifejtett meggondolások és következtetések H. P. Pogoszjan és N. L. Taborovszkijtól származnak és *advektív-dinamikus analízis* elnevezés alatt ismeretesek.

Először az analízis alapfeltételeit ismertetjük:

1. A hőmérséklet változása a rövid ideig tartó (egynapos nagyságrendű) folyamatoknál alapjában véve *advektív természetű* és az 51. § (2) formulája fejezi ki.

2. A légnyomás megváltozása a rövid ideig tartó folyamatoknál *advektív-dinamikus természetű* és az 51. § (3) formulája fejezi ki.

[1]Ezt a paragrafust N. L. Taborovszkij írta.

1. Mihel elve

Erről az elvről már a III. fejezetben szó volt. Az elv abban áll, hogy a középső troposzférában (4—5 km) *az összeáramló szeleket* földfelszíni *nyomásnövekedés, a szétáramló szeleket nyomáscsökkenés* kíséri. Hasonló tételeket állapított meg a későbbiek során Scherhag, aki a szél helyett az 500 mb-os izobárfelület izohipszáit vette alapul.

Gyakorlatilag ez sokkal kényelmesebbnek bizonyult és a további tanulmányozás során valamennyi, a Mihel-elv alkalmazásával összefüggő meggondolást a nyomástopográfiai térképek izohipszáinak helyzete alapján végeztek.

A Mihel elvéhez hasonló tételeket az advektív-dinamikus analízis sokkal pontosabban fogalmazza meg, éspedig :

1. Az izohipszák vergenciája nem az általános, hanem csak a *dinamikus* nyomásváltozással van összefüggésben.

2. Az izohipszák vergenciájának megfelelően az advekciót is a p_H izobárfelület topográfiája határozza meg, amelynek, mint a 31. §-ban láttuk, a $\Theta\,(x,y)$ sík mező felel meg.

p_H számszerű értéke 600—700 mb körül ingadozik.

Az izohipszák vergenciája és a nyomásváltozás között fennálló összefüggés matematikai megfogalmazását az 51. §-ban tárgyaltuk.

2. A többi tényező hatása

Az 51. §. (4) formulája azt mutatja, hogy a légnyomás dinamikus változása nemcsak az izohipszák vergenciájától függ, hanem vannak még más, a p_H nyomási mező görbületétől függő tényezők is.

Ezeket a tényezőket általában az izohipszák vergenciájával együtt kell figyelembe venni. A görbület csak abban az esetben hagyható figyelmen kívül, ha az izohipszák majdnem egyenesvonalúak és egymástól kb. egyenlő távolságra vannak. Ezenkívül, mint az alapformulából látható, ha $\varepsilon = 0$, vagyis a »zérus advekció« pontjaiban a görbület zérussá válik. Ilymódon, ha a termobárikus mező $\varepsilon = 0$ pontjaiban meghatározzuk a légnyomás változását, meghatározzuk az izohipszák vergenciájának hatását is, mivel az advekció és a görbületi tényező itt zérussal egyenlő.

Figyelmen kívül marad még a súrlódás hatása a földközeli rétegben. A súrlódás a fennálló nyomáskülönbséget igyekszik kiegyenlíteni és a súrlódási rétegben a levegő a magasabb nyomástól az alacsonyabb felé áramlik. Feltételezhetjük, hogy a *ciklon* földközeli rétegében *a szél konvergenciája nyomásnövekedést, az anticiklon* földközeli rétegében *nyomássüllyedést idéz elő.*

Tehát a ciklon kimélyülését frikciós, (vagyis súrlódásból eredő) nyomásnövekedés, az anticiklon erősödését frikciós nyomássüllyedés fogja ellensúlyozni.

A súrlódás hatása a légnyomás változására egyébként nem nagy.

3. Frontálzóna és front a troposzféra alsó felének termobárikus mezejében

Szigorúbb értelemben a troposzféra nem folytonos, mivel maguk a frontfelületek nem ideális választófelületek. A valóságban ezek többé-kevésbbé vékony átmeneti zónák, melyekben a hőmérséklet és a sűrűség gradiense nagy.

Függőleges metszetben (a súrlódási réteg felett) ezeknek a zónáknak a szélessége eléri az 50—100 km-t, sőt ennél nagyobb is lehet. Ha a troposzféra valamely rétegének *közepes* hőmérsékleti mezejét tekintjük, akkor az átmeneti zóna szélessége még nagyobb lesz, mivel ebben az esetben a szélesség nemcsak magától a frontálzónától, hanem annak hajlásszögétől is függ. Az advektív-dinamikus analízis a légkör alsó 5 km-es rétegének középhőmérsékleti eloszlását használja fel, amelyet az 500/1000 mb-os relatív topográfiai térkép segítségével határoznak meg. Adott esetben, ha az átmeneti zónát a középhőmérséklet horizontális gradiense alapján határozzák meg, akkor 1/200-ad nagyságrendű közepes fronthajlás mellett annak szélessége az alsó 5 km-es rétegben eléri az 1000 km-es nagyságrendet, vagyis egyenlő lesz a front vízszintes kiterjedésével.

Azt a fokokban vagy dekaberkekben kifejezett középhőmérsékleti értéket, amelyet a frontálzónán keresztül 1000 km-es távolságon észlelünk, hőmérsékleti *kontrasztnak* fogjuk nevezni. Nem nehéz kimutatni, hogy a hőmérsékleti kontraszt függ a meleg és hideg légtömegek kezdeti hőmérsékleti különbségétől és a két légtömeg függőleges hőmérsékleti gradiensétől. Tegyük fel, hogy a front 1/200-ad nagyságrendű és az A pontban érinti a földfelszínt. E felett a pont felett az egész légoszlop legyen meleg. A B pontban a front magassága legyen 5 km és itt az 5 km-es légoszlop legyen hideg. A két légoszlop középhőmérsékletének különbsége adja a hőmérsékleti kontrasztot. A hideg légoszlopban, a B pontban a földfelszíni hőmérséklet legyen T_X, a függőleges hőmérsékleti gradiens legyen γ_X; a meleg légtömegben, az A pontban ennek megfelelőit jelöljük T_T és γ_T-vel. Ekkor h magasságban a hideg légtömeg hőmérséklete $T_X - \gamma_X h$-val, a melegben $T_T - \gamma_T h$-val lesz egyenlő. A két légtömeg középhőmérsékletét a $T_X - \gamma_X \frac{h}{2}$ és $T_T - \gamma_T \frac{h}{2}$ különbségek adják.

A ΔT kontraszt tehát:

$$\Delta T = T_T - T_X - \frac{h}{2}(\gamma_T - \gamma_X).$$

Ebből az következik, hogy bármilyen legyen is a $T_T - T_X$ hőmérsékleti különbség a földfelszínen, a hőmérsékleti kontraszt annál nagyobb, minél inkább meghaladja a hideg levegő függőleges hőmérsékleti gradiense a meleg levegő hőmérsékleti gradiensét. Tehát közvetett előjelek alapján azt mondhatjuk, hogy a hőmérsékleti kontraszt annál nagyobb, minél stabilisabb a meleg és minél labilisabb a hideg légtömeg.

A kontrasztok meghatározása nagyjelentőségű, mivel megadja a két keveredő légtömeg labilitási energiájának mértékét és ennek alapján megítélhető a frontálzónában összefüggő folyamatok további kifejlődése.

Pogoszjan és Taborovszkij tapasztalati úton megállapították, hogy a ciklonrendszer csak abban az esetben mélyül ki, ha a frontálzónában a hőmérsékleti kontraszt eléri vagy meghaladja a 8 fokot (16 dkb). Ezt az értéket kritikus kontrasztnak nevezzük. Ez tájékoztatást nyujt a szinoptikusnak a térkép kielemzésénél, miután lehetővé teszi az ú. n. aktív frontálzónák meghatározását.

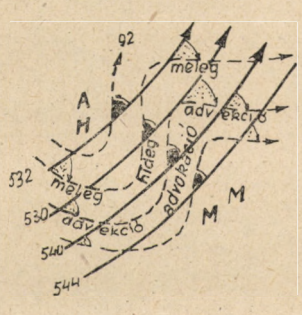
Azt, hogy a hőmérsékleti kontrasztnak nagy jelentősége van a nyomás dinamikus megváltozására, vagyis a nyomási mező fejlődésére, elméletileg

alátámasztja az 51. §. (4) formulája, amely azt mutatja, hogy a dinamikus nyomásváltozás a horizontális hőmérsékleti gradiens négyzetével arányos. Annak alapján, hogy a frontnak a troposzférában a valóságban olyan frontálzónák felelnek meg, amelyekben a meteorológiai elemek folytonosan változnak, az advektív-dinamikus analízisben felhasználják a baroklin légkör hidrodinamikai elméletének formuláit is azzal a feltételezéssel, hogy a lineáris hőmérsékleti mező kielégítő közelítést jelent az adott pont elég kicsiny környezetében.

4. *A dinamikus nyomásváltozás hatása az advekcióra*

Az advektív-dinamikus analízis alapfeltevéséből következik, hogy a hőmérsékleti mező (első közelítésben) csak advektíve változik, a nyomási mező viszont ezenkívül dinamikus változást is mutat. A p_H (x, y) sík légnyomási mező, mint tudjuk, csak dinamikusan változik.

A légnyomási mező dinamikus örvénylése nyilván megváltoztatja az ε szöget, mivel ilyen örvénylés esetén a hőmérsékleti mező nem szenved hasonló változást. A hőmérsékleti mező a dinamikus nyomásváltozásnál azonban nem marad változatlan: itt a H = konst. izohipszák és az ε szög megváltoznak, az izotermák az izohipszák mentén át fognak helyeződni. Így tehát a hőmérsékleti mező megváltozása késést szenved a nyomási mező változásához képest. A meleg és hideg advekciós területek elhatárolását a 199. ábra tünteti fel.



199. ábra. A meleg advekció területén az izotermák (*RT* izohipszák) az *AT* izohipszától jobbra, a meleg advekció területén balra hajolnak el

A hőmérséklet megváltozásának advektív tulajdonsága abban is megnyilvánul, hogy a p_H nyomási mező hullámszerű örvénylésénél a hőmérsékleti mező szintén hullámszerű alakot ölt, a termikus és bárikus »hullámok« között azonban ebben az esetben kb. negyed hullámhossznak megfelelő fáziskülönbség alakul ki.

A továbbiakban az advekciónak a dinamikus nyomásváltozás hatására étrejött legfontosabb eseteit vesszük vizsgálat alá.

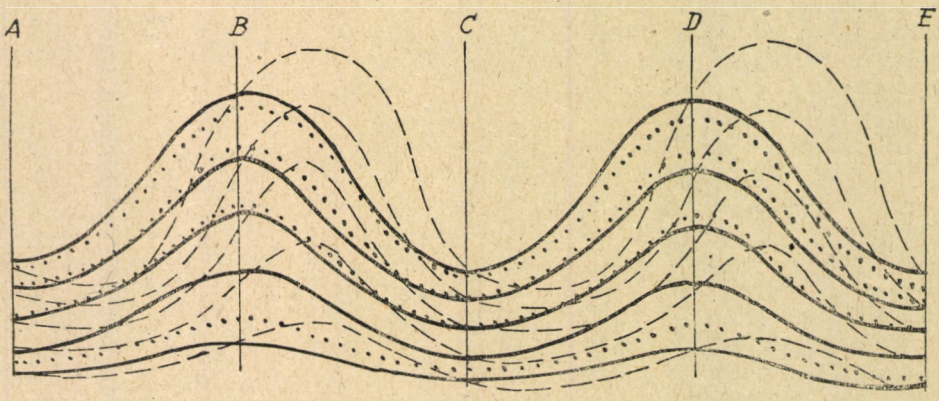
A 200. ábra a p_H magassági nyomási mező egy vázlatos részletét tünteti fel (a folytonos vonalak az izohipszákat jelölik) gyengén fejlett frontális örvénylés esetében. A mezőnek azt a részét, amelyet a B és D egyenesek határolnak, *normális frontálzónának*, azt a részét pedig, amelyeket az A és C (valamint C és E) egyenesek határolnak, *összetett frontálzónának* fogjuk nevezni. A zónák nyomási mezejének *szerkezetét* az izohipszák vergenciája jellemzi. Az A—B és C—D szakaszokban az izohipszák divergenciát, a B—C és D—E szakaszokban konvergenciát mutatnak.

Egyszerűség kedvéért tegyük fel, hogy kezdetben az izotermák összeesnek az izohipszákkal (az ábrán az izotermákat pontozott vonalak tüntetik fel). Tehát a kezdeti időpontban, az 51. §. (4) formulájának megfelelően a légnyomás változását az izohipszák vergenciája fogja meghatározni.

Feltehetjük, hogy rövid ideig, amíg pl. az izohipszák a rajzon a szaggatott vonallal jelölt helyzetet veszik fel, a hőmérsékleti mező változatlan marad. Ebben az új helyzetben azonban az izohipszák már metszik az izotermákat,

tehát advekció indul meg. Tudjuk, hogy a hőmérséklet és a földközeli légnyomás advektív változása kölcsönösen összefüggő folyamat. Ezért advekció elnevezés alatt, mint az a dinamikus analízisben is elfogadott, mind a két folyamatot kell érteni.

A termobárikus mező általunk vizsgált esetében a széttartó izohipszák alatt a földfelszínen a légnyomás csökken, az összetartó izohipszák alatt pedig emelkedik. Az elmozdult izohipszák és a mozdulatlan izotermák egymással alkotott szögének alapján látjuk, hogy a normális frontálzóna középső részén hideg advekció történik (ezzel egyidejűleg a földfelszínen a magasnyomású terület advekcióját észleljük). Az összetett frontálzóna középső részén viszont meleg advekció lép fel (és alacsony földközeli nyomás alakul ki).



200. ábra. A dinamikus nyomásváltozás hatása az advekcióra

Nyilvánvaló, hogy az advekció előjelét a frontálzónában a dinamikus nyomásváltozás területének helyzete határozza meg. Ezek a területek a földfelszínen *dinamikus izallobár mezőket* alkotnak; ezekre helyeződnek rá az *advektív izallobár mezők*. A normális frontálzónában a dinamikus nyomássüllyedés és dinamikus nyomásemelkedés területét, (ahol a süllyedés megelőzi az emelkedést) *pozitív izallobár-párnak* nevezzük. Az összetett frontálzónában, ahol a nyomásemelkedés megelőzi a süllyedést, *negatív izallobár-párt* találunk. Az advekciónak a dinamikus nyomásváltozástól való függését a következőképpen fogalmazhatjuk meg: pozitív izallobár-pár hideg advekciót (és magas nyomást), negatív izallobár-pár meleg advekciót (és alacsony nyomást) okoz.

5. Frontképződés. A dinamikus nyomásváltozás területének fejlődése

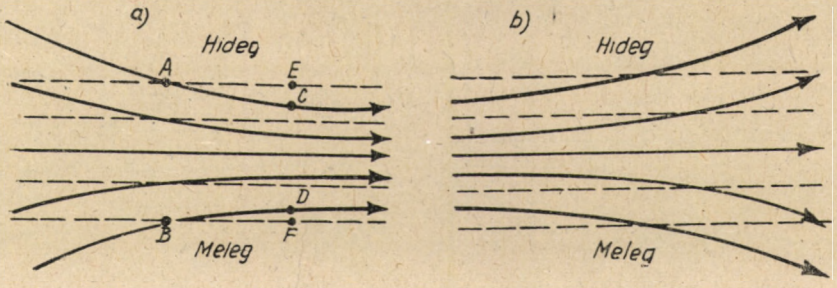
A frontképződés folyamatát az V. fejezetben már megvizsgáltuk, ezért itt a frontképződésnek csak néhány kiegészítő kérdését tárgyaljuk abból a szempontból, hogy a frontképződésnél milyen szerepet játszik a nyomásváltozás.

Mindenekelőtt megjegyezzük, hogy a *frontképződés* kifejezést tágabb értelemben használjuk, mivel ezalatt a hőmérséklet horizontális gradiensének növekedését értjük *az áthelyeződő légtömeg* bizonyos területén (lásd 40. §. (1) formula).

A hőmérsékleti gradiens csökkenését ennek megfelelően *frontfeloszlásnak* fogjuk nevezni.

A frontképződés és frontfeloszlás folyamatát, ugyanúgy, mint az advektív-dinamikus analízis többi következtetését, a troposzféra alsó fele termobárikus mezejének vizsgálatára alapítjuk. Fontos megjegyeznünk, hogy ha a troposzféra alsó felének közepes hőmérsékleti mezejét és a p_H = konst. izobárfelület topográfiájának geosztrofikus sebességi mezejét vesszük alapul, akkor a frontképződés feltételeit nemcsak a földfelszínen, hanem a troposzféra bizonyos vastagságában is meg fogjuk határozni.

A frontképződés általunk elfogadott értelmezése szoros összefüggésben van a hőmérséklet advekciójával, amennyiben ez nem jelent mást, mint az izotermák egymáshoz való közeledését az advektív áthelyeződésnél. A frontképződéshez a legegyszerűbb esetben az szükséges, hogy az áramlás irányában áthelyeződő »hátsó« izotermák gyorsabban helyeződjenek át, mint az »elsők« és ezeket utólérjék. Ez lesz a helyzet pl. a szétáramló izohipszák területén akkor,



201. ábra. Frontképződés és frontfeloszlás

ha az izotermák ezekkel közel derékszöget alkotnak. Az összeáramló izohipszák területén ebben az esetben frontfeloszlás történik, mivel itt az »első« izotermák gyorsabban fognak áthelyeződni, mint az »utolsók«.

Ha az izotermák és izohipszák által alkotott szögek kicsinyek[1], a frontképződés feltételei fordítottak lesznek: az összeáramlási területen frontképződés, a szétáramlási területen frontfeloszlás történik. Ez világosan látható a 201. ábrából, mely azt mutatja, hogy összeáramlási területen az izotermák (szaggatott vonalak) advektíve közelednek, míg a szétáramlási területen eltávolodnak egymástól.

Az izotermák egymáshoz való közeledése és széthúzódása az izohipszák mentén áthelyeződő légtömegben megy végbe, ezért a légtömeghez viszonyítva úgy tűnik fel, mint a horizontális hőmérsékleti gradiens individuális változása. Valóban, ha veszünk két, az *a)* szkéma szélső izotermáin fekvő *A* és *B* levegőrészecskét, akkor nyilvánvaló, hogy azok saját hőmérsékleti értékükkel jutnak el az izohipszák mentén a *C* és *D* pontba. Most a részecskék közötti távolság kisebb lesz, vagyis az áthelyeződés mértékének megfelelő *individuális frontképződés* játszódik le.

Ugyanilyen érdeklődésre tart számot a horizontális hőmérsékleti gradiens helyi (lokális) változása mozdulatlan körzetben. Az ilyen változást röviden (bár nem egészen helyesen) *helyi frontképződésnek* nevezzük. Az ábra

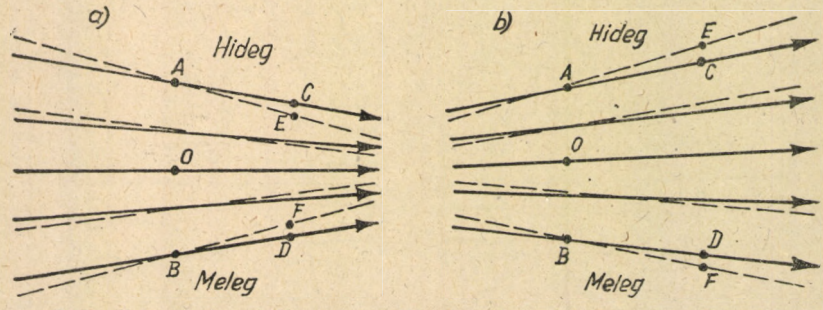
[1] Abban az esetben, ha az izohipszákat közelítőleg másodrendű görbesereg, az izohipszákat pedig egyenes vonalakkal tüntetjük fel, akkor ezek a szögek kisebbek lesznek 45°-nál. A sebességnek ezt a lineáris mezejét lásd az V. fejezet 40. §.-ában.

a) szkémáján pl. az *EF* vonalon a közepes hőmérsékleti gradiens a kezdeti időpontban azonos az *AB* vonalon észlelt hőmérsékleti gradienssel. Bizonyos idő múlva, miután a *A* és *B* részecskék a *C* és *D* pontba áthelyeződtek, a közepes hőmérsékleti gradiens az *EF* vonalon már *CD* távolságra változik. Ezen a vonalon tehát az izotermák helyi közeledését tapasztaljuk, vagyis helyi frontképződéssel állunk szemben.

Az individuális frontképződésre vonatkozólag, tehát a következő tételeket mondhatjuk ki:

Az összeáramlást mutató izohipszák területén, amikor az izohipszák az izotermákkal kicsiny szöget zárnak be, frontképződés, amikor pedig közel derékszöget alkotnak, frontfeloszlás van folyamatban.[1]

A szétáramlást mutató izohipszák területén, amikor az izohipszák az izotermákkal kicsiny szöget zárnak be, frontfeloszlás, amikor pedig közel derékszöget alkotnak, frontképződés van folyamatban.



202. ábra. Individuális és lokális frontképződés és frontfeloszlás

Az individuális és helyi frontképződés nem mindig egyértelmű, vagyis az individuális frontképződést nem mindig kíséri helyi frontképződés. Lehetnek olyan esetek, hogy az individuális frontképződést helyi frontfeloszlás kíséri vagy fordítva. Ilyen eseteket tüntet fel a 202. ábra *a)* és *b)* szkémája.

Az *a)* szkémán az izotermák (szaggatott vonalak) erősebb összesűrűsödést mutatnak, mint az izohipszák. A szélső izotermákon fekvő és az izohipszák mentén áthelyeződő *A* és *B* részecskék egymáshoz közeledve individuális frontképződést indítanak meg. Ugyanakkor a *CD* vonalon a szélső izotermák közötti távolság a kezdeti időpontban *EF*-el egyenlő, majd miután az *A* és *B* részecskék erre a vonalra helyeződtek, ez a távolság *CD* lesz, vagyis megnövekszik. Tehát individuális frontképződés mellett a *CD* vonalon helyi frontfeloszlás megy végbe.

Ennek a fordítottját látjuk a *b)* szkémán. Itt az izotermák erősebb szétáramlást mutatnak, mint az izohipszák. Az *A* és *B* részecskék a *C* és *D* pontba jutva eltávolodnak egymástól, tehát individuális frontfeloszlás történik. A *CD* vonalon a szélső izotermák közötti távolság a kezdeti időpontban *EF*-el egyenlő, majd miután az *A* és *B* részecskék ide áthelyeződtek,

[1] Ez a megfogalmazás pontatlan, ha az izotermákra és izohipszákra, mint geometriai vonalseregre semmi kikötést nem teszünk. Ha azonban feltételezzük, hogy az izohipszák másodrendű görbék, az izotermák pedig egyenes vonalak, akkor ennek a tételnek sokkal pontosabb értelmezést adhatunk. Ebben az esetben a frontkeletkezés és frontfeloszlás kritériuma az lesz, hogy a metszési szögek kisebbek, vagy nagyobbak, mint 45°.

ez a távolság CD-re változik, vagyis kisebb lesz. Tehát individuális frontfeloszlás mellett a CD vonalon helyi frontképződés történik.

Ahhoz tehát, hogy a szétáramló izohipszák területén dinamikus nyomáscsökkenés történjék, mint tudjuk, az szükséges, hogy az izohipszák és izotermák egymással alkotott szöge kisebb legyen, mint 45°. Ez a feltétel bizonyos korlátozással[1] a frontfeloszlásra is vonatkozik; többek között szétáramlási területen a kicsiny metszési szögek individuális frontfeloszlást, összeáramlási területen individuális frontképződést jelentenek. Amikor a szögek nagysága megközelíti a derékszöget, az összeáramlási területen a nyomásnövekedést nyomáscsökkenés, a frontképződést frontfeloszlás váltja fel. Fordítva, szétáramlási területen a nyomáscsökkenést nyomásnövekedés, a frontfeloszlást frontképződés váltja fel. Azt kaptuk tehát, hogy *a dinamikus nyomásnövekedés az individuális frontképződéssel, a dinamikus nyomáscsökkenés a frontfeloszlással van szoros kapcsolatban.*

Ez a frontolízissel összefüggő dinamikus nyomáscsökkenésre vonatkozó tétel egyébként nincs ellentmondásban azzal az alaptételünkkel, amely szerint a dinamikus nyomásváltozás intenzitása arányos a horizontális hőmérsékleti gradienssel, vagyis egyenesen arányos a hőmérsékleti kontraszttal. A dolog lényege az, hogy a dinamikus nyomáscsökkenéshez individuális frontfeloszlás jelenléte szükséges; a helyi (dinamikus) nyomáscsökkenés *intenzitása* viszont annál nagyobb, minél nagyobb az adott pontban a horizontális hőmérsékleti gradiens. Ha tehát helyi frontképződés van folyamatban, akkor nem tekintve az individuális frontfeloszlás jelenlétét, (sőt annak ellenére!) a helyi (dinamikus) nyomáscsökkenés erősödni fog. A 202. ábra vázlatosan ezt is feltünteti.

A ciklonképződés feltételeire vonatkozó eredmények igen nagyjelentőségűek a térkép kielemzésénél.

Mivel a dinamikus nyomásváltozás nagysága nagymértékben függ a horizontális hőmérsékleti gradienstől, ezért a gradiens megváltozása elsősorban a dinamikus nyomásváltozás nagyságában tükröződik vissza. Ha tehát a helyi frontképződés feltételei ismeretesek, akkor következtethetünk a dinamikus nyomásváltozás területének legközelebbi *alakulására.*

Így pl. a 202/*a* ábra termobárikus mezejének dinamikus nyomásnövekedés felel meg. Tekintettel azonban arra, hogy itt helyi frontfeloszlás is van folyamatban, a nyomásnövekedés az idővel lassúbbá válik.

Fordítva, a 202/*b* ábrán a nyomássüllyedésnek erősödnie kell, mivel itt helyi frontképződés történik.

A légnyomási mező fejlődésének matematikai kifejezését meg tudnánk adni, ha rendelkezésünkre állana olyan formula, amely megadná a légnyomás értékét bármely időpillanatra. Ilyen formula azonban nincs és csak az 51. §. (4) formulája áll rendelkezésünkre, amely a légnyomás *első időszerinti deriváltját* adja meg. Ha tehát a nyomást, mint az idő függvényét a

$$p(t) = p(0) + \frac{\partial p(0)}{\partial t} t + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 p(0)}{\partial t^2} t^2 + \ldots$$

Taylor-sorral állítanánk elő, akkor erre a célra csak az első differenciálhányados állna rendelkezésünkre. A folyamatok jövőbeli fejlődésére vonatkozó meggondolásokhoz azonban ez nem elegendő; szükséges még legalább a második differenciálhányados, amely lehetővé teszi a légnyomás tényleges

[1] Lásd az előző széljegyzetet.

menetének parabolikus függvény segítségével való előállítását és ilymódon a dinamikus nyomásváltozás kiszámítását.

Ha az első differenciálhányadost már ismerjük, a differenciálás ismétlésével elvileg bármely magasabbrendű differenciálhányados meghatározható. Ez azonban túl bonyolult művelet, mivel már a második differenciálhányados is nagyon sok tagból áll.

Erre való tekintettel csak egy esettel foglalkozunk. Ez, amint látni fogjuk, elméletileg megerősíti azt a tételt, amelyet a helyi frontképződésnek a dinamikus nyomásváltozásban előidézett hatásáról mondottunk.

Ha a magassági nyomási mezőt csak az izohipszák vergenciája jellemzi, akkor a mező azon pontjaiban, ahol $\varepsilon = 0$, vagyis ahol az izohipszák és izotermák párhuzamosak, a dinamikus nyomásváltozást természetes koordinátákban a következő kifejezés állítja elő:

$$\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = A' \frac{\partial H}{\partial n}\left(\frac{\partial T_0}{\partial v}\right)^2 \left(\frac{\dfrac{\partial^2 H}{\partial n\, \partial s}}{\dfrac{\partial H}{\partial n}} - \frac{\dfrac{\partial^2 T_0}{\partial v\, \partial s}}{\dfrac{\partial T_0}{\partial v}} \right) \frac{\partial^2 H}{\partial n\, \partial s}.$$

Itt $\dfrac{\partial^2 H}{\partial n\, \partial s}$ és $\dfrac{\partial^2 T_0}{\partial v\, \partial s}$ az izohipszák és izotermák vergenciáját jelentik. A $\dfrac{\partial H}{\partial n}$ és $\dfrac{\partial T_0}{\partial v}$-val való osztás a vergencia relatív értékeit adja, amelynek alapján következtethetünk a megfelelő izovonalak összetartási vagy széttartási fokára. Alkalmazzuk a formulát a termobárikus mező 0 pontjára (202. ábra).

A 202/*a*. ábrán az izohipszák és izotermák összeáramlást mutatnak; tehát $\dfrac{\partial^2 H}{\partial n\, \partial s} > 0$, $\dfrac{\partial^2 T_0}{\partial v\, \partial s} > 0$. Az izotermák azonban erősebb összeáramlást mutatnak, mint az izohipszák, tehát

$$\frac{\dfrac{\partial^2 H}{\partial n \partial s}}{\dfrac{\partial H}{\partial n}} - \frac{\dfrac{\partial^2 T_0}{\partial v \partial s}}{\dfrac{\partial T_0}{\partial v}} < 0$$

és a formula azt mutatja, hogy

$$\frac{\partial^2 p_0}{\partial t^2} < 0,$$

vagyis a nyomásnövekedésnek gyengülni kell. A 202/*b* esetben

$$\frac{\partial^2 H}{\partial n\, \partial s} < 0, \quad \frac{\partial^2 T_0}{\partial v\, \partial s} < 0.$$

Az izotermák azonban erősebb szétáramlást mutatnak, mint az izohipszák, tehát

$$\frac{\dfrac{\partial^2 H}{\partial n \partial s}}{\dfrac{\partial H}{\partial n}} - \frac{\dfrac{\partial^2 T_0}{\partial v \partial s}}{\dfrac{\partial T_0}{\partial v}} > 0$$

és a formula azt mutatja, hogy

$$\frac{\partial^2 p_0}{\partial t^2} < 0,$$

vagyis a dinamikus nyomáscsökkenésnek erősödnie kell.

Amint látjuk, ezek az eredmények megegyeznek a helyi frontképződésből levont eredményekkel.

A troposzférában ilyenek a frontképződés általános feltételei. A súrlódási konvergencia frontkeltő hatását a súrlódási rétegben az V. fejezet 40. §-ában tárgyaltuk.

6. *A ciklon- és anticiklonképződés advektív-dinamikus mechanizmusa*

Az advektív-dinamikus analizis fentebb kifejtett módszerei nemcsak speciális termobárikus mezőre, hanem bármilyen mezőre, pontosabban a termobárikus mező bármely pontjára alkalmazhatók.

A ciklonok és anticiklonok kialakulása ilyenformán nem jelent speciális problémát és azt úgy kell tekinteni, mint a termobárikus mező fejlődésére vonatkozó általános problémák egyik részletét.

Az ismertetett elvek alapján nem nehéz meghatározni a ciklonok és anticiklonok kialakulásának alapvető feltételeit.

Ha a termobárikus mező fejlődésének *intenzív* folyamatait általánosságban tekintjük, akkor látjuk, hogy a ciklonok és anticiklonok kialakulása a frontálzónával van kapcsolatban. Az anticiklonképződés azzal a többékevésbbé jelentős nyomásnövekedéssel függ össze, amely az individuális frontképződést kíséri, függetlenül a magassági légnyomási mező szerkezetétől.

Ezért az anticiklon-képződésnél a termikus mezőt az izotermák konvergenciája jellemzi. A ciklonképződést, amely a nyomás dinamikus csökkenésével függ össze, individuális frontfeloszlás kíséri. Ezért a termikus mezőt a ciklonképződésnél az izotermák divergenciája jellemzi.

A ciklon vagy anticiklon képződéséhez megfelelő dinamikus izallobártartomány kialakulása, vagy legalább is annak megerősödése szükséges. Az utóbbi kifejlődése, a magassági légnyomási mező »kezdeti« szerkezete mellett, helyi frontképződést feltételez. Ebből következik, hogy a dinamikus nyomásnövekedés anticiklonális hatása akkor erősödik, ha az individuális frontképződést helyi frontképződés kíséri; a dinamikus nyomáscsökkenés ciklonális területe pedig akkor válik erősebbé, ha az individuális frontfeloszlást helyi frontképződés kíséri. A kezdeti ciklo- vagy anticiklogenetikus izallobártartomány nem függ feltétlenül össze az izohipszák vergenciájával; az utóbbi a helyi frontképződés feltételét jelentő izallobárikus terület erősödésének hatására jön létre.

A ciklonképződés intenzitása a frontálzónában az izotermák konvergenciájának területén függ az individuális frontképződéstől, mivel a divergenciaterületen ez a folyamat alakítja ki a hőmérsékleti ellentétet. A ciklon- és anticiklonképződés intenzitása között azonban az adott frontálzónában nincs szoros összefüggés, mivel az anticiklon kialakulását elősegítő izotermák konvergenciájának területén a helyi frontképződés nem jut közvetlenül kifejezésre a dinamikus nyomáscsökkenés területén.

7. A magassági deformációs mezők és azok átalakulása

A deformációs mezők általános sajátosságait és a frontképződés folyamataiban játszott szerepüket már ismerjük (40. §). A mezők vizsgálatának célja az advektív-dinamikus analízisben az, hogy kiterjessze a vizsgálatot az advektív-dinamikus tényezők *kölcsönhatására* is, ami viszont lehetővé teszi, hogy a különálló ciklon- és anticiklonképződésnél sokkal nagyobb méretű folyamatok előrejelzését is megadjuk.

Ugyanúgy, mint az V. fejezetben, feltételezzük, hogy a troposzférában észlelt nyeregszerű légnyomási mezőknek közelítőleg olyan lineáris sebességi mezők felelnek meg, melyekben a deformáció van túlsúlyban.

A *magassági* deformációs mezőket, mint korábban is tettük, a $p_H = \text{konst.}$ izobárfelület topográfiájának segítségével fogjuk tanulmányozni. Ilymódon a légnyomás és hőmérséklet advektív változásait a deformációs mező területén a $p_H = \text{konst.}$ izobárfelület izohipszái-menti áthelyeződés fogja meghatározni. Maga ez a felület, mint tudjuk, csak dinamikus változásoknak van alávetve. A hőmérsékleti mezőt az 500/1000 mb-os (RT^{500}_{1000}) relatív topográfiai térkép segítségével fogjuk előállítani.

A földközeli deformációs mezőktől eltérően a magassági bárikus deformációs mező szerkezetét főleg a hőmérsékleti eloszlás határozza meg, ezért az a földrajzi szélességtől és az évszaktól függ.

Így pl. a magassági deformációs mezők rendszerint aszimmetrikusak, mivel az alacsonyabb szélességektől a magasabbak felé irányuló hőmérséklet-csökkenés következtében a ciklonok leginkább a magasabb, az anticiklonok az alacsonyabb szélességeken fejlettek.

A deformációs mező egynemű komponensei a szélességek mentén úgy helyezkednek el, hogy az egyik a szárazföld, a másik pedig a tenger felett van (pl. Európa és az Atlanti-óceán felett), közepes intenzitásuk nem egyforma és az évszaknak megfelelően változni fog.

Ezeknek a kérdéseknek a vizsgálata azonban kívül esik a feladatunkon, amely a deformációs mezők *átalakulását* meghatározó feltételek elemzését tűzi ki célul, vagyis a deformációs mező szerkezetének azokat a változásait érinti, amelyek aránylag rövid idő (egy-két nap) alatt folynak le.

A troposzféra deformációs mezőinek átalakulását a légtömegeknek a trópusok és a sarki területek közötti általános cirkulációja idézi elő. Ha az alacsonyabb szélességeken hideg légbetörést észlelünk, vagy ha a magasabb szélességekre meleg levegő hatol fel, akkor a magassági nyomási mezőben ez délkörmenti légnyomási teknő vagy gerinc formájában jelentkezik. Ha a légnyomási teknő déli részét szélességi körök irányában fekvő gerinc metszi, akkor azt mondjuk, hogy a mezőben *a szélességi köröknek megfelelő anticiklonális átalakulás* ment végbe; nyilvánvaló azonban, hogy ezzel egyidejűleg az arktikus légtömegből hideg légtömeg szakadt le. Hasonlóképpen, ha a légnyomási gerincet annak északi részén a szélességi körök irányában fekvő légnyomási teknő metszi, akkor a mezőben *a szélességi körök irányának megfelelő ciklonális átalakulás* történik. Ennek a jelenségnek a lényege pedig az, hogy a trópusi levegőből meleg légtömeg szakadt le és a magasabb szélességek alatt asszimilálódik.

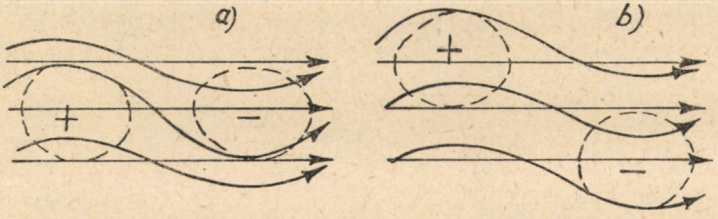
Megjegyzendő, hogy a légnyomási mező *délkörmenti* ciklonális, ill. anticiklonális átalakulása *a ciklon- és anticiklonképződéssel* járó hideg levegőbetörésekkel, ill. meleg levegő-áthelyeződésekkel vannak kapcsolatban; a

szélességi körök menti *ciklonális és anticiklonális* átalakulás hideg vagy meleg légtömegek elszakadásával függ össze, melyeket ciklon-, ill. anticiklonfeloszlás kísér. A ciklontevékenység tehát a deformációs mezők átalakulásán keresztül valósítja meg a trópusi és poláris területek levegőcseréjét.

Világos tehát, hogy ha a deformációs mező elég nagy kiterjedésű, akkor annak átalakulása nagy területek felett változtatja meg a szinoptikus folyamatokat. Megállapították, hogy az ú. n. természetes szinoptikai periódusok változása, amelyekről a X. fejezetben lesz szó, nem más, mint a magassági deformációs mező átalakulása. Érthető tehát, hogy a deformációs mezők átalakulásának előrejelzése igen nagy gyakorlati jelentőségű.

Most röviden ismertetjük a magassági deformációs mezők átalakulásának advektív-dinamikus mechanizmusára vonatkozó ismereteinket.

Először *a délkörmenti deformációs mezők* kialakulását meghatározó alaptételeket ismertetjük. »Délkörmenti irányban fejlett mező« alatt olyan termobárikus mezőt értünk, amelynek izotermái és izohipszái által alkotott teknők és gerincek délkörmenti helyzetűek és ebben az irányban helyeződnek át jelentős távolságra.



203. ábra. A frontálzóna deformációja

Már tudjuk, hogy a frontálzóna izallobár-párja meghatározott módon deformálja a zóna légnyomási mezejét és abban ilyen vagy amolyan előjelű advekciót idéz elő. Fennállnak a következő tételek : ha a (normál vagy összetett) frontálzónában az egymással párt képező dinamikus nyomásnövekedés vagy nyomáscsökkenés izallobárikus területei azonos intenzitásúak (egyenlő abszolút értékűek), akkor a frontálzóna deformációja annál nagyobb lesz, minél nagyobb a nyomásemelkedési vagy süllyedési területek középpontjain átmenő izohipszák közötti H magasságkülönbség. Ebben az esetben a nyomásnövekedési terület középpontjának sokkal alacsonyabb izohipszán kell feküdnie, mint a süllyedő terület középpontjának ; ezt szemlélteti a 203. ábra.

A vékony egyenes vonalak a frontálzóna izohipszáit jelentik a kezdeti időpontban, a vastag vonalak pedig az izohipszák dinamikus deformáció utáni helyzetét jelölik. A 203/*a* ábrán a dinamikus nyomásnövekedés és nyomáscsökkenés középpontjai a kezdeti időpontban ugyanazon az izohipszán feküsznek, míg a 203/*b* ábrán a növekedés középpontja sokkal alacsonyabb izohipszán fekszik, mint a süllyedés középpontja. Az izallobárikus terület kezdeti időpontjának mezejével való összehasonlítás alapján meggyőződhetünk arról, hogy a 203/*b* ábra esetében a frontálzóna adott területének általános deformációja nagyobb, mint a 203/*a* ábra esetében.

A második főtétel a dinamikus nyomásváltozás területének áthelyeződésére vonatkozik. Ha a dinamikus nyomásnövekedés vagy süllyedés területén helyi frontképződés van folyamatban, akkor az emelkedő vagy süllyedő

terület, általánosságban szólva, oda helyeződik át, ahol a frontképződés folytán a legnagyobb horizontális hőmérsékleti gradiensek alakulnak ki, (hacsak az ε szögek nem változnak meg annyira, hogy a nyomásváltozásnak erősen csökkenie kell).

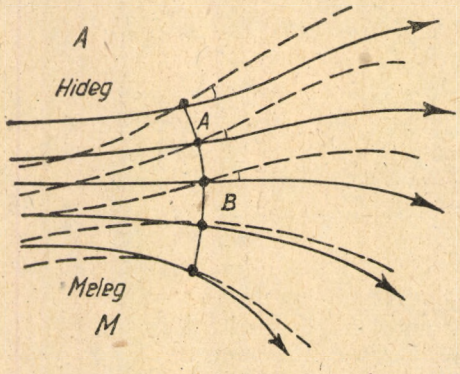
Így, ha az izallobár-pár eredetileg ugyanazon az izohipszán helyezkedik el, de a helyi frontképződés a süllyedő területet a magasabb, az emelkedő területet az alacsonyabb izohipszák irányába helyezi át, vagy mindkét áthelyeződés egyidejűleg megy végbe, akkor a frontálzóna deformációja és *a mező meridionalitása növekszik.*

Ahhoz, hogy a dinamikus nyomásváltozás területének áthelyeződési irányát megállapítsuk, tanulmányozni kell az advekció eloszlását az adott izallobárikus terület környezetében. Ez a munka elég nehéz és az izovonalak pontos megrajzolását kívánja. Itt felhasználható a helyi frontképződés formulája, amelyet könnyű megkapni, ha a helyi hőmérsékletváltozás természetes koordinátákban kifejezett (**51**, 2) formuláját v szerint differenciáljuk, vagyis

$$\frac{\partial T_0}{\partial t} = -K \frac{\partial T_0}{\partial v} \frac{\partial H}{\partial n} \sin \varepsilon.$$

Ha ezt a kifejezést v, vagyis a hőmérsékleti gradiens iránya szerint differenciáljuk és a kisebb jelentőségű tagokat elhanyagoljuk, a helyi frontképződésre a következő alakú közelítő formulát kapjuk:

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\partial T_0}{\partial v}\right) = -K \cos \varepsilon \frac{\partial T_0}{\partial v} \frac{\partial H}{\partial n} \frac{\partial \varepsilon}{\partial v},$$



204. ábra. Lokális frontképződés divergencia esetén

vagyis a helyi frontképződés elsősorban a hőmérsékleti gradiens irányában fekvő izohipszák és izotermák közötti szög változásától függ. Pl. a termobárikus divergencia-mezőt feltüntető 204. ábrán (a folytonos vonalak az izohipszákat, a szaggatottak az izotermákat jelentik) az A pontban a hőmérsékleti aszcendens irányába, vagyis a B irányba eső szögváltozás szemmel láthatóan közel zérus, míg a B pontban az ennek megfelelő változás már határozottan különbözik a zérustól. ε a hőmérséklet emelkedésének irányában csökken, vagyis $\frac{\partial \varepsilon}{\partial v} < 0$. Az A pontban tehát nincs lényeges helyi frontképződés, a B pontban viszont van.

Ezért, ha a termobárikus mezőnek megfelelő dinamikus nyomáscsökkenés területének középpontja az A pont közelében van (ami helytálló, mert a hőmérsékleti gradiens az A pont körül nagyobb, mint a B pont körül), akkor ennek néhány óra múlva a magasabb értékű izohipszák irányába kell áthelyeződnie.

Eddig csak a délkörmenti kifejlődést meghatározó feltételekről, másszóval a deformációs mező »délkörmenti átalakulásáról« beszéltünk. Most a

szélességi körök irányába eső átalakulás mechanizmusát ismertetjük, amely, mint tudjuk, abban nyilvánul meg, hogy a légnyomási teknő déli részét magasnyomású gerinc, a gerinc északi részét pedig alacsonynyomású terület metszi.

A szélességi körök irányába eső *anticiklonális* átalakulás folyamata abban jut kifejezésre, hogy a légnyomási teknőnek azon részén, ahol magasnyomású hátnak kell megjelenni, dinamikus nyomásnövekedés következik be. Mivel a szélességi köröknek megfelelő átalakulás nem véletlen jelenség, hanem a mérsékelt szélességek légkörzésének törvényszerű *következménye*, ezért valamennyi folyamat fejlődését a dinamikus nyomásnövekedés határozza meg. Ez a nyomásnövekedés három fő okra vezethető vissza.

1. A légnyomási teknő hátoldali részének termobárikus szerkezete általában összeáramlást mutat és, ha a teknő már eljutott a fejlődésnek arra a fokára, hogy »nagy« hideg advekciót ($\varepsilon > 45°$) csak a teknő déli részén találunk, míg a nyugati részén az ε szögek kicsinyek, akkor a dinamikus nyomásnövekedés a teknő hátoldali részére fog összpontosulni, úgyhogy a teknőt konvergencia-tartomány fogja határolni, benne pedig kis szögekkel rendelkező terület lesz ($\varepsilon < 45°$).

2. Az erősen dél felé nyúló légnyomási teknő tengelyén az izohipszáknak jelentős görbülete lehet. Ha a légnyomási gradiens a teknő tengelyén — mint általában — egyenletes és a déli részén nagyobb, mint az északin, akkor a dinamikus nyomásnövekedés a görbület rovására a teknő déli részére fog összpontosulni és nem befolyásolja az átalakulást.

Ha pedig a légnyomási gradiens a teknő tengelyén északról dél felé csökken, ami akkor észlelhető, ha a teknő déli részével összefüggő ciklon már feltöltődik, akkor a dinamikus nyomásnövekedés a görbület rovására a teknő középső részére összpontosul, mivel azonos hőmérsékleti gradiensek és egyenlő ε szögek mellett az $\frac{1}{r}\frac{\partial H}{\partial n}$ tényező a teknő déli részén a $\frac{\partial H}{\partial n}$ kis értéke folytán, a legészakibb részén pedig az izohipszák görbülete miatt kicsiny lesz. A nyomásnövekedés maximumának tehát a teknő középső részén kell lennie.

3. A légnyomási teknő déli részével összefüggő ciklon kifejlődése során a ciklon frontálzónájának deformációja a széttartó izohipszák területén a teknő keleti részében megnöveli a meleg advekciót jelentő ε szögeket. Ezek a szögek meghaladják a 45°-ot, sőt megközelíthetik a 90°-ot is.

A szétáramlás területén ez dinamikus nyomásnövekedést idéz elő és ezzel kapcsolatos az individuális frontképződés is. Ez az oka annak is, hogy *a ciklon elülső részében a magassági légnyomási gerinc* megerősödik, mely a további fejlődés során (legalább is részben) magasnyomású hátat alkot.

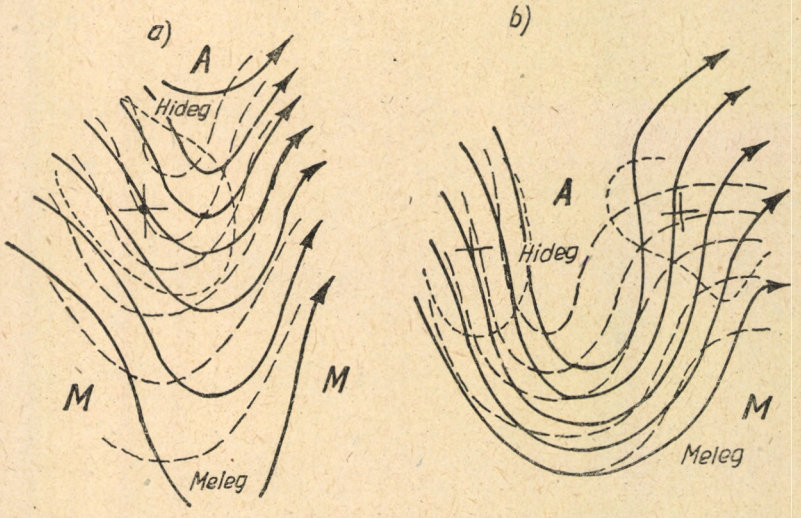
Ilymódon a légnyomási teknő nyugati és keleti részében, valamint annak tengelyén észlelhető dinamikus nyomásnövekedést számos tényező idézi elő. A nyomásnövekedés legkedvezőbb feltételei a légnyomási teknő középső részén alakulnak ki.

A teknő termobárikus mezejének minden esetben van valamilyen sajátossága, ezért a nyomásnövekedés fent felsorolt feltételei olyan leegyszerűsített esetekre vonatkoznak, amelyek csak a leglényegesebb tulajdonságokkal rendelkeznek.

Ezeket a mezőket a 205. ábra tünteti fel. Az *a* szkéma azt a bárikus szerkezetet mutatja, amelynél a nyomásnövekedés a hátoldali izohipszák konvergenciájának görbülete következtében jön létre, míg a *b* szkéma az izohipszák

divergenciájának területén a »nagy« meleg advekció mellett bekövetkező nyomásnövekedést ábrázolja. A nyomás dinamikus növekedésének területeit + jelek tüntetik fel. Az *a* szkémán a hátoldali izohipsza-konvergencia és a görbület következtében létrejövő dinamikus nyomásnövekedés egyetlen területté olvad össze ; a *b* szkémán két különálló, egy konvergens és egy divergens nyomás-növekedés látható.

Ezeknek a területeknek az erősödése a helyi frontképződéstől függ. Ha az utóbbi olyan feltételeket alakít ki, hogy az emelkedő nyomású terület az alacsonyabb értékű izohipszák, vagyis a teknő tengelyének irányában helyeződik át, akkor ez megkönnyíti az anticiklonális átalakulást. A valóságban a deformációs mezők átalakulásában résztvevő tényezők sokféle változatot hozhatnak létre. Ez a termobárikus mező részleteinek az analízis pillanatában fennálló sajátosságaitól függ.

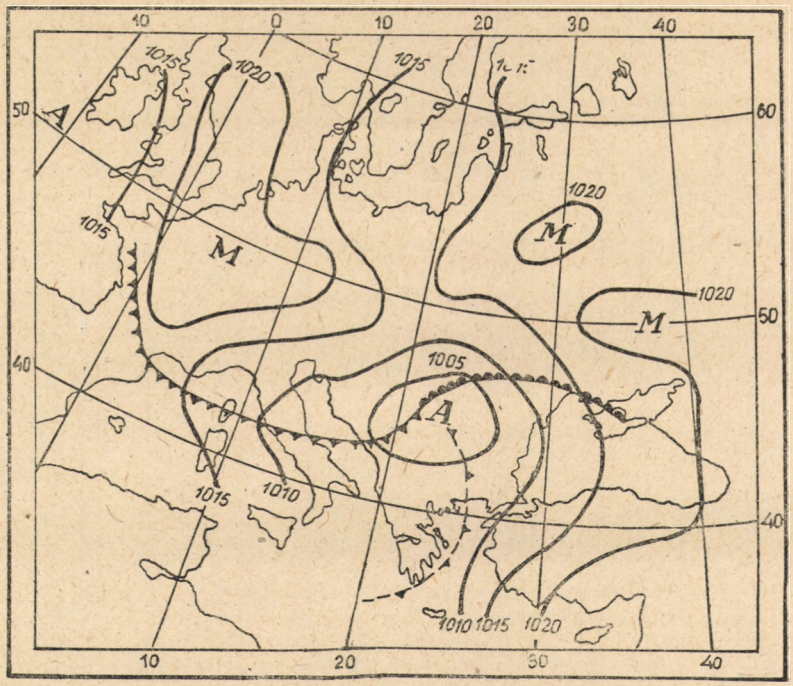


205. ábra. A nyomásnövekedés függése a légnyomási teknő termobárikus mezejének szerkezetétől

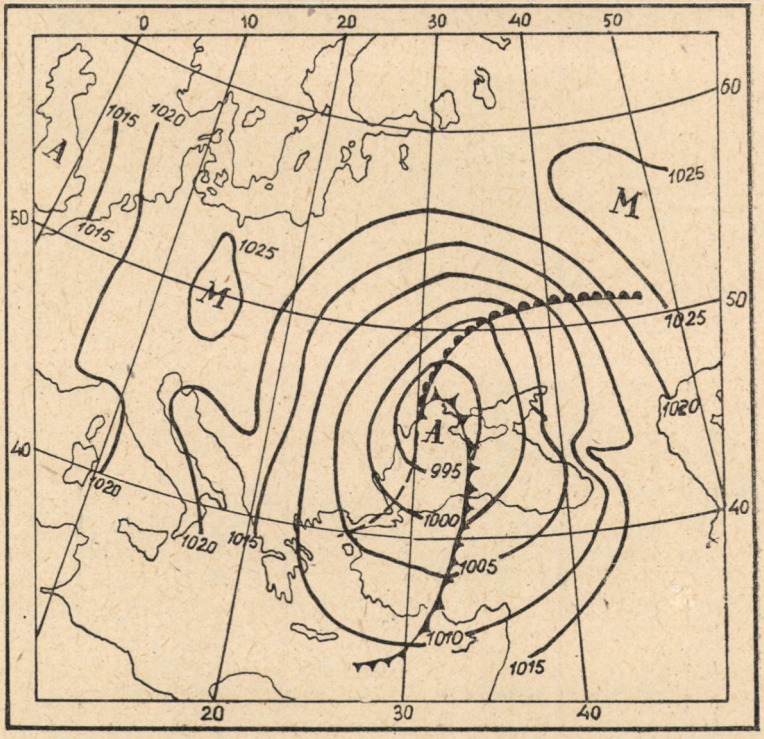
Nyilvánvaló, hogy a deformációs mezőnek a szélességi körök irányába eső anticiklonális átalakulása, amelyet a ciklon hideg légtömegének az eredeti hideg teknőtől való elszakadása határoz meg, ugyanakkor anticiklonképződést is mutat, mivel a folyamatot magasnyomású hát kialakulása jellemzi, amelynek csak egyik esete a földközeli gerinc és anticiklon kiképződése.

Mindkét folyamat nagy hasonlóságot mutat : ha az anticiklonális átalakulás anticiklonképződést jelent, melyet délen depresszió határol, akkor a ciklonális átalakulás ciklogenezissel és a meleg légtömegnek a magas szélességek alatti elszigetelődésével függ össze. A ciklonális átalakulást azonban kevésbbé tanulmányozták, mint az anticiklonális átalakulást és mi nem fogjuk azt részletes vizsgálat alá venni.

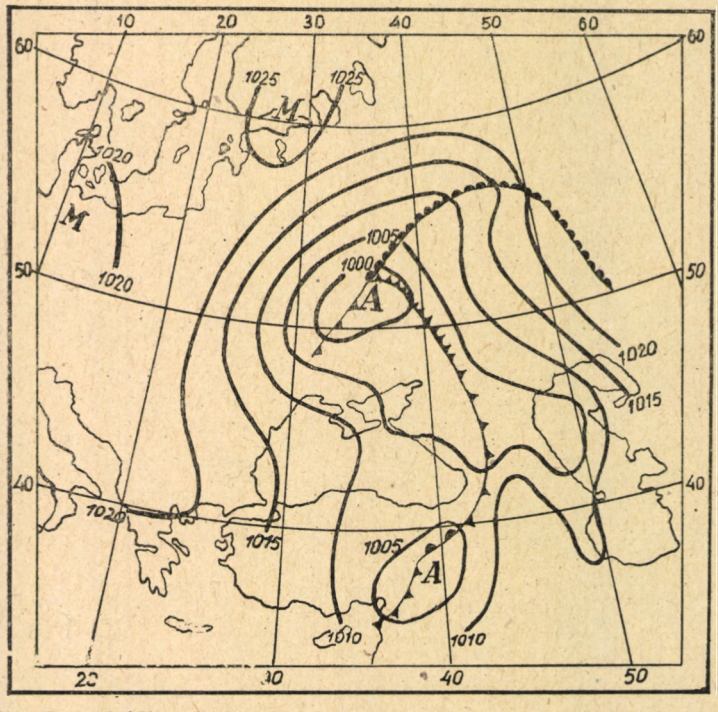
Az anticiklonális átalakulás szemléltetésére 1944. április 1—3-ig terjedő időből bemutatunk néhány földközeli bárikus és magassági termobárikus térképet (206/a, b, c, és 207/a, b, c ábrák).



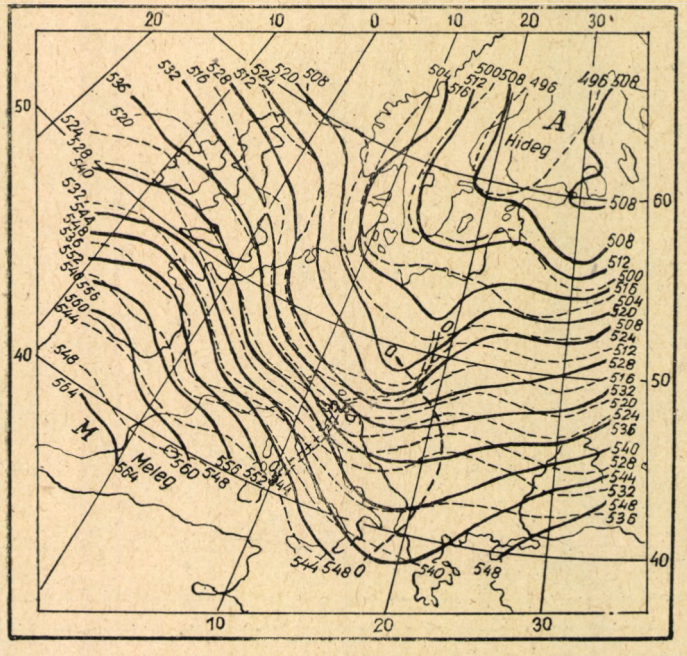
206/a ábra. Földközeli front- és izobár-térkép 1944. április 1-én reggel



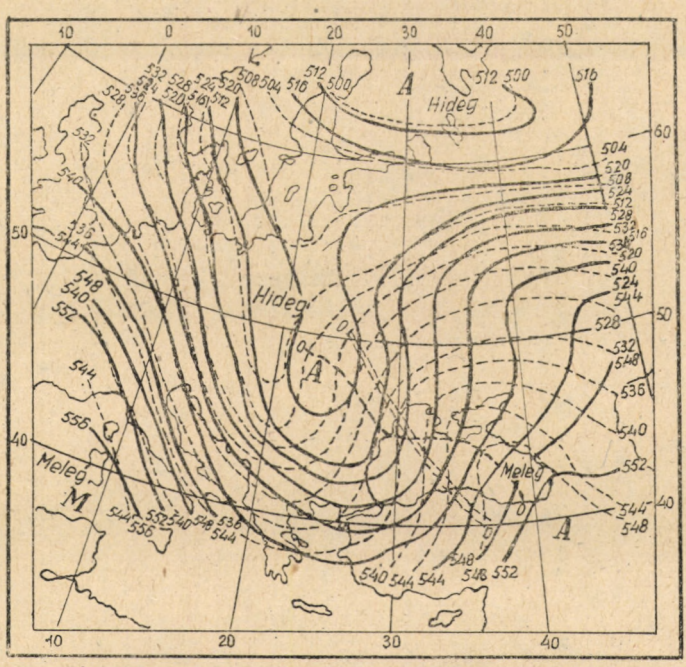
206/b ábra. Földközeli front- és izobár-térkép 1944. április 2-án reggel



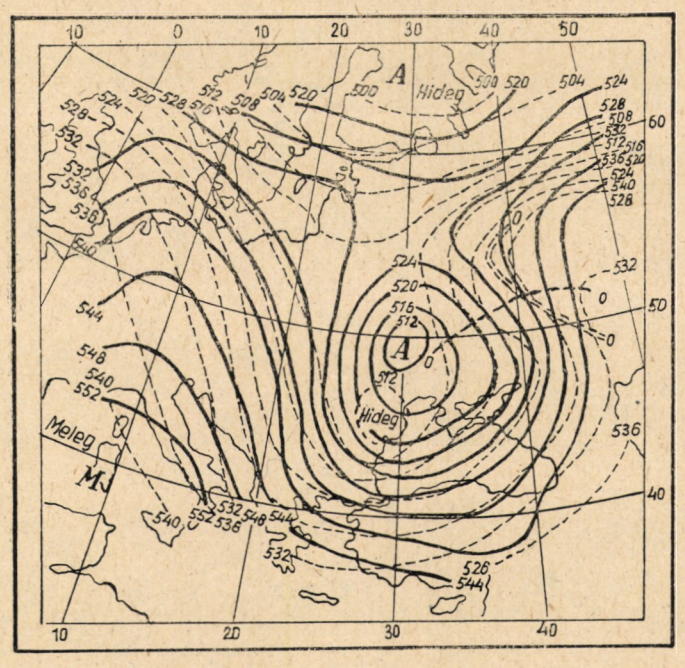
206/c ábra. Földközeli front- és izobártérkép 1944. április 3-án reggel



207/a ábra. Az AT^{500} és RT^{500}_{1000} térképek 1944. április 1-én reggel



207/b ábra. Az AT^{500} és $RT^{\frac{500}{1000}}$ térképek 1944. április 2-án reggel



207/c ábra. Az AT^{500} és $RT^{\frac{500}{1000}}$ térképek 1944. április 3-án reggel

A IV. hó 2-án észlelt magassági mező térképéből (207/b ábra) látható, hogy az anticiklonális átalakulás ebben az esetben a 205/b ábrának megfelelően történt, vagyis a légnyomási teknő hátoldali részének konvergens, és elülső részének divergens nyomásnövekedése (»nagy« meleg advekció) mellett. Mivel a hátoldali konvergencia aránylag gyengén fejlett és az átalakulás főképpen a divergens növekedése rovására történik, így a magasnyomású hát és az ennek megfelelő földközeli anticiklon nem ér el jelentős fejlődést.

A megvizsgált esetek egyúttal jól szemléltetik a ciklon kialakulását termobárikus mezőben.

Látjuk tehát, hogy a ciklon »magas« ciklonná történő átalakulása elszigetelődéssel, az advekció gyengülésével és a ciklonnal szomszédos területeken a dinamikus nyomáscsökkenés megszűnésével jár.

VII. FEJEZET

A LÉGKÖR ÁLTALÁNOS CIRKULÁCIÓJA

A mérsékelt és magas szélességi fokokon végbemenő ciklonális tevékenység, — amellyel a megelőző fejtegetések során foglalkoztunk — ily módon része az általános légköri cirkuláció mechanizmusának. A ciklonális tevékenység : a légtömegek és frontok helyzetváltozásai szorosan összefüggnek az általános cirkulációval. Ezért meg kell ismerkednünk e fontos mechanizmus leglényegesebb tulajdonságaival.

A légköri általános cirkuláció tényleges állapotát, valamennyi részletét ma még nem ismerjük. A Föld felületén való cirkulációnak még az átlagos képe is hiányos a magas szélességek esetében ; még inkább fennáll ez a légkör felső rétegeinek állapotait tekintve, különösképp a sztratoszféra esetében. Ami pedig az elméleteket illeti, a cirkuláció valamennyi ismeretes sajátságának mindezideig még a pontos és teljes fizikai értelmezése is hiányzik. Az általános cirkulációra (és ennek különböző részeire, mint pl. a monszunra) vonatkozó valamennyi matematikai elmélet, amely a cirkuláció alapvető sajátságait bizonyos adott feltételek alapján a hidromechanika és termodinamika törvényeinek segítségével törekszik megállapítani (mint pl. a hőmérséklet ismert eloszlását), még messze esik a maradéktalan magyarázattól. Az elméleti számítások ugyanis rendkívül leegyszerűsített modellekre vonatkoznak, amelyek a folyamatok tényleges bonyolultságát csak nagyon távolról értelmezhetik (pl. az ú. n. zónális cirkuláció esetében, ahol nem veszik tekintetbe a különböző délkörökre eső mozgások közötti különbségeket).

Csupán a legutóbbi időben sikerült E. N. Blinovának (1946.) — N. E. Kocsin és I. A. Kibel ezirányú kísérleteit továbbfejlesztve — az általános cirkuláció elméleti modelljét pontosabban megszerkesztenie. Blinova modellje jelentős mértékben közelebb áll a cirkuláció valóságos és átlagos képéhez, mint a szovjet és a külföldi szerzők valamennyi előző konstrukciója. Blinova ismeretesnek tekinti a Föld forgásának szögsebességét, a kontinensek körvonalait, a napállandót és még néhány fizikai paramétert, mint például a Földre eső és a Föld által visszavert sugárzás viszonyát a tengerek és a szárazföldek hővezetését, és i. t. Ezeket az adatokat a légkör hidrodinamikai és termodinamikai egyenleteibe helyettesítve, ki tudta számítani a hőmérséklet, nyomás és szél eloszlását a Földgömbön, annak felszínére és a magasabb légrétegekre vonatkozóan egyaránt. Ezt a jelentős munkát azonban nem tárgyaljuk könyvünkben, mint ahogy az általános cirkuláció egyéb matematikai elméleteit sem. Az alábbiakban csak a tényleges állapotok — főként átlagos — leírásra szorítkozhatunk és azoknak fizikai jellegű értelmezésére. A cirkuláció

típusainak és anomáliáinak, vagyis az átlagállapotoktól való eltérések kérdését, amely főként a távprognózis szempontjából fontos, a X. fejezetben fogjuk részletesebben tárgyalni.

60. §. Bevezetés

1. Az általános cirkuláció jellegzetes légáramlásai

A légáramlások »nagyobb méretű« összefüggését a *légkör általános cirkulációjának* nevezik. Ebben az esetben meglehetősen állandó és nagyobb földrajzi körzeteket átölelő légáramlásokat kell tekintetbe vennünk. Így pl. a jelentéktelen kiterjedésű és napi periódusú különféle szellők, vagy a hegy-völgyi szelek nem tartoznak a légkör általános cirkulációja körébe: ezeket olyan helyi jellegű légköri rendellenességeknek lehet tekinteni, amelyek nem változtatják meg az általános cirkuláció alapvető tulajdonságait.

Az általános cirkulációt alkotó légáramlásokat három kategóriába sorolhatjuk (E. Sz. Lir):

1. *A zónális cirkuláció áramlásai*, amelyeket a hőmérséklet szélességi fokok szerinti egyenlőtlen eloszlása hoz létre. Ide tartoznak mindenekelőtt a trópuson belüli szélességek passzát és antipasszát szelei. A trópusokon kívüli szélességek túlsúlyban lévő nyugati szelei (főként a légkör magas rétegeiben) szintén a zónális cirkuláció körébe tartoznak.

2. *Az állandó monszunáramlások*, amelyek a szárazföld és a tenger vagy a kontinensek szomszédos részeinek egyenlőtlen felmelegedésével kapcsolatosak.

3. *A ciklonok és anticiklonok mozgásával kapcsolatos áramlások*, vagyis a kis- és nagynyomású területek okozta áramlások, amelyek elsősorban a trópusokon kívüli szélességeken a troposzférában vándorló frontok mentén keletkeznek.

A légáramlásokat a valóságban legtöbbnyire valamennyi vagy legalább is két tényező kapcsolata hozza létre a fentiekben említett tényezők közül. Ez a körülmény az általános cirkulációnak rendkívül bonyolult és szakadatlanul változó jelleget kölcsönöz, különösen a trópusokon kívüli szélességeken.

2. Az általános cirkuláció állandó sajátságai

A légkör általános cirkulációjának — szakadatlan változása ellenére — vannak évről-évre ismétlődő, *állandó tulajdonságai is*. Ezeket a tulajdonságokat legkönnyebben az *éghajlati* térképek segítségével tárhatjuk fel, azaz a nyomás és a széljárás egy évszakra, illetőleg egy egész évre eső vagy sok évet felölelő közepes eloszlásának vizsgálata alapján. Az általános cirkuláció menete a különböző években vagy évszakokban természetesen más és más, többé-kevésbbé eltér az átlagostól; még jelentékenyebbek ezek az eltérések vagy »anomáliák« a különböző hónapokban és napokon. A cirkuláció ezen anomáliáival kapcsolatosak az időjárás változásai is (lásd a X. fejezetet).

Az átlagos eloszlás térképei azonban a cirkuláció mechanizmusának fontos, de kevéssé tartós, vagy gyorsan változó részleteit általában nem mutatják. Ezért mindinkább előtérbe lép az általános cirkuláció mindennapos szinoptikus vizsgálata, olyan térképek formájában, amelyek felölelik a féltekéket, illetőleg az egész Földet.

Az általános cirkuláció tanulmányozása céljából célszerű nemcsak a levegőáramlások, hanem a *nyomás* eloszlását is megvizsgálni. A légnyomás bárikus törvényének megfelelően a nyomás eloszlása és a szél szoros összefüggésben van egymással. Ez az összefüggés közelítőleg érvényben marad átlagértékek esetében is, de a statisztikai számításokban egyszerűbb a nyomást figyelembe vennünk mint a szelet. Ilyen módon összefüggést lehet találni az általános cirkuláció különböző tulajdonságainak értelmezése és a légnyomás földrajzi eloszlása között.

3. *Az általános cirkuláció a Föld forgásának figyelembevétele nélkül*

Az általános cirkuláció, azaz a levegő általános körforgásának szükségszerűsége bolygónkon abból adódik, hogy a légkör egészben véve *baroklin* közeg. A hőmérséklet a Föld különböző övezetei között egyenlőtlenül oszlik el; ennek szükségszerű következménye az izotermikus felületek hajlása a troposzférában a sarkoktól az Egyenlítő felé, valamint az izobár-izotermikus szolenoidok kialakulása, amelyek a troposzférában a cirkuláció gyorsulását idézik elő; ez a gyorsulás a térfogati aszcendenstől a barikus gradiens felé irányul, azaz a magas rétegekben az Egyenlítőtől a sark felé, az alacsonyabban pedig a sarkoktól az Egyenlítő felé. A Föld forgásának hatása nélkül nyilvánvaló módon mindegyik féltekén a troposzférában a levegő körforgást végezne a délkörök mentén: a felmelegedett levegő az egyenlítői zónában felemelkednék, a felső rétegekben a sark felé mozogna, ott sűrűbbé válna, leszállna és ismét az Egyenlítő irányában mozogna. Ebben a gondolatmenetben a sztratoszféra jelenlétét nem vettük tekintetbe.

V. Bjerknes a földfelszín mentén az általános cirkuláció erősségét — a Föld forgásának hatását figyelmen kívül hagyva — a cirkulációra vonatkozó tétel segítségével számította ki. A 30. §-ban a cirkuláció gyorsulására — mozdulatlan Föld esetében — a következő (9) kifejezést kaptuk:

$$\frac{dC}{dt} = -R \oint_s T d \ln p.$$

Vegyünk tekintetbe egy olyan határgörbét, amelyet két izobár, például $p_0 = 1000$ mb és $p_1 = 300$ mb, — és — az Egyenlítőn és a sarkon — két függélyes egyenes határol T_a és T_b közepes hőmérsékletekkel. Az integrálás eredménye az izobár mentén zérus lesz. Ezért

$$\frac{dC}{dt} = R (T_a - T_b) \ln \frac{p_0}{p_1}. \tag{1}$$

Ha $T_a - T_b$ értékét 40° C-nak vesszük és ezt, valamint R értékét, továbbá $p_0 = 1000$ mb-t és $p_1 = 300$ mb-t az (1) egyenletbe helyettesítjük, akkor a következő értéket kapjuk:

$$\frac{dC}{dt} = 138 \cdot 10^6 \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-2}. \tag{2}$$

A cirkuláció kerületének hossza egyenlő a Föld félkerületével, $s = 2.10^9$ cm (a függőleges darabok hosszát elhanyagoljuk). Mivel Thomson tétele szerint (**30,** 3).

$$\frac{dC}{dt} = \oint_s \frac{d\mathbf{V}}{dt} \cdot ds,$$

a mozgás délkörmenti közepes gyorsulására a következő értéket kapjuk:

$$\left(\frac{dV}{dt}\right)_m = \frac{dC}{dt} : s = 6{,}9 \cdot 10^{-2} \text{ cm} \cdot \text{sec}^{-2} \tag{3}$$

Ilyen gyorsulás esetén a levegőrészecske három óra alatt 7,4 m/sec sebességre tenne szert, 24 óra alatt pedig 59,6 m/sec orkánsebességre. A sarktól az Egyenlítőig terjedő zárt utat oda és vissza a részecske 67 óra alatt tenné meg.

Meg kell jegyeznünk azonban, hogy a cirkuláció a hőmérsékleti különbség kiegyenlítődéséhez vezet, tehát ekkora mozgási sebesség esetén ez a különbség nem tudna teljes mértékben újból kialakulni. Ennek következtében T_a—T_b hőmérsékleti különbség csökkenne; ennek megfelelően csökkennék a gyorsulás is. Végül is egyensúlyi állapot következnék be, amelyben a légáramlások hőközvetítését kiegyenlítenék a sugárzási hatások, úgyhogy a hőmérsékleti különbség állandó maradna. E hőmérsékleti különbség előidézte gyorsulás nem vezetne a sebesség növekedésére, hanem a súrlódás hatását szüntetné meg. A mozdulatlan Földön *stacionárius* cirkulációt kapnánk.

4. Az általános cirkuláció zónális jellege

A Föld forgása következtében azonban nem létezik ilyen egyszerű délkörmenti cirkuláció.

A Föld forgásának eltérítő ereje mindkét áramlást — az alsó egyenlítői és felső sarki áramlást — az Északi-féltekén jobbra téríti el. Ha a gradiens a délkör irányába mutat és a v a délkör irányába eső sebességösszetevő, akkor a mozgás gyorsulása a szélességi kör irányában:

$$\frac{du}{dt} = 2\omega \sin\varphi \cdot v = 2\omega \sin\varphi \frac{dy}{dt}. \tag{4}$$

Innen integrálás útján (φ változását délkörmenti elmozdulás esetén elhanyagolva) meghatározhatjuk a szélességi kör irányába eső sebesség értékét:

$$u = 2\omega \sin\varphi \cdot (y - y_0). \tag{5}$$

Ezen az alapon a gradiens hatására a délkör irányában (y—y_0) távolságra előrenyomuló levegőrészecskének a Föld forgásának következtében ugyanezen idő alatt az (5) képlet által meghatározott zónális (a szélességi kör irányába mutató) sebességre kell szert tennie. Ez a sebesség a részecske délkör irányába való előrenyomulásának a mértékében növekszik. A felső egyenlítői áramlás az Északi-féltekén ennek következtében nyugatról-keletre irányuló, az alsó sarki áramlás pedig keletről-nyugat felé irányuló sebességre tesz szert. A számítás azt mutatja, hogy a levegőrészecske hat óra alatt a délkör irányában 160 km-rel nyomul előre, zónális sebessége pedig majdnem akkora, mint a délkörmenti, 24 óra alatt pedig annak háromszorosa lesz.

A sebesség u, zónális összetevőjének megjelenésével együtt azonban fellép az eltérítő erő $2\omega \sin\varphi u$ összetevője is, amelynek iránya ellentétes a gradienssel: a felső áramlásban dél felé, az alsóban pedig észak felé mutat.

Hat óránál rövidebb idő alatt ez az összetevő akkorára növekszik, hogy kiegyensúlyozza a gradiens-erőt. Ennek következtében a levegőrészecske további mozgása a délkörmenti összetevővel már lehetetlenné válik : a részecske most már csak a szélességi kör irányába mozog, geosztrofikus sebességgel. Az Egyenlítő felől mozgó részecske esetében ez már a 10—15°-os szélesség alatt bekövetkezik, ahol a zónális sebességnek 15 m/sec-ot kell elérnie, ami megfelel az itt valóban meglévő nyomás gradiensre vonatkoztatott geosztrofikus szélnek.

Ugyanerre a következtetésre juthatunk, ha az impulzus megmaradásának törvényéből indulunk ki. Alább majd kitérünk erre, amikor a nagynyomású szubtrópusi zóna létezését értelmezzük.

A Föld forgása tehát az általános cirkulációnak erősen zónális jelleget kölcsönöz. A cirkuláció a *tisztán zónális cirkuláció* felé közeledik, amelyben a levegőszállítás a szélességi körök irányában következik be.

Ezt a következtetést igazolják a tények is : *az általános cirkuláció zónális összetevői vitathatatlanul túlsúlyban vannak a délkörmenti összetevők fölött.* Az izobároknak, főleg a magas rétegekben, többé-kevésbbé zónális irányuk van, a levegő mozgása pedig közelesik a geosztrofikus mozgáshoz, azaz az izobárok irányában folyik le.

A megfigyelésekből viszont az adódik, hogy *a levegő nyugati irányú mozgása nem csupán a felső, hanem az alsó troposzférában, sőt a sztratoszférában is túlsúlyban van,* még 20—25 km-es, sőt ennél magasabb rétegekben is. Csupán a trópusokon és részben a sarki területeken uralkodik az alacsony rétegekben néhány kilométer magasságig keleti irányú légáramlás, magán az Egyenlítőn azonban egy vékony csíkban a keleti irányú mozgás már a magasabb rétegekre is kiterjed, egészen 10—14 km-ig. Ennek a ténynek a magyarázatára később még visszatérünk.

A légkör tehát egészbenvéve (az említett kivételeket nem tekintve) 20—25 km-es réteg magasságig a sark körül nyugatról keletre forog, forgása tehát ciklonális irányú. Ennek a nagyszabású ciklonnak a közepes sebességét ki lehet számítani az éghajlati térképeken található közepes gradiensből, a geosztrofikus szél képletének segítségével. Értéke 4 km-es magasságban a számítások szerint kb. 22 m/sec ; ez a szám a valóságban eléggé jól jellemzi a légmozgás átlagos állapotát.

5. *A zónális cirkuláció rendellenességei*

Az általános cirkuláció azonban nem csupán egyszerű közelítése a tisztán zónális cirkulációnak. Az elméleti kutatások azt mutatják, hogy a Földön, még teljesen homogén felszín esetén is a tisztán zónális cirkuláció csak akkor lenne lehetséges, ha a légkör minden pontjában sugárzási egyensúly állna fenn, valamint ha megszűnnék a súrlódás, amely a szélnek az izobároktól való eltérését idézi elő. Ha ezek a feltételek nem teljesülnek, a tisztán zónális cirkuláció állandósága elkerülhetetlenül megszűnik, még akkor is, ha az esetleg egyszer már bekövetkezett. A valóságban azonban ez a két feltétel nem teljesül. Ráadásul a földfelszín állapotának inhomogén volta lényegesen eltéríti az izobárokat a zónális iránytól ; a nyomás eloszlására különösen erős befolyása van a kontinensek és tengerek egyenlőtlen eloszlásának és felmelegedésének. Ezért az Északi-féltekén az izobárok zónális menetétől éles eltérések figyelhetők meg, amelyek a lehűlt területek fölött keletkező

magasnyomású »monszunos« tartományok és a felmelegedett területek fölött keletkező alacsonynyomású tartományok kialakulása következtében jönnek létre. A Déli-féltekén, amely óceáni jellegű, ezek az eltérések jelentékenyen kisebbek, mindazonáltal itt is megfigyelhetők.

Mérsékelt szélességeken a zónális cirkulációtól való eltérések ezenkívül ciklonális tevékenységet idéznek elő, amely a nyomás eloszlását még bonyolultabbá teszi. Az általános cirkuláció áramlásainak mindezek következtében (néha rendkívül jelentős) délkörmenti összetevői vannak.

Ezeknek a délkörmenti összetevőknek a létezését közvetlen megfigyelésekkel is meg lehet állapítani. Közvetve igazolást nyert azzal a kiegyenlítő hatással is, amelyet az általános cirkuláció a hőmérsékleti délkörmenti eloszlására gyakorol. Ha egyáltalán nem lennének a cirkulációnak délkörmenti összetevői, akkor nem lenne a Föld magasabb és alacsonyabb szélességi helyei között hőcsere sem. Ez a hőcsere azonban létezik. Részletesebben a 65. §.-ban fogunk rá kitérni.

A délkörmenti összetevőkre vonatkozólag két alapvető tényt említhetünk meg. Először is azok *nem terjednek ki folytonosan minden távolságra a sarktól az Egyenlítőig.* Ez azt jelenti, hogy nincs egyetlen cirkulációs gyűrű a sark és az Egyenlítő között. Másodszor *ezeknek az összetevőknek a különböző délkörökön különböző irányuk van,* azaz az északi és déli összetevőkkel rendelkező áramlások nemcsak egymás fölött helyezkednek el, hanem egymás mellett is megtalálhatók. Ez azt jelenti, hogy a cirkulációnak egyáltalán nincsenek az egész féltekére kiterjedő zárt gyűrűi ; az általunk fentebb feltételezett gyűrűket mintegy szét kell tagolnunk a szélességi körök irányában. Ennek érthető az oka : ha a délkörmenti összetevőnek a szélességi kör minden pontjában azonos lenne az iránya, akkor geosztrofikus szél esetében ez azt jelentené, hogy a bárikus gradiens iránya a szélességi kör minden pontjában azonos. Az ilyen állapot azonban lehetetlen : ebben az esetben ugyanis a szélességi kör bármely pontjában a nyomás szakadást szenvedne, ami lehetetlen.

6. *A cirkuláció sejtszerű tagoltsága*

A tényleges általános cirkuláció tehát a zónális és délkörmenti cirkuláció összege. Mivel a légnyomás a koordináták folytonos függvénye, elméleti megfontolásokból következik, hogy az összetett zónális délkörmenti cirkuláció homogén felszínnel rendelkező bolygó esetében is csupán *különböző, a horizontálisan határos cirkulációk* formájában lehetséges, *amely cirkulációkban a levegőrészecskék mozgásának pályái szöget alkotnak egymással.* Bárikus térben az általános cirkulációnak ezek a »sejtjei« hatásközpontokkal, azaz állandó ciklonokkal és anticiklonokkal kapcsolatosak. A bolygónkon uralkodó tényleges állapotok között ezeknek a sejteknek a számát és eloszlását a felszín inhomogén volta határozza meg : az anticiklonos sejtek a földfelület hidegebb, a ciklonos sejtek pedig ennek melegebb részei fölött keletkeznek. Gyakran megfigyelhető azonban pl. a Csendes-óceán fölött, hogy egy sejt helyett két anticiklonos sejt keletkezik.

A továbbiakban szemügyre vesszük, hogy a légmozgás, a szél közepes eloszlására vonatkozó tényleges adatok hogyan függnek össze a nyomási térrel és megkíséreljük, hogy ennek az eloszlásnak a legfontosabb sajátosságait megmagyarázzuk.

61. §. A nyomás és a légmozgás közepes eloszlása

1. *Izobárikus felületek az atmoszférában*

Az izobárikus felületek hajlása — amint tudjuk — a nyomási gradiens irányát mutatja és arányos a gradiensnek megfelelő széllel. A 32. ábrából látjuk, hogy az izobárikus felületek a 600 mb felülettől kezdve, amely általában véve a 4000 *b* nagyságrendű dinamikus magasságokban fekszik, a 100 mb felületig (kb. 16000 *b*) az Északi-féltekén télen és nyáron egyaránt *az Egyenlítőtől a sark irányában hajlanak*. Különösképpen nagy a hajás a 200 mb felületnél, amely a trópusokon található 12,180 *b* értékről a sarkon nyáron 11,450 *b*-re télen pedig 11,020 *b*-re száll le. Teljesen érthető, hogy az izobárikus felületek magasságkülönbsége az Egyenlítő és a sark fölött a troposzférában a magassággal együtt nő ; ez a melegebb trópusi levegőben található nagyobb bárikus »lépcső«-vel függ össze. *A sztratoszférában* a hőmérséklet az Egyenlítő fölött alacsonyabb, mint a sark fölött és ezért az említett magasságkülönbség csökkeni kezd. Az 50 millibáros felület, (azaz mintegy 20,000 *b* magasságban) és még nagyobb fokban a 25 millibáros felület, (azaz mintegy 25,000 *b* magasságban) nyáron már fordított hajlásra tesz szert, ami a bárikus gradiens irányának ellenkező irányúvá való változásán mutatkozik meg. Télen ez nagyobb magasságokban következik be.

Az *alacsonyabb* izobárikus felületek (1000, 900, 800 mb) az Egyenlítő felett lefelé hajlanak. A szubtrópusok táján felemelkednek, a mérsékelt földrajzi szélességeken ismét leszállnak, a sark felé pedig kismértékben újból felemelkednek.

Az említett állapotok nyilvánvaló módon a légkör nagyobb részében, mintegy a 20 km-es nívóig a nyugati szelek túlsúlyára vezetnek ; csupán az alsó 3—4 km-ben találhatók keleti szelek a trópusokon (nyáron 40°, télen a 30°-tól délre) és a sarkvidékeken (a 70—80°-tól északra). Később erre még részletesebben is kitérünk.

2. *A nyomás és a szél zónális eloszlása a Föld felületén*

A nyomás és a szél átlagos eloszlását a Föld felületén a földrajzi szélességgel való összefüggésében legáltalánosabb vonásaiban a következő szkémával lehet jellemezni :

	Északi félteke				Egyenl.	Déli félteke			
φ fokokban	75	60	30	10	0	10	30	60	80
levegőmozgás	ENE	WSW	NE	ENE		ESE	SE	WNW	ESE
nyomás mb-ben	1014	1012	1019	1012	1010	1012	1018	989	991

A függőleges vonások a szélcsend zónáit jelölik. A táblázatból kitűnik : 1. a kisnyomás egyenlítői övezete ; 2. a nagynyomás övezetei a szubtrópusokon ; 3. a kisnyomású övezetek a közepes szélességeken ; 4. a nyomás növekedése a 60° északi és a déli szélességektől a sarkokig. Ennek megfelelően a szubtrópusok és az Egyenlítő között passzátövezet van, azaz az Egyenlítő felé irányuló övezetekkel rendelkező keleti szelek övezete ; magánál az Egyenlítőnél szélcsendövezet van, ahol mindkét félteke passzátszelei találkoznak ; a szubtrópusokon, kb. a 30—35. szélességi fokok mentén szintén szélcsendövezetek találhatók, amelyek megfelelnek a nagynyomású övek belső részeinek ; a mérsékelt szélességeken túlsúlyban vannak a nyugati szelek, végül az Északi- és a Déli-sarkvidéken a keleti szelek.

A nyomás eloszlásának évi változását a következő táblázat tünteti fel, amely az átlagos nyomást az Atlanti-óceán fölött a 20° nyugati hosszúsága mentén és a tenger szintjén higanymilliméterekben adja meg (az első számjegyet, a 7-et, azaz a száz milliméterek számát elhagytuk).

φ fokokban	75	70	65	60	55	50	45
Január	56,4	52,6	49,9*	51,4	55,8	60,0	63,4
Április	64,0	61,1	57,6	56,1*	57,7	60,0	62,4
Július	61,0	59,6	57,9	57,6*	59,7	62,6	65,4
Október	60,7	58,1	55,1	55,1*	57,6	60,4	62,7

φ fokokban	40	35	30	25	20	15	10
Január	65,7	*66,4*	65,4	64,4	63,1	60,8	59,2
Április	64,1	*65,0*	64,6	63,7	61,9	60,2	58,8
Július	*67,0*	66,0	65,2	63,3	61,6	60,3	59,3
Október	63,8	*64,0*	63,5	62,5	61,2	59,9	58,7

Megjegyzés. A maximális értékeket kurzív szedéssel, a minimális értékeket pedig *-gal jelöltük.

A táblázatból látható, hogy a nagynyomású szubtrópusi övezet nyáron bizonyos mértékben megerősödik és észak felé tolódik el ; a kisnyomás övezete a mérsékelt szélességi fokokon télen kimélyül. Figyeljünk arra, hogy a nyomáskülönbségnek az Atlanti-óceánon a 30° és 10° északi szélességek között csupán 17%-os évi amplitudója van, ugyanekkor a 75° és 65° között a nyomáskülönbség 7—2 mm-ig változik, a 30° és 65° között pedig 16—5 mm-ig. Ennek következtében a trópusokon belül a délkörmenti nyomási gradiensek az év folyamán majdnem állandók maradnak, a trópusokon kívüli szélességi fokokon pedig télen kétszer akkorák, mint nyáron.

A szél közepes sebessége az Északi-sarkvidéken 4—4,5 m/sec nagyságrendű, az Északi-félgömb mérsékelt szélességein 5 m/sec, az északkeleti passzátövezetben 6 m/sec, az ugynevezett egyenlítői szélcsend övezetében 5 m/sec, a Déli-félgömb passzátövezetében 6—8 m/sec, a Déli-félgömb mérsékelt szélességein 9—10 m/sec, a Déli-sarkvidéken 8 m/sec. Ezek a számok természetesen csupán az értékek nagyságrendjéről tájékoztatnak.

A fentebb említett kitüntetett szélirányok állandósága nem egyforma. A passzátszelek irányukat tekintve rendkívül állandók ; a mérsékelt szélességeken viszont a szélirányok rendkívül változékonyak. Az Északi-sarkvidéken a keleti szelek túlsúlya a nyugatiak felett nem nagy és a szélirány állandósága rendkívül csekély.

A szélirány állandóságát, B-t, az átlagos szélvektor ($\mathbf{V}_n$) számértékének és a szélsebesség átlagos szkaláris értékének V'_m hányadosával lehet jellemezni. Ha valamennyi szélirány egyformán gyakori és egyforma sebességű, akkor nyilván $|\mathbf{V}_n| = 0$ és $B = 0$. Ha a szélnek mindig ugyanaz az iránya, akkor $|\mathbf{V}_n| = V'_m$ és $B = 1$. Ennek következtében minél közelebb esik a B értéke az egységhez, annál nagyobb a szélirány állandósága. Az Északi-Atlanti-óceán passzátszeleinek területén $B = 0{,}89$, ugyanakkor Európában csupán 0,29 és az Északi-sarkvidéken 0,18. Az Antarktiszon viszont vannak olyan övezetek, ahol B eléri a 0,83-ot.

3. A nyomás zónális eloszlása a szabad légkörben

A nyomás eloszlását a szabad légkörben az izobárikus felületeknek a 32. ábrán látható helyzetéből állapíthatjuk meg. Megadjuk itt még a nyomás eloszlását meghatározott szinten, mégpedig a *4 km-es szinten az Északi-félgömbön*, amelyet a nyomás földfelszínmenti értékeinek alapján és a hőmérséklet feltételezett függőleges gradiense alapján számítottunk ki (az első számjegyet, a 4-et, amely a százmilliméterek számát mutatja, elhagytuk):

φ fokokban	egyenl.	5	10	15	20	25	30	35	40
Nyomás mm-ekben	74,0	73,4	72,6	72,4	71,4	70,4	68,0	64,6	59,5
φ fokokban	45	50	55	60	65				
Nyomás mm-ekben	53,5	48,0	42,5	35,7	30,7				

A táblázat igazolja, hogy a 4 km-es magasságban az Egyenlítő és a 65° északi szélesség közötti egész zónában létezik egy bárikus gradiens, amely délről észak felé irányul. Ez még tovább, a sarkok felé is megmarad, ámbár nagysága csökken, amint az a 32. ábrán a 600 mb izobárikus felület helyzetéből látható. Ez a nyomáseloszlás a sark körül nyugatról kelet felé 22 m/sec sebességgel áramló stacionárius cirkulációnak felel meg. Csupán magánál az Egyenlítőnél mutat a troposzféra nagy részében a gradiens iránya az Egyenlítő felé, 12—14 km-ig, amint azt pontosabb számítások mutatják. Ez annak az oka, hogy a keleti szelek itt ekkora magasságokig megmaradnak.

Az Északi-Atlanti-óceán fölött nyáron a különböző szélességek közötti nyomáskülönbségeknek a magassággal való változását megfigyelések alapján higanymilliméterekben a következő táblázatban állítottuk össze:

Magasság km-ekben	0	1	2	3	4	5	6	7	8
Nyomáskülönbség mm-ekben:									
10—30° északi szélesség	6	5	4	2	0,5	—1	—2	—3	—4
30—50° « «	—5	—6	—8	—8	—8	—8	—9	—9	—9,3
Magasság km-ekben	10	12	14	20					
Nyomáskülönbség mm-ekben:									
10—30° északi szélesség	—5	—5,4	—5	—2					
30—50° « «	—9	— 6	—4	—0					

Látjuk, hogy a trópusokon 4 km magasságig a bárikus gradiens iránya északról dél felé mutat, nagyobb magasságokban pedig délről észak felé. Mérsékelt szélességeken a gradiens minden magasságban délről észak felé mutat. A délről észak felé mutató maximális gradiens trópusokon 12 km, a mérsékelt szélességeken pedig 8 km magasságban található. Mintegy 20 km magasságban nyáron a gradiens iránya ellenkezőre változik, azaz északról dél felé mutat. Télen ilyen változás nincsen, amint a 32. ábra 50 mb és 25 mb izobárikus felületeinek helyzetéből látható; ez még magasabb rétegekben következik be.

A szélre vonatkozó megfigyelések teljesen megegyeznek ezekkel az adatokkal. 4 km-től 20 km-ig minden magasságban északnyugat és délnyugat közötti átlagos szélirányt találunk; csupán az egyenlítői keskeny övezetben (pontosabban az 5—10° é. sz. alatt), ahol a gradiensek mindkét oldalról az Egyenlítő felé irányulnak, maradnak meg a keleti irányok nagyobb magasságban, egészen 12—14 km-ig. Ily módon *a légkör 4 km-től 20 km-ig terjedő*

magasságban középértékben egyetlen hatalmas ciklonális vihart képvisel az egész félgömb fölött, amely az óramutató járásával ellenkező irányban forog a sark körül.

20 km fölött a gradiens irányváltozásának megfelelően a nyugati szelek keletiekké változnak (sztratoszférikus keleti légáramlás).

4. A légköri hatásközpontok fogalma

Az általános cirkuláció átlagos állapotaival részletesebben az éghajlati térképekről lehet megismerkedni. Tegyük vizsgálat tárgyává mindenekelőtt a nyomás és a szél földrajzi eloszlásának alapvető sajátságait a Föld felületén télen és nyáron (6. és 7. mellékletek). Az éghajlati térképek igazolják a fentebb értelmezett törvényszerűségeket, ugyanakkor pedig megmutatják, hogy az izobárok még középértékben sem egyeznek meg a szélességi körökkel és általában a kis- és megnövekedett nagynyomású zárt tartományokat alkotnak; ennek megfelelően a szeleknek sincsenek egyforma irányai a szélességi kör egész kiterjedésében.

A kis- és nagynyomás tartományait az *éghajlati* térképeken *légköri hatásközpontoknak* nevezik. Ezt az elnevezést gyakran alkalmazzák a *szinoptikus* térképeken a kis- és nagynyomás állandó tartományaira, azaz a centrális ciklonokra és stacionárius anticiklonokra. Világos fogalmat kell azonban alkotnunk magunknak az éghajlati és szinoptikus hatásközéppontok különbségéről. A *szinoptikus* hatásközéppont egy tényleges nyomásrendszer, amely egy határozott körzetben tartósan fennáll, előbb vagy utóbb azonban megszűnik (néha megszűnése előtt eltolódhatik az adott körzetből). Az éghajlati hatáscentrum statisztikai eredménye az ugyanolyan előjelű nyomásrendszerek uralmának az adott körzetben (főként a szinoptikus hatásközéppontok uralmának). Az éghajlati hatásközéppontot, amely egyszersmindenkorra adott az éghajlati térképen és a szinoptikus hatásközéppontot, amely egy adott éghajlati centrum körzetében figyelhető meg, a rövidség kedvéért gyakran egyformán nevezzük; így pl. az »azori anticiklon« kifejezést mind klimatológiai értelemben, mind pedig az Atlanti-óceán szubtrópusi részén valóban fellépő anticiklonra vonatkoztatva használjuk. Mindazonáltal ezeket a fogalmakat nem szabad összezavarni.

5. A nyomás és a szél közepes eloszlása az éghajlati térképeken

Mindenekelőtt felsoroljuk az úgynevezett *állandó* hatásközéppontokat, amelyek bármely évszak éghajlati térképein egyaránt megfigyelhetők (lásd a 208. és a 209. ábrát, valamint a 6. és 7. mellékleteket). Ezek a következők:

1. *Az egyenlítői depresszió*, amely nem esik pontosan a földrajzi Egyenlítőre, nagyobb részben az Egyenlítőtől északra húzódik; csupán az Indiai-óceánon mozdul el télen a Déli-félgömbre (a tél fogalmán az Északi-félgömb telét értjük).

»*A szélcsend övezete*«, amely összefügg az egyenlítői depresszióval és lényegét tekintve egyáltalán nem tűnik ki szélcsendjével: itt változékony irányú szeleket találunk gyakori szélrohamokkal. Téltől nyárig (az Északi-félgömb fogalmainak megfelelően) az egyenlítői depresszió és mindkét szélcsendi övezet kismértékben észak felé tolódik; pl. az Atlanti-óceán fölött a szélcsend övezete márciusban az Egyenlítő és a 3. szélességi fok között helyeződik el, szeptemberben pedig a 3. és 11. szélességi fokok között.

Az egyenlítői depresszió mindkét oldalán nagynyomású szubtrópusi övezetet látunk, a 30—40. szélességi fokok között egészen 1020—1025 mb-ig terjedő maximális nyomással. Ezek az övezetek különböző területekre, úgynevezett *szubtrópusi anticiklonokra* tagozódnak, amelyek túlnyomóan óceáni jellegűek. Az Északi-félgömbön ezek a területek a következők :

2. *Az azóri (Észak-Atlanti-óceán-i) anticiklon* az Atlanti-óceán szubtrópusi szélességein ;



208. ábra. A nyomás átlagos eloszlása az Északi-félgömbön télen a tenger szintjében

3. *A honolului (Észak-Csendes-óceán-i) anticiklon* a Csendes-óceán szubtrópusi szélességein.

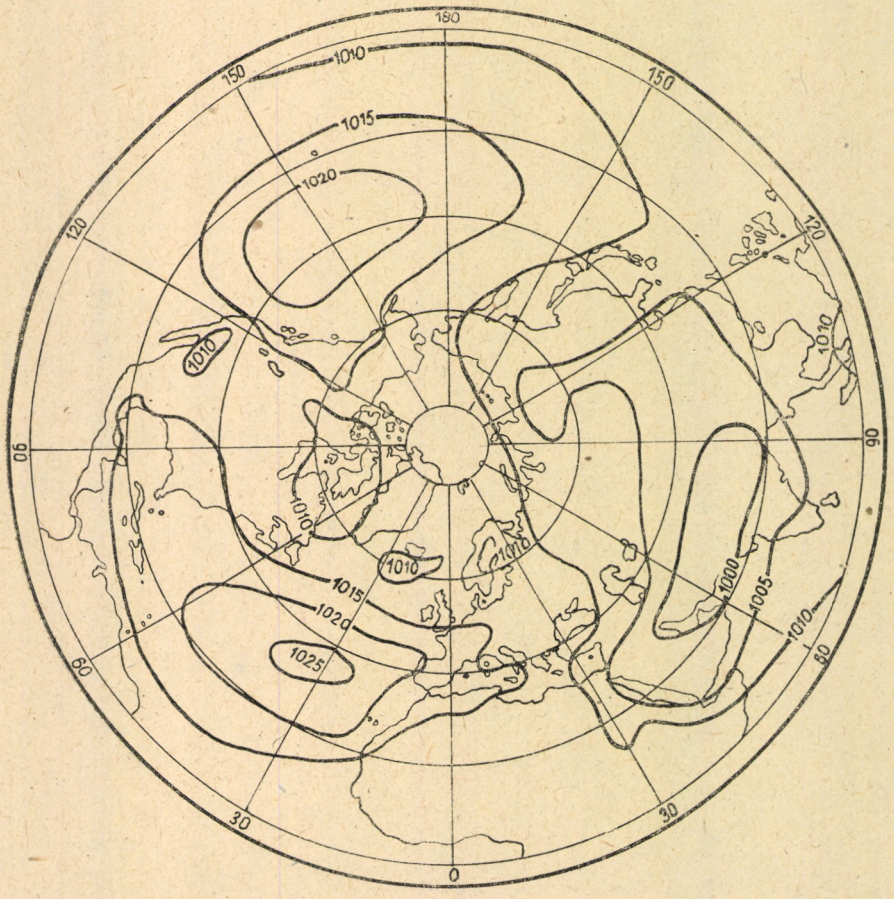
A Déli-félgömbön három ilyen óceáni anticiklon van :

4. *A Dél-Atlanti-óceán-i* vagy a Szent Ilona-szigeti anticiklon ;

5. *A Dél-Csendes-óceán-i anticiklon ;*

6. *A Dél-Indiai-óceán-i,* vagy a Szent Mauritius-szigeti anticiklon.

A nagynyomású övezetekbe való behorpadások ily módon Észak-Afrika, Ázsia és Ausztrália fölött fordulnak elő. Igaz, télen (az illető félgömb telén) Észak-Afrikában, Dél-Ázsiában és a Déli-félgömb kontinensei fölött nagy a nyomás, de ezeknek a nagynyomású területeknek nincs (klimatológiai értelemben) állandó jellegük, miként a fentebb felsoroltaknak ; nyáron ezek kisnyomású területekké változnak.



209. ábra. A nyomás átlagos eloszlása az Északi-félgömbön nyáron a tenger szintjében

Az óceáni anticiklonok az Északi-félgömbön nyáron erősebben fejlődnek ki és az Egyenlítőtől a mérsékelt szélességek irányában messzebbre terjednek ki ; az azori anticiklon nyáron benyúlik Európa fölé is.

A *passzátok* az Egyenlítő felé éppen a szubtrópusi anticiklonok déli részein áramlanak. Ezeknek a légáramlásoknak az Északi-félgömbön általában északkeleti, a Déli-félgömbön pedig délkeleti irányuk van. Amint a térképről azonban könnyen látható, a szubtrópusi anticiklon délkeleti részein az Északi-félgömbön az északi irányú összetevő van túlsúlyban, a délnyugati részeken pedig a passzátok iránya tisztán keletivé válik és még déli össze-

tevőre is szert tehet. Jegyezzük meg még, hogy a passzátok már az 1 km közelébe eső magasságokban az anticiklon izobárjai irányába mutatnak és ennek következtében inkább keleti, mint északkeleti és délkeleti szelek.

A troposzféra felső felében a nagynyomású területek az Egyenlítő felé tolódnak el és főként a szárazföldek felett helyezkednek el (210. és 211. ábra); ezért ezekben a magasságokban a szélirányok a passzátok területén túlnyomóan nyugatiak, a magas szélességi fokok felé mutató összetevőkkel; ezek az úgynevezett *antipasszátok*.

A szubtrópusi anticiklonok belső részein a szelek gyengék; ezek *a szélcsend szubtrópusi övezetei*.

A 30—40. északi szélességi foktól északra az éghajlati térképeken mind a Föld felszínén, mind pedig 20 km-ig valamennyi szinten *a nyugati szelek uralmának övezetét* látjuk. Az Északi-félgömb mérsékelt szélességein a kisnyomású folytonos övezeteket azonban nem találtunk; legalább is a talajmenti térképeken két *óceáni depresszióra* tagolódnak szét. Ezek

7. az *izlandi* az Atlanti-óceánon és
8. az *aleuta-szigeti* a Csendes-oceánon.

Ezek a depressziók télen rendkívül elmélyülnek és kiszélesednek (a nyomás a centrumban 1000 mb-ig, vagy az alá süllyed), nyáron pedig meggyengülnek; sőt az aleuta-depresszió a nyári ázsiai depresszió alig észrevehető kiszögellésévé alakul át, amelyről később fogunk beszélni.

Térjünk most át az évszakos hatásközéppontokra, azaz az olyan középpontokra, amelyeket csak télen vagy nyáron lehet felfedezni az éghajlati térképen, az ellenkező évszak térképén pedig ellenkező értelemben vett hatásközépponttá alakulnak át.

A mérsékelt szélességeken Amerika, de különösen Ázsia fölött a nyomás télen nagy. Ezek a *téli anticiklonok*.

Ilyenek:

9. A rendkívül hatalmas *ázsiai* anticiklon, amelynek középpontja Mongólia fölött van és nyomása januárban 1035 mb-ig emelkedik.
10. A *kanadai* anticiklon (1020 mb-nál magasabb nyomással).

Nyáron ezek *nyári depressziókká* alakulnak át. Ilyenek:

11. Az ázsiai (délázsiai, előázsiai) depresszió, amelynek középpontja Délnyugat-Ázsia fölött van (kb. 995 mb nyomással);
12. Az *északamerikai* depresszió (kb. 1011 mb nyomással).

Ezek a nyári depressziók a trópusok szélességéig terjednek, s ezzel megbontják a nagynyomású szubtrópusi övezet egységét.

A Déli-félgömbön a mérsékelt szélességek kisnyomású övezete nem tagolódik különböző depressziókra. Ez a földfelszínnek ezen a szélességeken való homogén jellegével kapcsolatos. Ezért ezt az övezetet egyetlen hatásközéppontnak lehet tekinteni:

13. *A Déli-félgömb mérsékelt szélességeinek kisnyomású övezete*

Évszakos nyári depressziókat a szárazföldek fölött a szubtrópusokon a Déli-félgömbön is találunk. Ezek:

14. *A nyári depresszió Ausztrália fölött;*
15. *A nyári depresszió Dél-Amerika fölött;*
16. *A nyári depresszió Dél-Afrika fölött.*

Télen ezek anticiklonokká alakulnak:

17. *A téli ausztráliai anticiklon;*
18. *A téli délamerikai anticiklon.*

Az éghajlati térképeken az Északi-sarkvidéken is feltűnik egy állandó jellegű hatásközéppont:

20. *Az arktikus anticiklon;* ez azonban rendkívül elmosódottan jut kifejezésre, ami az Északi-sarkvidéken fennálló eléggé intenzív ciklonális tevékenység következménye. Ezzel összefüggésben a keleti szelek gyakorisága és a szélirány állandósága az Északi-sarkvidéken csekély, mint ahogy már fentebb megjegyeztük. A Papanyin-expedíció megfigyelései igazolják ezt.

Az Antarktiszon jobban kifejlődött és szemmelláthatóan állandóbb jellegű hatásközéppontot találunk. Ez

21. *Az antarktikus anticiklon.*

Beszélhettünk volna még kevésbbé jelentős hatásközéppontok egész soráról, mint amilyen a földközitengeri depresszió, a középázsiai nyári depresszió, az egyenlítői depresszió különféle körzetei. Ezek többnyire jelentősebb hatásközéppontok részei. Ezekre kitérni nem szükséges.

A nyomás eloszlása a magasság növekedésével zónálisabb jelleget ölt, amint az a magasabb szintekre vonatkozó térképről látható. Közöljük itt az 500 millibáros felület topográfiájának átlagos januári és júliusi térképét, amelyet a közelmúltban Pogoszján szerkesztett (210. és 211. ábra); összehasonlítás céljából közöljük ezenkívül ugyanezekre a hónapokra vonatkozólag az RT^{500}_{1000} térképeit is, amelyek a troposzféra alsó felében a hőmérséklet eloszlását mutatják (212. és 213. ábra). A térképeken (210. és 211. ábra) látható, hogy a különböző éghajlati hatáscentrumok a magasság növekedésekor kiegyenlítődnek; a troposzféra felső részében lényegében véve mindegyik félgömbön megmarad az egyenlítői nagynyomású övezet, valamint a mérsékelt és magas szélességeknek a depressziója, amelynek középpontja a sark közelébe esik.

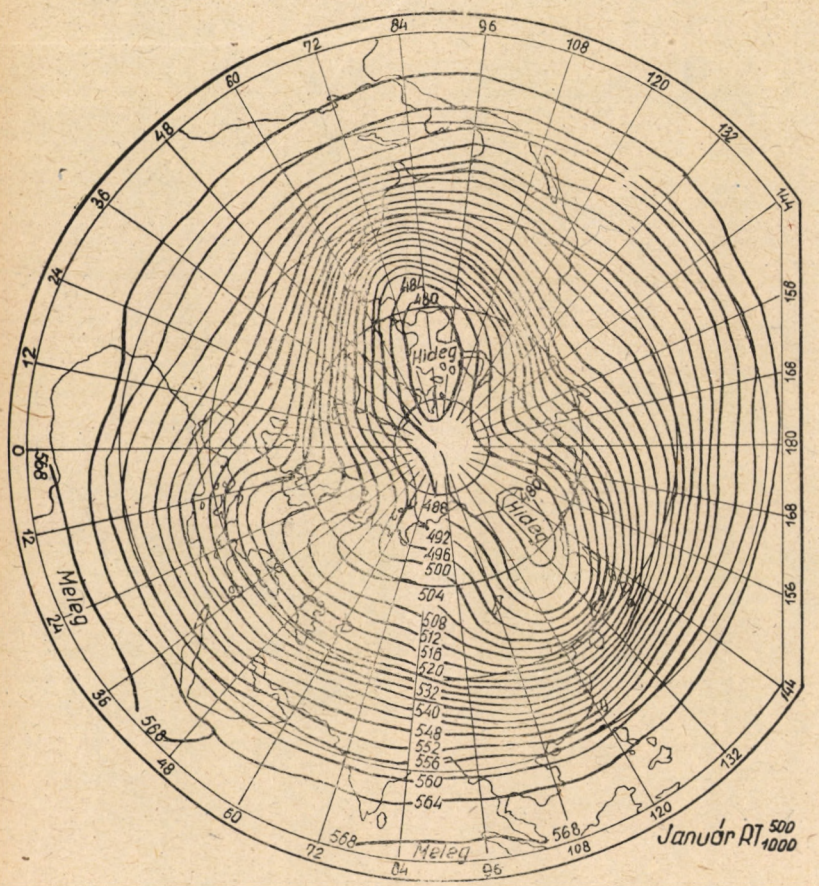
A talajmenti hatásközéppontok a troposzféra középső részére vonatkozó térképeken túlnyomóan a rétegvonalak és izobárok általános zónális menetében hullámvonalú eltérésként jelennek meg. Hasonló eltéréseket találunk a troposzféra középső részére vonatkozó, néhány napos átlagot feltüntető térképeken is. Itt ezek a *szinoptikus* hatásközéppontok tükröződései.

A fejtegetésekből világos, hogy a mérsékelt szélességeken a magassággal növekszik a nyugati szelek gyakorisága is; Közép-Európában pl. a síkságon a nyugati szelek gyakorisága 54%, a keletieké 30%. A Säntisen (2500 m) a nyugati szelek már 71%-ot adnak, a keletiek csupán 16%-ot. A trópusokon és a mérsékelt szélességeken az alsó szintekben uralkodó keleti szelek a felső troposzférában az ott kialakuló nyomási gradiensnek megfelelően nyugatiakká változnak.

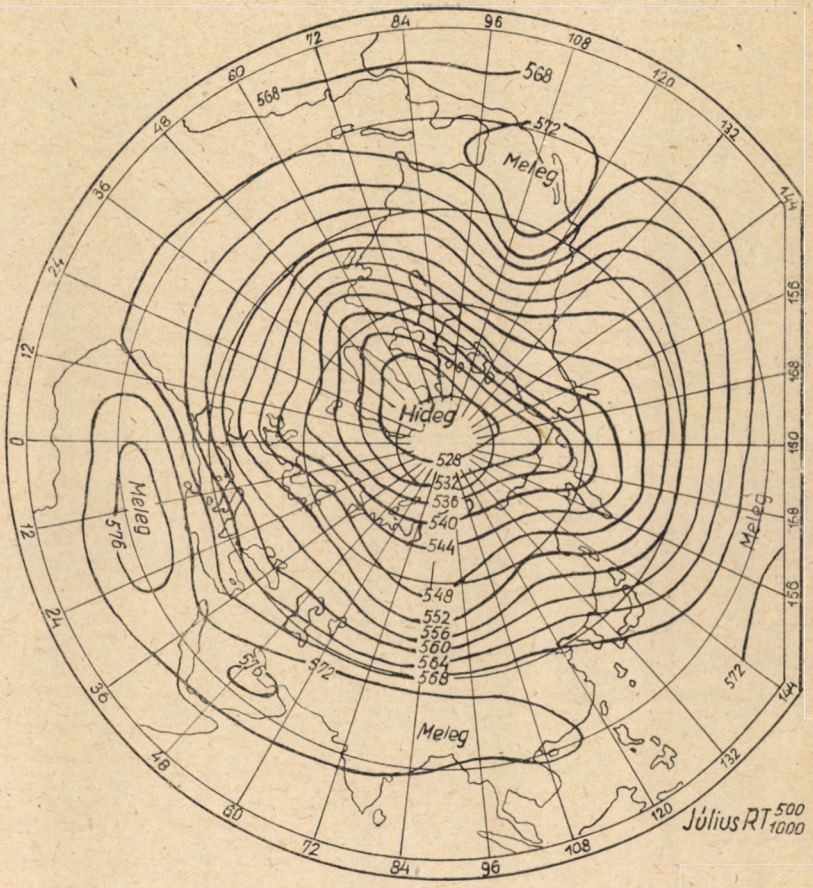
62. §. Az általános cirkuláció délkörmenti összetevői

1. A legegyszerűbb szkéma

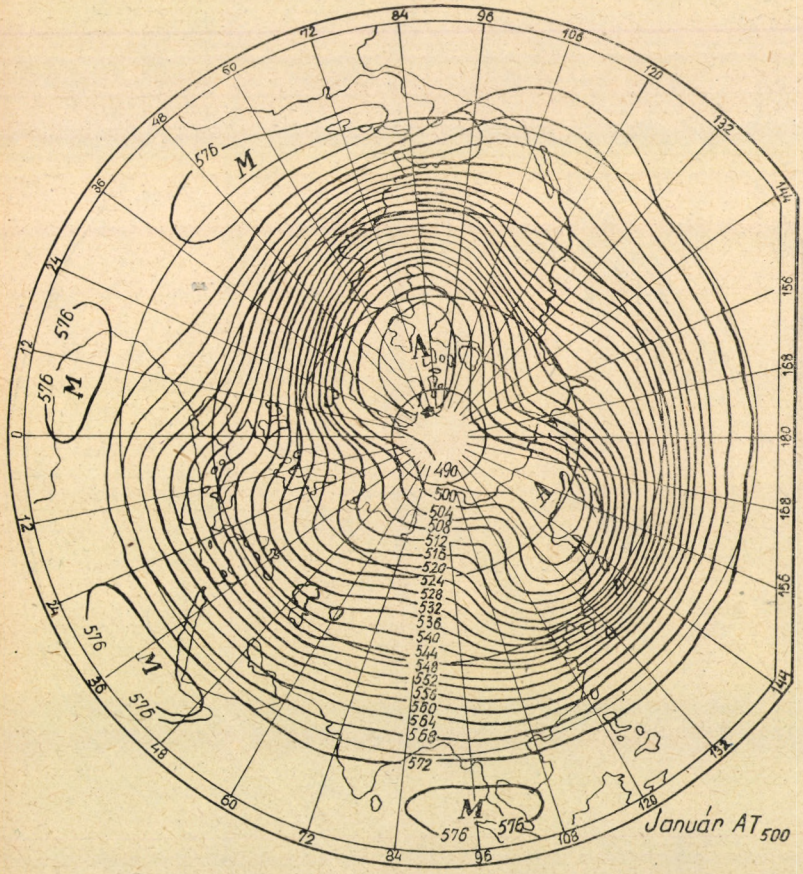
A zónális mozgások kérdését most elhagyhatjuk és azt fogjuk megvilágítani, hogy miként oszlanak el az általános cirkulációban a *délkörmenti* összetevők. Itt is rendkívül vázlatos képre kell szorítkoznunk, amely nem tükrözi vissza a valóságos szinoptikus folyamatok teljes bonyolultságát. Először is még a különböző délkörökön való mozgások különbségét is elhanyagoljuk, azaz *a mozgás délkörmenti összetevőit azonosnak tekintjük az egyes szélességi körök valamennyi pontjában.*



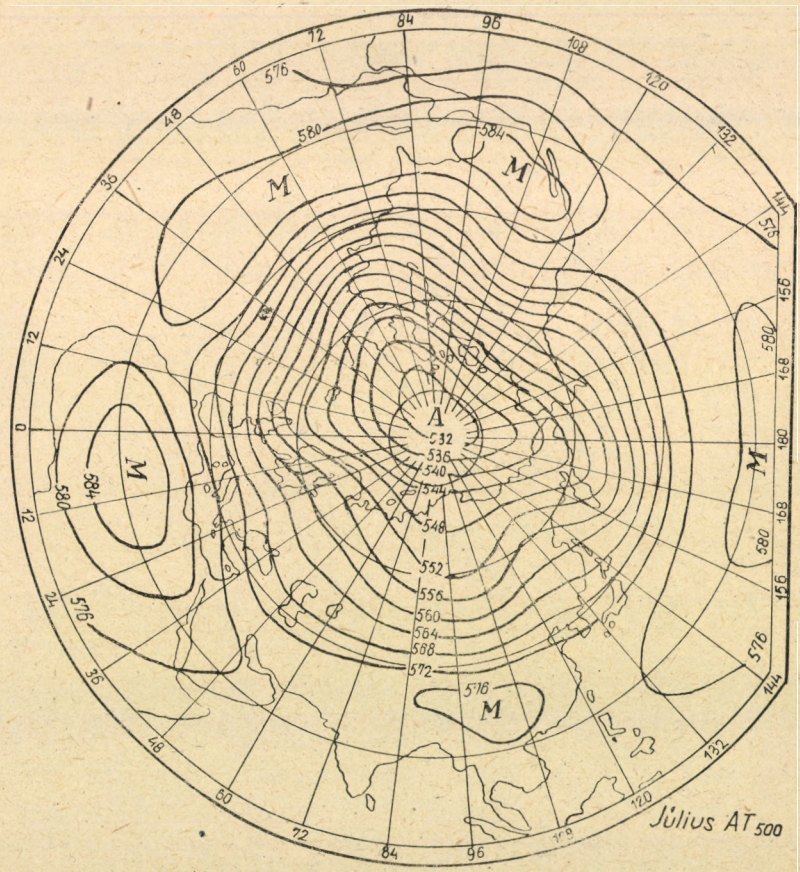
212. ábra. Az 500 mb-os izobárfelület relatív topográfiája az 1000 mb-os szintre vonatkoztatva januárban (Pogoszjan szerint)



213. ábra. Az 500 mb-os izobárfelület relatív topográfiája az 1000 mb-os szintre vonatkoztatva júliusban (Pogoszjan szerint)

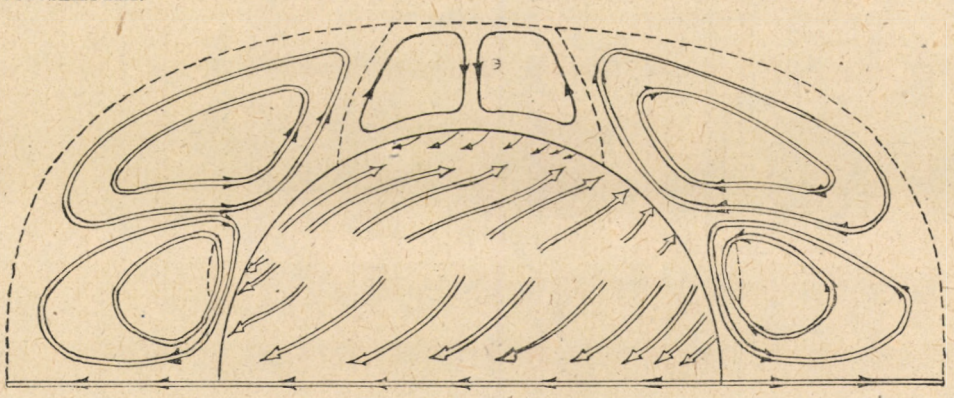


210. ábra. Az 500 mb-os izobárfelület abszolút topográfiája az Északi félgömb felett januárban (Pogoszjan szerint)



211. ábra. Az 500 mb-os izobárfelület abszolút topográfiája az Északi félgömb felett júliusban (Pogoszjan szerint)

Nyilvánvaló, hogy mind a két félgömbön kell létezniök bizonyos szomszédos cirkulációs gyűrűknek, amelyek a különböző szélességi övezetekben helyezkednek el. A legegyszerűbb szkémát, amely V. Bjerknesnek és tanítványainak 1920. körüli munkáiban jelent meg először a 214. ábra mutatja, amelyen a trópusi áramlásokat kettős vonalak, a polárisokat pedig közönséges vonalak ábrázolják. *Mindenekelőtt ott találjuk a trópusi levegő gyűrűjét a passzát-cirkulációban:* a levegő az Egyenlítő felett felemelkedik, antipasszátok formájában a szubtrópusi szélességek felé áramlik, itt leszáll és passzátok formájában az Egyenlítő felé áramlik. Másodsorban megtaláljuk *a trópusi levegő gyűrűjét,* amely a szubtrópusi zónából az alacsony rétegekben áramlik a mérsékelt szélességek felé. Ennek a gyűrűnek a felszálló ága a poláris fronton van, azaz a trópusi és poláris légtömegek határfelületén, amely az egész félgömböt kb. a 60. szélességi fok fölött megkerüli. Ettől a gyűrűtől északra és a poláris fronttól északra van a *poláris levegő gyűrűje,* amely alul a sarktól dél felé áramlik, a felső rétegekben megfordítva, a sark felé folyik és fölötte leereszkedik.



214. ábra. A légkör általános cirkulációjának vázlata V. Bjerknes szerint (1921.)

A trópusi levegő utóbbi gyűrűje a mérsékelt szélességeken a cirkuláció normális irányával ellentétesen forog : felfelé irányuló mozgása van a magasabb, azaz hidegebb szélességeken, lefelé irányuló pedig az alacsonyabb szélességeken. Itt nyilvánvaló módon kényszercirkulációval van dolgunk, amely energiáját a két szomszédos normális cirkuláció : a passzát és a sarki levegő cirkulációjának energiájából kapja.

2. *A cirkulációs gyűrűk összefüggései*

A most tárgyalt vázlat azonban csak nagyjából fedi a tényleges állapotokat.

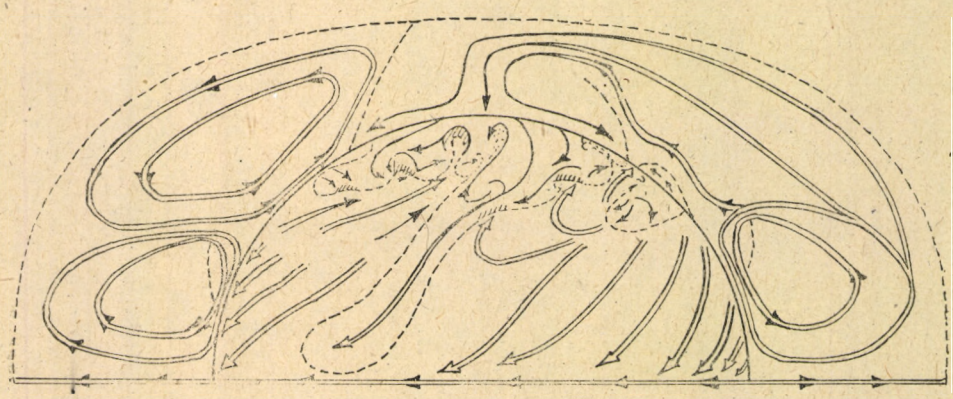
Mindenekelőtt a trópuson kívüli szélességek két cirkulációs gyűrűje közül egyiket sem lehet a legkisebb mértékben sem zártnak tekinteni ; a trópusi levegő nem tér vissza teljesen a szubtrópusokra a magas rétegekben, hanem legalább is nagyrészben a polárfrontos terület fölött messzire behatol a sark fölé, a poláris levegő gyűrűjébe és itt poláris levegővé alakul. Pontosan ugyanúgy hatol be a poláris levegő a poláris front délfelé való eltolódásakor messze a szubtrópusokra és itt trópusi levegővé alakulva vagy a passzátokba

özönlik be, vagy fordított úton, most már a trópusi légáramlással visszatér a sark felé. Ugyanakkor a poláris levegőnek a poláris front mentén való felemelkedését és a cirkulációs gyűrű fordított ágában észak felé való visszatérését nem lehet megfigyelni. Tudjuk, hogy a ciklonokban túlnyomóan trópusi levegő emelkedik fel, a poláris levegő pedig mindig a Föld felülete mentén terjed.

A trópuson kívüli cirkuláció mindkét feltételezett gyűrűjét és a passzátcirkuláció gyűrűjét ilymódon egyetlen egészbe kapcsoltnak kell képzelni. Minden levegőrészecske megteheti valamilyen módon a troposzférában az egész utat a sarktól az Egyenlítő felé és fordítva, sőt belekerülhet a másik félgömb cirkulációjába is.

A cirkulációs gyűrűk összefüggését az általános cirkuláció *horizontális tagoltsága*, azaz a nyomás és áramlás szélességi fokok szerint való eloszlásának inhomogén volta határozza meg.

A poláris levegő a különböző áramlásokban mindig áttör dél felé. A trópusi levegő szintén nemcsak fölötte, hanem jelentékeny mértékben mellette áramlik, párhuzamos légáramlások formájában.



215. ábra. Az általános cirkuláció Bjerknes-féle szkémájának továbbfejlesztése

A 215. ábra, amely a 214. ábra szkémájának továbbfejlesztése, a cirkuláció függőleges gyűrűinek kapcsolatát és a cirkuláció vízszintes tagoltságát mutatja a mérsékelt szélességeken. Ezen vázlaton többek között a következő részletek találhatók:

1. A vázlat függőleges metszetének jobboldali részén a poláris front fölé emelkedő trópusi levegő sarki levegővé alakul át és a trópusok felé már alacsony poláris áramlás formájában tér vissza:

2. mintegy a vázlat közepén (a vízszintes metszetben) a sarki áramlás látható, amely mélyen behatol a trópusokra és a poláris fronton, kialakuló ciklonsorozatok hátoldalán közvetlenül belép a passzát cirkulációba. A trópusokon a sarki levegő trópusivá alakul át;

3. az ábra azt is megmutatja, hogy a sarki levegő fordított irányú mozgása a felső rétegekben nem fordul elő, azaz, hogy gyűrűje ténylegesen félgyűrű. A metszet jobboldali részén félgyűrű formájában — amelynek nincs fordított áramlása a trópusok felé a magas rétegekben — fel van tüntetve a trópusi levegő cirkulációja a mérsékelt szélességeken is.

Látjuk, hogy a cirkuláció legegyszerűbb vázlatának ezekben a továbbfejlesztéseiben igen fontos szerepet játszik a *levegőtömegek* kölcsönös *átalakulása.*

A 175. ábra vázlata a cirkuláció horizontális tagoltságát mutatja be az Északi-félgömb fölött ; ez megfelel a 215. ábrán bemutatott függőleges vázlatnak. A trópuson kívüli áramlás szomszédos horizontális áramlásokra való széttagolódása ezen a szkémán a trópuson kívüli szélességeken található váltakozó depressziókkal és anticiklonokkal függ össze. Az északkeleti poláris szelek a délnyugati trópusi áramlásokkal négy fő (sarki) front (szaggatott vonalak) mentén érintkeznek. A sarki poláris levegő ezek között a frontok között szabadon behatol a szubtrópusokra és beleömlik a passzátokba. Mindegyik fronton a ciklonális háborgások sorozata látható, azaz a frontális felület olyan hullámai, amelyek bizonyos idő múlva ciklonokká alakulnak. Mindegyik örvény elülső részén a trópusi levegő először a Föld felülete mentén, azután a sarki levegő fölött észak felé hatol, ezzel ellentétben minden ciklon, főként pedig az összes sorozat hátoldalán (az anticiklonok elülső részén) a poláris levegő dél felé hatol.

A ciklonsorozat ily módon határjelenség a poláris áramlás baloldala és a szomszédos trópusi áramlás között. Ezzel együtt a ciklonsorozatoknak a poláris fronton, a poláris és trópusi áramlások között való kifejlődése meghatározza ezeknek az áramlásoknak az irányát, azaz a poláris levegőnek a trópusok felé és a trópusi levegőnek a sarkok felé való behatolását. A nagynyomású szubtrópusi övezet mérsékelt szélességek felé fordult kerületén a trópusi levegőnek nyugatról kelet felé kell mozognia. Abból a célból, hogy mozgásában megjelenjék egy, a sark felé irányuló összetevő, szükséges, hogy mérsékelt övezetben a szélességi kör irányába mutató bárikus gradiensek jöjjenek létre ; csak ezek teszik lehetővé, hogy a trópusi levegő mozgásában a sark felé irányuló összetevőre tegyen szert. Abból a célból is szükség van a szélességi körök irányába mutató bárikus gradiensekre, hogy a poláris levegő délfelé hatolhasson. Ezek a gradiensek is a poláris frontokon való ciklonképződés során keletkeznek.

Következőleg a mérsékelt övezet ciklonjai és a közöttük helyetfoglaló anticiklonjai nem jelentik a légkör esetleges jelenségeit. *Ezek lényegesen szükségszerű tagjai a légköri cirkulációnak a mérsékelt* szélességeken. A Föld sarki és trópusi szélességei közötti levegőcsere mechanizmusa épp a ciklonális tevékenységgel azonos.

3. Az általános cirkuláció főfrontjai

A 175. és 215. ábrák vázlatainak értelmében *nincs egységes poláris front*, azaz egyetlen folytonos felület, amely a mérsékelt szélességeken az egész Földgömböt körülövezi. Ez teljesen megegyezik a szinoptikus tényekkel. A valóságban mindegyik félgömb mérsékelt szélességein a poláris frontnak mindig van néhány (mintegy négy) *különböző ága*, vagy helyesebben szólva mindig vannak különböző poláris frontok. Mindegyikükkel kapcsolatban van a ciklonnak rajtuk keletkező sorozata. Ha a mechanikából származó külsőleges analógiát akarnánk használni, akkor azt mondhatnánk, hogy a poláris frontok örvényei a hajtószíjak és a fogaskerekek, amelyek a troposzférabeli cirkulációk mozgási mechanizmusának különböző részeit egyesítik egymással.

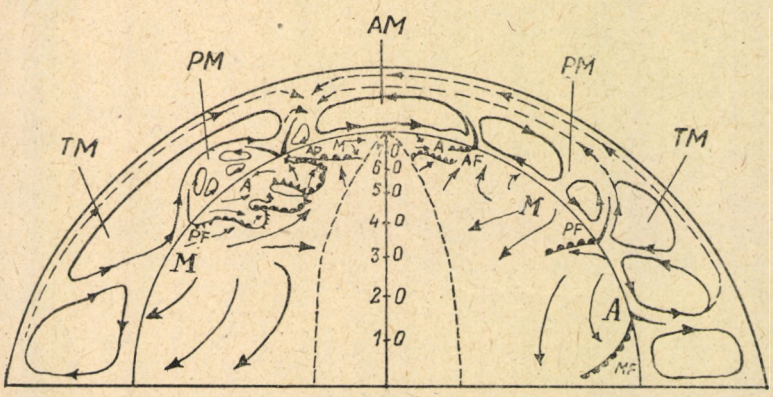
A poláris frontokon kívül vannak másféle típusú főfrontok is, amelyek létezését előbb már megállpítottuk. Idetartoznak :

1. *a trópusi frontok* a két félgömb passzátjai között, illetőleg a monszun és passzát között (mint pl. az Indiai-óceánon) ;

2. *az arktikus frontok*, amelyek a mérsékelt szélességek légtömegeit a közvetlenül arktikus eredeti légtömegektől elválasztják.

Az arktikus levegő és az arktikus frontok létezése lehetővé teszi, hogy az általános cirkulációnak a fentiekben idézett vázlatát lényegesen kiegészítsük.

A poláris frontok (az Északi-félgömbön) a 40—50. szélességi fokok táján a kisnyomású, trópuson kívüli övének déli kerületén haladnak ; ez az övezet tehát nem a poláris és trópusi levegő határán fekszik, amint azt a 214. ábra vázlata feltételezte, hanem túlnyomóan a *poláris levegőn belül*, és a 60. szélességi fok mentén állandóan jelenlevő hatalmas és mély centrális ciklonok eredménye. A poláris levegő az Északi-félgömb mérsékelt szélességein, tehát a leggyakrabban a centrális ciklonok déli kerülete mentén nyugatról kelet felé áramlik, a trópusi levegővel párhuzamosan, amely szintén nyugatról keleti irányban áramlik a szubtrópusi anticiklonok északi perifériáján. Csupán a poláris frontokon kialakuló örvények következtében térnek el a poláris áramlások felé, a trópusiak pedig északra, és ezzel a mérsékelt szélességek és a trópusok között a levegőtömegek cseréjét hozzák létre.



216. ábra. A légkör általános cirkulációjának vázlata Bergeron és Swoboda szerint (1932.)

A kisnyomású trópuson kívüli övezetnek északi perifériáján (vagy ami ugyanaz, a poláris anticiklon déli perifériáján), már túlnyomóan keleti szeleket találunk. A közvetlenül arktikus eredetű levegő, amelyet ezek a keleti szelek közvetítenek, az év nagy részének folyamán jelentékenyen hidegebb, mint azok a légtömegek, amelyek régóta a mérsékelt szélességeken találhatók. Ezért a 70—75. szélességi fokok táján gyakran *arktikus frontok* keletkeznek, amelyek az arktikus eredetű hűvös levegőt elválasztják a mérsékelt szélességek levegőjétől. Ezekben szintén keletkeznek ciklonális háborgások és közbülső anticiklonok és ezek a folyamatok teljesen analóg jellegűek a poláris frontok folyamataival. Az arktikus frontokon fellépő ciklonális tevékenység következtében az arktikus levegő betör a mérsékelt szélességekre, a mérsékelt szélességek légtömegei pedig behatolnak az Északi-sarkvidékre.

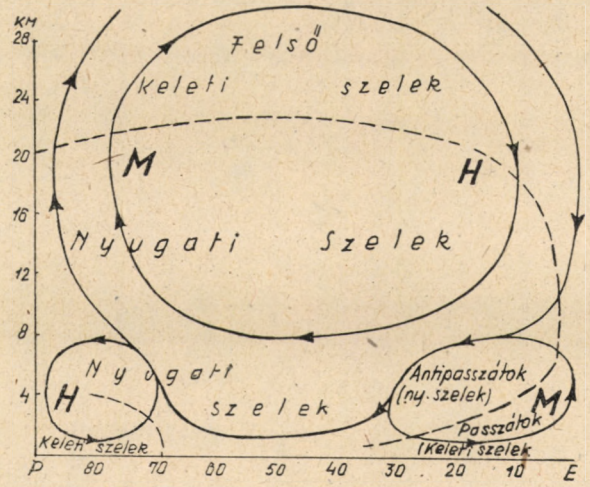
Az arktikus frontok létezése megköveteli, hogy az általános cirkuláció vázlatába mindkét félgömbön *még két függőleges gyűrűt* vegyünk fel : az arktikus front felé áramló poláris levegő gyűrűjét és az arktikus levegő gyűrűjét. A 216. ábrán Bergeron és Swoboda nyomán (1932.) az általános cirkuláció legteljesebb vázlatát adjuk ; ezen a vázlaton a poláris fronton kívül fel vannak tüntetve még a trópusi és arktikus frontok is. Az ábra nem csupán a különböző

cirkulációs gyűrűket mutatja, hanem azok egymás közötti kapcsolatait is. A rajz baloldala a grönlandi anticiklon (M_1), az arktikus front és az izlandi centrális ciklon (A_1) metszetét mutatja, az utóbbi perifériáján található egész ciklonsorozattal, (úgy, hogy a poláris front a rajzot kétszer metszi), idetartozik az azori anticiklon (M_2) is.

A rajz jobboldala a Barentsz-tenger feletti depresszió (A_2), az arktikus front, a Szovjetunió területei fölötti kontinentális anticiklon (M_3), a poláris front, valamint a kisnyomású Szudán fölötti, trópuson belüli területének (A_3) a trópusi front mentén való metszetét mutatja.

4. *A függőleges cirkuláció vázlatának kiegészítése a sztratoszférán belüli folyamatokkal*

Mint ahogyan ennek a paragrafusnak az első pontjában említettük, V. Bjerknes vázlatában a trópikus levegő gyűrűje mérsékelt szélességeken a cirkuláció normális irányával ellentétes értelemben forog. Amerikai mete-



217. ábra. A légkör általános cirkulációjának szkémája Elliot szerint (1943.)

orológusok (Krik, Elliot, 1943.) bizonyos értelemben módosították Bjerknes vázlatát, azzal, hogy vizsgálat tárgyává tették a 30 km szintig terjedő réteget. Ezáltal lehetségessé vált az általános cirkuláció normális irányban forgó valamennyi gyűrűjét előállítani.

A 217. ábra bemutatja az általános cirkuláció átalakított vázlatát. A cirkulációt alapjábanvéve a *sztratoszférában* fennálló hőmérsékleti különbségek, azaz az Egyenlítő feletti hidegcentrum és a sark feletti melegcentrum határozza meg. Ezzel összefüggésben megalapozást nyer a cirkuláció alapvető normális irányú nagyméretű gyűrűje ; amely a 20—30 km-nél magasabb rétegekben a sarktól az Egyenlítő felé és az alacsonyabban fekvő rétegekben az Egyenlítőtől a sark felé mutat. A Föld forgásának eltérítő hatása a felső légáramlatnak keleti, az alsónak pedig nyugati irányt ad. Ezzel magyarázhatók a sztratoszféra alsó rétegében és a troposzféra nagyrészében uralkodó nyugati szelek.

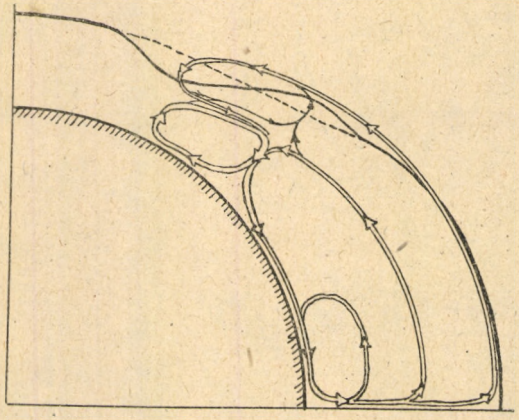
A *troposzférikus* meleg- és hidegcentrumok, amelyek ellentétesen helyezkednek el a sztratoszférabeliekkel, még két cirkulációs gyűrűt hoznak létre. Ezek kevésbbé jelentősek, mint az előbbi: egyikük a poláris frontnál keletkezik, a másik a passzátgyűrű. Épp ezekkel a gyűrűkkel kapcsolatos az, hogy a troposzféra alsó részében a magas szélességeken és a passzátok vidékén keleti szelet lehet megfigyelni. *Mindezek a cirkulációs gyűrűk normális forgásúak.*

A trópusi levegő, amely ily módon a magas szélességek felé áramlik, részben bejut a cirkuláció poláris gyűrűjébe és ott poláris levegővé alakul; nagyobb részében az Egyenlítő felé tér vissza, de egyáltalában nem a troposzférában, hanem a sztratoszféra magasabb rétegeiben.

Ezzel *az uralkodó nyugati szelek a sztratoszférikus cirkuláció szolenoidjai alapján* (amire majd még az alábbiakban visszatérünk) természetes magyarázatot nyernek. A poláris front tevékenysége a troposzférában ebben az általános nyugati levegőközvetítésben rendellenességet hoz létre.

5. Levegőcsere a troposzféra és a sztratoszféra között

Különböző kutatók már régen megállapították, hogy létrejöhet cirkulációs levegőcsere a troposzféra és a sztratoszféra között a ciklonális tevékenység mechanizmusában. Amint az 58. §.-ból tudjuk, a ciklon fejlődésekor a sztratoszférabeli légrétegek a ciklon felett lefelé sodródnak. Bizonyos idő multán a lefelé sodródott (és ezzel dinamikusan felmelegedett) sztratoszférikus levegő a kisugárzás hatására lehűl, mivel arra törekszik, hogy sugárzási egyensúlyát az adott szinten helyreállítsa. Olyan hőmérsékletre és rétegződésre tesz szert, amely megfelel a troposzféra rétegeinek ebben a magasságban, tehát »asszimilálódik« a troposzférában. Az előző tropopauza, azaz a troposzféra és sztratoszféra közötti határ, miután a sztratoszféra lefelé húzódott, megszűnik és a tropopauza újból magasabb szinten alakul ki.



218. ábra. Cirkuláció a ciklon, anticiklon és trópusok között

A levegőnek a troposzférából a sztratoszférába való kiegyenlítő átáramlása az anticiklonok fölött a magasabb tropopauzákon megy végbe, aminek következtében a tropopauzák alacsonyabb szinten jönnek újból létre. Különösen jelentős a levegő átáramlása a troposzférából a sztratoszférába a trópusokon, ahol a troposzféra az itt erősen kifejlődött konvekció következtében mindig igen magasra terjed. Ezért a troposzféra felső rétegeinek és a sztratoszféra alsó rétegeinek olyan hőmérséklete van, amely alacsonyabb a sugárzási egyensúly hőmérsékleténél; ezek a rétegek a napsugárzás elnyelése következtében egyenletesen felmelegszenek. A sugárzási egyensúlyt megbontó konvekció folyamatával szemben áll a radiációs felmelegedés, mely ezt az egyensúlyt újból helyre akarja állítani. A konvekció állandóan felemeli a tropopauza szintjét, a radiációs felmelegedés pedig új tropopauzát akar kialakítani

alacsonyabb szinten ; ily módon a trópusi sávban a troposzférából a sztratoszféra felé levegőáramlás jön létre. Ennek a szkémának megfelelően tehát a ciklonok levegőt szívnak el a sztratoszférából, az anticiklonban azonban, főként a trópusi területeken, a levegő ismét a sztratoszférába áramlik.

A 218. ábra (Refsdal szerint) vázlatosan feltünteti a cirkuláció rendszerét a mérsékelt szélességek és a trópusi övezet ciklonja és anticiklonja között. Az ábra a cirkulációt nemcsak a troposzférában tünteti fel, hanem a sztratoszféra alsó rétegeiben is. A vázlat a tropopauzát folytonos vastag vonallal jelöli (ez a ciklon felett lehajlik és az anticiklon felett felmelegedik), az újonnan létrejött tropopauzát pedig szaggatott vonal ábrázolja.

Az ábra azt mutatja, hogy a felemelkedő mozgás a ciklonban és a leszálló az anticiklonban csupán az alsó és középső troposzférában jön létre ; a troposzféra felső részében és a sztratoszférában a függőleges mozgások ellenkező irányuakká alakulnak át (lásd az 58. §.-t). A sztratoszféra rétegeinek függőleges mozgásaival áll éppen kapcsolatban a tropopauza újból való kialakulása és a troposzféra és sztratoszféra közötti cirkuláció. A Refsdal-féle vázlaton a cirkulációs gyűrű nemcsak a troposzférabeli, hanem a sztratoszférabeli áramlásokkal is egységes egészbe van kapcsolva.

63. §. Éghajlati frontok

1. Meghatározás

Tudjuk, hogy a főfrontok deformációs terekben keletkeznek, amelyeket állandó bárikus rendszerek, azaz szinoptikus hatáscentrumok hoznak létre. Ebből következik, hogy az éghajlati hatásközpontok a főfrontok átlagos helyzetét határozzák meg, vagy más szavakkal, a főfrontok leggyakoribb keletkezésének övezeteit határozzák meg. Az ilyen övezeteket *éghajlati frontoknak fogjuk nevezni.*

A főfrontok egy része, keletkezését tekintve, hegyrajzi vagy topográfiai feltételekkel kapcsolatos. Keletkezésük földrajzi meghatározottsága miatt, ezeknek a frontoknak a helyzete meglehetősen állandó és a megfelelő éghajlati frontoknak teljesen határozott elhelyezkedésük van.

A főfrontális övezetek megtalálása céljából a leggyakrabban a légnyomás és a szél átlagos eloszlásán kívül az egyéb elemek átlagos eloszlását is feltüntető térképeken a deformációs tereket veszik tekintetbe. Történtek kísérletek abban az irányban is, hogy felhasználják erre a célra a légtömegek különböző alapvető típusainak gyakoriságát, a ciklonális trajektóriák és a frontok helyzetét a különböző szinoptikus térképeken, és így tovább. Bergeronnak és Bjerknesnek az éghajlati frontokra (a fő frontális zónákra) vonatkozó kérdését megalapozó munkái után (1928—1930.), számos munka jelent meg, amelyek a Föld különböző körzeteiben a fő frontális övezetek helyzetét világítják meg. Itt mi arra törekszünk, hogy kielégítő képet adjunk az egész Földgömbre nézve. Ezt úgy kell felfognunk, mint egy első és durva vázlatot, amely a továbbiak során részleteit illetően még a változtatások egész során kell, hogy átmenjen.

2. Január

Az Északi-félgömb januári térképén mindenekelőtt három arktikus frontot látunk. *Az Atlanti-óceán fölötti* arktikus front helyzete van a legmegbízhatóbban megállapítva. Ez a front a grönlandi anticiklon, az izlandi depresszió, a Barentsz-tenger feletti kisnyomás és a Nyugat-Európa feletti anticiklon által létesített deformációs térben alakul ki. Kevésbbé megbízható az *északamerikai és az ázsiai front helyzete.* Az északamerikai arktikus front deformációs terét a Beaufort-tenger feletti anticiklon kiszögelése, az Aleuták feletti depresszió és az Észak-Amerika feletti anticiklon alakították ki. Az *Északi—Ohotszki-tenger* feletti arktikus frontnak topográfiai jellege van: ez éles parti határ a Kolima és a Csukcs felett kialakuló arktikus levegő és a tengeri poláris levegő között.

Az Atlanti-óceán felett ily módon az arktikus front a 65—75. szélességi körök mentén helyezkedik el. Amerika és Ázsia felett az arktikus frontok leszállnak a 60. szélességi körig, mivel ezeknek a kontinenseknek az északi vidékein a hidegkörzetek a hideg légtömegek kialakulására vonatkozó hatásukat tekintve megegyező jellegűek az Északi-sarkvidékkel.

Az atlantióceáni-európai arktikus front, úgy látszik, gyakran messze keletre elhúzódik.

Az arktikus front láncolatában Szibéria felett és Gröndlandtól délnyugatra az óceáni depresszió hátoldalán állandó szakadások találhatók. Itt nyilvánvaló módon a hideg légtömegeknek az Északi-sarkvidékről az alacsonyabb szélességekre való áramlásának leggyakoribb és legintenzívebb kivezető útjával állunk szemben.

A szinoptikus térképeken az arktikus frontot néha az egész félgömb körüli folytonos vagy majdnem folytonos vonallal lehet feltüntetni.

Délebbre fekvő szélességeken néhány *poláris frontot* találunk. Legalább hármat közülük — a csendesóceánit, az atlantióceánit és az ázsiait teljesen megbízhatóan megállapítottnak tekinthetjük. Vannak jelek arra nézve is, hogy feltételezzük még egy polárfrontos zónának a létezését *Észak-Amerika déli része felett.* Lehetséges, hogy ez az övezet egységes egészet alkot az atlantióceáni, vagy a csendesóceáni övezettel. Feltételezik még egy hegyrajzi »parti« front létezését *Észak-Amerika csendesóceáni partjai mentén,* amely az Ohotszki-tenger arktikus frontjára emlékeztet. Az ázsiai zónát úgylátszik egész *a Földközi-tengerig* meg lehet hosszabbítani: az itt télen keletkező poláris frontoknak néha önálló jellegük van, néha azonban csupán az ázsiai poláris frontok részei.

Az atlantióceáni poláris frontot régóta és eredményesen tanulmányozzák. A deformációs teret itt az északamerikai téli anticiklon, — amelynek nyomása Mexikó felett kissé alacsonyabb —, az izlandi depresszió és az azóri anticiklon alakítják ki. A front az Atlanti-óceánt a 30. és 50. szélességi körök között Floridától a La-Manche-csatornáig kelet-északkeleti irányban szeli át. Különösen ciklontermelő ennek keleti része, ahol az áramlásoknak a front mindkét oldalán nyugati irányuk van. A poláris frontok nyugati részein csupán kevéssé mozgékony, főleg állandó hullámok keletkeznek, amelyeknek nincs lényeges jelentőségük. Az atlantióceáni poláris front a kanadai anticiklon és az izlandi depresszió közé délkeleti irányban behatoló hideg légtömegek déli határa.

A Csendes-óceánban egy analóg poláris fronttal találkozunk, az ázsiai anticiklon, — amelynek a trópuson belüli övezetében kis nyomás található, — az Aleuti-szigetek feletti depresszió és a honolului anticiklon közötti deformációs térben. Ennek a frontnak nyugati része az Ázsia feletti hatalmas anticiklon és ennek szárazföldi monszunszelei hatására délfelé igen messzire tolódik, egészen a 10—20. szélességi körig. A front a Fülöp-szigetek déli partjai felől Amerika partjáig, mintegy az 50. északi szélességi fokon ugyanabban az irányban halad, mint az atlantióceáni, azaz keleti-északkeleti irányban. Az egész poláris levegő a fronttól északra kilép az ázsiai monszunos anticiklon és az Aleuta-depresszió közötti övezetből; az Aleuta-depressziótól nyugatra az arktikus és tengeri poláris levegő között állandó átmenet van. Az Aleuta-depressziótól keletre a felmelegedett tengeri poláris és trópusi levegő délnyugati áramlása szembetalálkozik a Sziklás-hegységgel és ezen felemelkedve fennmarad a hegységtől északkeletre található és az északamerikai kontinensről származó hideg, szárazföldi poláris levegő fölött. Itt a Sziklás-hegységgel szomszédos északamerikai hegyi fronttal találjuk magunkat szemben.

Észak-Amerika déli része felett a poláris frontok a kanadai anticiklon és az atlantióceáni szubtrópusi anticiklon nyugati része között alig észrevehetően megnyilvánuló nyeregben keletkeznek.

A Földközi-tenger felett időnkint földközitengeri front képződik Európa poláris levegőjének déli határa formájában. Közép- és Dél-Ázsia nagy hegyrendszerei az ázsiai poláris levegő dél felé való terjedésének a határai; India, Indokína, Dél-Kína és Irán nagyobb része felett télen már trópusi levegőt találunk. Az ázsiai poláris front övezete ily módon a Himalája gerinceinél fekszik.

Az ázsiai és csendesóceáni poláris front között a poláris levegőnek a trópusokra igen fontos szabad bejárata van.

A *trópusi frontok* az Északi-félgömbön az egész éven át a *Csendes- és Atlanti-óceánok* fölött helyezkednek el. Az *Indiai-óceán* fölött azonban a trópusi front az Északi-félgömb terén erősen áttolódik a Déli-félgömbre, egészen a 10. szélességi körig. A *délamerikai és afrikai kontinensek fölött* a különböző óceánok trópusi frontjai egyesülhetnek, miközben jelentősen eltolódnak dél felé; ezek helyzete kevésbbé megbízhatóan van megállapítva, mint az óceánok fölötti frontoké.

A Déli-félgömbön csak megközelítőleg jelölhető ki a poláris frontok három övezete, mindegyik szubtrópusi anticiklontól délre, kb. a 40. és 50. szélességi fokok között; teljesen problematikus az antarktikus frontok helyzete.

3. Július

B. L. Dzerdzejevszkij kutatása szerint az *arktikus frontok* övezetei a nyári időszakban a kontinensek északi partvidékeitől az arktikus medence mélyebb, centrálisabb körzetei felé terjednek ki és a 70—75. szélességi kör közelében azoknak csupán déli periférikus részei helyezkednek el.

A poláris frontok az Atlanti- és a Csendes-óceán fölött észak felé tolódnak el és irányukat tekintve majdnem megegyeznek a szélességi körökkel. Különösképp keleti részeik tolódnak észak felé, ami a kontinentális monszunok hiányával függ össze. Az atlantióceáni poláris front ily módon folytatódik az amerikai kontinensen, amiért is azt *amerikai-atlantióceáni front*-nak nevez-

zük. Az említett két fronton kívül van még két frontális övezet *Eurázia fölött.* Ezek a mintegy 50. szélességi fok vidékein haladnak, mivel a szárazföld délebbi körzetei nyáron a kontinentális trópusi levegő középpontjai. *A keleteurópai* poláris front, amint azt A. I. Aszknazij kiderítette, származásilag összefügg az atlantióceánival, mivel az atlantióceáni front okklúziójának kiéleződése folytán keletkezik, amely behatol Kelet-Európába és a tengeri poláris levegőt szárazföldi trópusi levegővé alakítja át. Az ilyen frontképződések deformációs tere, amely minden egyes esetben teljesen nyilvánvaló, a középértéket mutató térképen mozgékonysága miatt csak tökéletlenül mutatkozik meg.

Az ázsiai poláris front nyáron — úgy látszik gyakran — érintkezésbe kerülhet a csendesóceánival.

A trópusi frontok júliusban északabbra fekvő helyzetet foglalnak el. Különösen ez a helyzet az Indiai-óceán fölött, ahol a trópusi front az óceáni monszunnal együtt Indiában egészen a Himalájáig tolódik, Kelet-Kínában pedig még messzebbre hatol be a szárazföldre. Általában a trópusi frontális zónák egy közös zónába való egyesüléséről lehet beszélni. A Délkelet-Ázsia feletti szakadás szükségszerűsége nem világos ; úgy látszik, hogy a nyári monszun egyenlítői légtömegei, amint a kontinens mélyébe hatolnak, nem alakulnak át szárazföldi trópusi levegővé, hanem megfelelő mértékben meg tartják különállásukat.

A Déli-félgömbön a poláris frontok júliusban, azaz télen valamivel közelebb helyezkednek el az Egyenlítőhöz, mintegy a 30—40. déli szélességi körök vidékén. Fel lehet tételezni Ausztráliától délre egy negyedik front létezését is. Az antarktikus frontok helyzete problematikus.

4. A passzátfrontok

Befejezésként megemlítjük, hogy a különböző szubtrópusi anticiklonok között a különböző eredetű trópusi légtömegeket széjjelválasztó *passzátfrontok* találhatók. Egy ilyen, az Észak-Afrika nyugati partjainál található passzátfront, különösen jól felismerhető a troposzféra középső szintjeinek térképein, ahol az azori anticiklontól az Észak-Afrika fölötti anticiklon elkülönül. Bizonyos körzetekben, különösen a Déli-félgömbön, a passzátfrontok a poláris frontoknak az alacsony szélességi fokokon való folytatásai, ami a poláris levegő trópusi levegővé történő átalakulásával kapcsolatos.

64. §. Az általános cirkuláció néhány tulajdonságának magyarázata

A légköri általános cirkuláció vizsgálat tárgyává tett átlagos képének néhány sajátossága magyarázatra szorul. Ide tartoznak mindenekelőtt a következők :

1. A zónális levegőátvitelt módosító zárt délkörmenti cirkuláció (passzátok-antipasszátok) jelenléte az Egyenlítő és mindkét félgömb trópusi szélességei között ; különösen fontos annak a magyarázata, hogy miért korlátozódik ez a cirkuláció a trópusokra és miért nem játszódik le az Egyenlítő és a sark között. Ezzel összefügg a magasnyomású szubtrópusi övezetek jelenlétének magyarázata is.

2. Az általános nyugat-keleti irányú légközvetítés a trópuson belüli szélességeken, mégpedig nemcsak a troposzféra alacsony, hanem magas rétegeiben és a sztratoszféra alsó rétegeiben is.

3. A nyomás eloszlásában található hatáscentrumok létezése és azok elhelyezkedése.

4. Ciklonok és anticiklonok szakadatlan keletkezése a tiópusokon kívüli szélességek légkörében.

Az általános cirkuláció felsorolt és egyéb sajátosságainak eddigi magyarázatai jórészt csupán első közelítésnek és inkább a folyamatok durván leegyszerűsített vázlataira vonatkoznak, mint azoknak a tényleges és rendkívül bonyolult mechanizmusára. Különösen nem kielégítők az oksági kapcsolatokra vonatkozó egyes magyarázatok.

1. *A magasnyomású szubtrópusi övezet*

A magasnyomású szubtrópusi övezet keletkezésének értelmezésére vonatkozó kísérletek között a legjobban Exner magyarázata ismeretes. Ez a következőkben áll. A levegőrészecskéknek az Egyenlítőn nagyobb forgási momentumuk van, mint a magasabb szélességeken, mivel a Föld forgástengelyétől távolabb vannak. Ekkor a mozgásmennyiségek megmaradásának törvénye szerint (a Kepler-féle »területek törvényei« szerint), ha a Földön a forgásban lévő anyagi pontra csupán azok az erők hatnak, amelyek a délkör síkjában fekszenek, akkor az anyagi pont forgási momentuma (W), azaz a szögsebességnek és a forgástengelytől való távolsága négyzetének szorzata állandó :

$$W = r^2 \left(\omega + \frac{d\lambda}{dt}\right) = \text{konst}, \qquad (1)$$

ahol a Föld forgásának szögsebessége és $\frac{d\lambda}{dt}$ az adott pont forgásának szögsebessége az állónak feltételezett Földhöz képest (λ a hosszúság) ; $r = R \cos \varphi$, ahol az R a Föld sugara és a φ a szélesség. Ez a tétel lényegében véve a Föld forgásából eredő eltérítő erő hatásának egyedi esete. Ebből következik, hogy az antipasszát áramlásában az Egyenlítőtől a sarkig a magas rétegekben mozgó levegőrészecskének a Föld tengelyéhez közeledve és a forgási momentumát megtartva meg kell haladnia a Föld felületének sajátos sebességét, vagyis a délkörök hálózatához képest keleti irányban el kell mozdulnia. A nyugatról kelet felé irányuló lineáris sebességet, amelyet a részecskék a φ_0 szélességről a φ szélességre való elmozdulásukkor szereznek, a következő módon lehet kiszámítani. Az (1) egyenlet szerint a φ_0 és a φ szélességekre

$$R^2 \cos^2 \varphi_0 \left(\omega + \frac{d\lambda}{dt}\right) = R^2 \cos^2 \varphi \left(\omega + \frac{d\lambda}{dt}\right).$$

Mivel $R \cos \varphi \frac{d\lambda}{dt} = v$, a test relatív sebessége kelet felé, $R \cos \varphi \, \omega = v_f$, a Föld forgásának következtében átvett sebesség,

$$R \cos \varphi_0 (v_0 + v_{f0}) = R \cos \varphi (v + v_f).$$

A v—v_0 különbség értéke :

$$v - v_0 = v_0 \left(\frac{\cos \varphi}{\cos \varphi_0} - 1\right) + R\omega \frac{\cos^2 \varphi - \cos^2 \varphi_0}{\cos \varphi}.$$

Ha $v_0 = 0$, azaz ha a sebességnek nincs zónális összetevője a φ_0 szélességen, akkor

$$v = R\omega \frac{\cos^2 \varphi - \cos^2 \varphi_0}{\cos \varphi} \tag{2}$$

Ebből kiszámíthatjuk, hogy ha levegőrészecskéknek az Egyenlítő felett a szélességi kör irányában nem lenne sebességösszetevője, akkor a 10. szélességi körig mozogva a sebességének a Föld forgását 14 m/sec-mal kellene túlszárnyalnia és itt pontosan ekkora nagyságú nyugati összetevővel rendelkező széllel találnánk magunkat szemben. Az Egyenlítőtől a 30. szélességi körig való elmozdulás esetén ennek a sebességnek az értéke már 129 m/sec lenne.

A néhányszor 10 vagy 100 m/sec zónális sebességösszetevővel rendelkező szél feltételezi azonban, hogy a sark felé mutató délkörmenti nyomási gradiensnek, — amelynek hatására a levegő mozog — akkora értékkel kell rendelkeznie, hogy kiegyenlítse a Föld forgásából eredő eltérítő erőnek az Egyenlítő felé mutató összetevőjét. A levegő a 10. szélességi körtől az 50. szélességi körre való átmenetének folyamatában a forgási momentum megmaradása esetén olyan kelet felé mutató sebességösszetevőre tenne szert, amelynek értéke 402 m/sec lenne. A gradiens szél felvétele alapján ehhez akkora nyomásesésre lenne szükség, amely 10 km magasságban a 10. szélességi fokon 200 mm nyomásnak, az 50. szélességi fokon pedig 20 mm nyomásnak felel meg.

A valóságban azonban nincsenek ilyen hatalmas gradiensek ; nincsenek olyan okok sem, amelyek ezeknek a gradienseknek a keletkezéséhez vezetnének. Ebből következik, *hogy a délkörmenti gradiens hatására az Egyenlítőtől a sark felé a magas rétegekben mozgó levegőrészecske egyáltalán nem juthat el különösen magas szélességekre*. A levegő mozgásának már a 10. szélességi körön meg kell kezdenie a tisztán zónális mozgássá való átalakulást, úgy látszik azonban, hogy az Egyenlítő felől áramló levegő egy része eljuthat a 30—35. szélességi körig is, ami a forgási momentumoknak az Egyenlítőtől távolabbra elhelyezkedő, vagy az alacsonyabb rétegekben lévő, (ahol a forgás iránya más: keletről nyugatra mutat) levegőtömegekkel való keveredés következtében fellépő csökkenésének eredményére. Minden esetre *szubtrópusi szélességeken a sark felé irányuló további levegőátvitel* abbamarad. Épp ez az oka az Egyenlítő felől áramló légtömegeknek ezen a vidéken való felhalmozódásának (»eltorlaszolódásának«) és leereszkedésének és ez válik egyszersmind okává a nagynyomású szubtrópusi övezet keletkezésének (vagy pontosabban megmaradásának), amelyből viszont az alacsony rétegek passzátszelei indulnak ki.

A levegőnek a sarkok felé irányuló további átvitele csupán zónális nyomási gradiensek keletkezése révén lehetséges, amelyek a mérsékelt szélességeken való ciklonális tevékenységgel kapcsolatosak ; más szavakkal a sarkok felé irányuló további levegőközvetítés lehetőségének feltétele a zónális cirkuláció rendellenességeiben rejlik.

A fentebb közölt magyarázatban nem vettük tekintetbe a szubtrópusi-övezet különböző anticiklonokra való és ténylegesen meglévő széttagolódását ; feltételezzük, hogy a levegő délkörmenti közvetítésének az oka csupán a zónális gradiensek jelenléte.

2. *Nyugati átvitel a mérsékelt szélességeken*

A mérsékelt szélességeken általános, vagy legalább is uralkodó nyugati légáramlás szintén magyarázatra szorul. Ez a ténylegesen meglévő bárikus gradiensek következménye ; a legutóbbi időkig azonban nem volt világos,

hogy a bárikus gradiensek ezeken a szélességeken miért irányulnak az alacsony és magas rétegekben egyaránt a trópusoktól a sark felé. Ha a cirkulációra vonatkozó elméletet annak a feltevésnek alapján alkalmazzuk, hogy a melegcentrum az Egyenlítőn, a hideg centrum pedig a sarkon van, akkor a mozdulatlannak feltételezett Föld esetében alacsony rétegekben a sarkoktól a trópusok felé, a magasabbanfekvő rétegekben pedig a trópusoktól a sark felé mutató levegőátvitelt kellene kapnunk. A Föld forgásának következtében azonban az alacsonyabb rétegekben való levegőátvitelnek kelet-nyugati irányra kellene szert tennie; a magas rétegekben pedig nyugat-kelet felé irányuló levegőátvitellel állnánk szemben. *A valóságban azonban a troposzféra egész vastagságában és a sztratoszférában is a 20 km-ig, sőt még nagyobb magasságokban is a levegőátvitel iránya nyugati.*

Ennek a paradoxonnak egyszerű magyarázatát az általános cirkuláció függőleges gyűrűinek vázlatához fűzött kiegészítéseképpen, amint azt már a 63. §.-ban megtárgyaltuk, nemrég adták meg. A hideg- és a melegcentrumok, amelyek az általános cirkuláció szempontjából rendkívül fontosak, nem a troposzférában, hanem *a sztratoszférában* vannak. A melegcentrum a sark fölött, a hidegcentrum az Egyenlítő fölött található; éppen ezért keletkezik túlnyomó jellegű nyugati levegőátvitel a légkör alsó rétegében és keleti irányú levegőátvitel fölötte. A troposzférabeli hidegcentrumok (a sarkvidéken) és a melegcentrumok (a trópusokon) a sztratoszférának ezt a hatását csupán a troposzféra alsó rétegeiben múlják felül, ott is csak a sarki és trópusi szélességeken, ahol az alsó rétegekben valóban keleti szelek keletkeznek. Így hát *az általános nyugati levegőátvitel olyan ága a cirkulációnak, amely a hőmérsékletnek a sztratoszférabeli eloszlásával kapcsolatos.*

Ennek a magyarázatnak statikai jelleget lehet adni. Induljunk ki abból a tényből, hogy a hőmérséklet eloszlása a sztratoszférában a délkör mentén ellenkező irányú a troposzférabeli eloszlással. Így a sztratoszféra, amely az Egyenlítőnél hideg és nehezebb, mint a sarknál, ahol meleg, valamint könnyebb, az atmoszféra egész szélességében az Egyenlítőtől a sark felé irányuló délkörmenti nyomásgradienst hoz létre.

Az egyenlítői övezetben az erősen felmelegedett troposzféra csökkenti a levegőoszlop általános súlyát és ezért a bárikus gradiens az alsó rétegekben itt az Egyenlítő felé mutat, a szelek pedig kelet-nyugati irányúak (passzátszelek). Ezzel analóg módon a sarknál erősen lehűlt troposzféra növeli a levegőoszlop általános súlyát és az alacsony rétegekben a sarktól a mérsékelt szélességek felé mutató gradienst és ennek következtében keleti szeleket hoz létre. Mérsékelt szélességeken viszont a bárikus gradiens a sztratoszféra-hőmérséklet délkörmenti gradiensének uralkodó befolyása következtében a troposzféra alsó rétegeiben ugyanolyan irányú, mint a felső rétegekben, (azaz a sark felé mutat). Ha az atmoszféra csupán egyedül a troposzférából állna, akkor minden szélességi fokon lent keleti, fent pedig nyugati irányú levegőátvitellel állnánk szemben.

Amint tehát látjuk, a troposzférában meglévő két nagynyomású szubtrópusi övezet, a közöttük mutatkozó egyenlítői depresszióval, szintén abban leli magyarázatát, hogy *a trópusokon kívül a bárikus gradiens az alacsony rétegekben a troposzférában uralkodó hőmérséklet hatására jön létre, mérsékelt szélességeken azonban a sztratoszféra hőmérsékletének uralkodó befolyása alatt ellenkezőjére változik.*

3. A hatáscentrumok keletkezése

A 61. §. alapján világos, hogy a hatáscentrumok jelenléte elengedhetetlen abból a szempontból, hogy a cirkuláció egyszerre zónális és délkörmenti jellegű legyen. Ennek a feltételnek a teljesülése szempontjából elengedhetetlen, hogy a cirkuláció különböző részcirkulációkra tagolódjék, amelyek horizontális irányban egy sorban helyezkednek el ; ebből pedig a bárikus térnek hatáscentrumokra való tagolódása ered.

A hatáscentrumok jelenléte az éghajlati térképeken elegendő határozottsággal *összefügg a földfelszín inhomogén hőmérsékleti állapotával.* A felmelegedett kontinensek fölött a nagynyomású szubtrópusi övezetekben szakadások lépnek fel. A mérsékelt szélességek óceáni depressziói különösen mélyek télen, amikor a szárazföld és a tenger között jelentős hőmérsékleti ellentét áll fenn ; nyáron ezek majdnem teljesen megszűnnek. A kontinentális anticiklonok télen a földfelszín lehűlésével kapcsolatosak és nyáron a depresszióknak engedik át a helyüket.

Ebből természetesen nem következik, hogy a megfelelő szinoptikus hatáscentrumok — mint pl. az Ázsia fölötti téli anticiklonok vagy az Északi-Atlanti-óceán fölötti centrális ciklonok keletkezése *teljesen* a földfelszín hőmérsékletének tulajdonítható. Tudjuk, hogy az Atlanti-óceán fölötti centrális ciklonok a frontális ciklonképződés eredményei ; a szubtrópusi anticiklonok, amelyek vagy dinamikus okok, vagy a sztratoszféra hőmérsékleti állapotának eredményeként keletkeznek, a polárfront-sorozatok záró anticiklonjainak betörései következtében regenerálódnak stb.

A földfelszín hőmérsékleti állapotai inkább csak lehetővé teszik a határozott előjelű bárikus rendszerek (ciklonok vagy anticiklonok) megerősödését vagy megszilárdulását az adott körzetben. Ezenkívül, a Föld felülete, amely befolyást gyakorol a légtömegek alakulására, ugyanekkor hatással van a főfrontok helyzetére és a ciklonális tevékenység körzeteinek földrajzi elhelyezkedésére. Az *évszakos* hatáscentrumok, mint a déli anticiklon, vagy az Ázsia feletti nyári depresszió nagyobb fokban árulják el a felszín hőmérsékleti állapotától való közvetlen függőségüket. Az évszakos hatáscentrumoknak körzeteiben ezeknek a feltételeknek a hatására különböző bárikus rendszerek jöhetnek létre (helyi jellegű vagy termikus depressziók és anticiklonok, lásd az 53. §.-t), a frontális folyamatok azonban mégis az éghajlati térképeknek megfelelő hatáscentrumok megerősödésére vezetnek.

4. A ciklonális tevékenység az általános cirkulációban

Az előző fejtegetések során ismételten megjegyeztük, hogy a ciklonális tevékenység az általános cirkulációban a Föld magas és alacsony szélességei közötti levegő és hőcsere mechanizmusának szerepét tölti be. Éppen ez hozza létre az általános cirkuláció délkörmenti összetevőit a szubtrópusok és a sark között.

Ennek következtében a felszín termikus különbségeinek közvetlen szerepe a ciklonális tevékenységben, amint láttuk, nem nagy ; sokkal fontosabb a ciklonképződés a poláris és arktikus frontokon, amelyeket mint nem állandó hullámoknak a határfelületen való keletkezését vettük szemügyre.

De miért folyik le a délkörmenti levegőcsere a trópusokon kívüli szélességeken a poláris és trópusi levegő horizontálisan szomszédos áramlásainak, nem pedig egymásfölött elhelyezkedő áramlások formájában, mint amilye-

nek a passzátok és az antipasszátok a trópusokon? Láttuk, hogy a passzátcirkuláció, a forgási momentumok megmaradását feltételezve, a trópuson belüli övezetre korlátozódik. A levegő további átvitele az alacsonyabb szélességekről a magasabbakra, valamint fordítva, csupán a forgási momentum megfelelő változásai esetében lehetséges. Exner megmutatta, hogy ilyen változások alapvető okának *a szélességi körök irányába mutató bárikus gradiensek keletkezését* tekinthetjük.

Így pl. a trópusok felől áramló levegő a nyugat felé irányuló gradiens hatására forgási momentumát csökkenti és ezért távolabbra hatolhat a sark felé ; ezzel szemben a sark felől áramló levegő a kelet felé irányuló gradiens hatására megnöveli forgási momentumát és ezért távolabbra hatolhat az Egyenlítő felé.

Ennek következtében azonban a poláris és trópusi áramlások *egymásfölötti* elhelyezkedése nyilvánvaló módon lehetetlen. A nyomás eloszlása a szélességi körök mentén folytonos. Ezért nem létezhetik olyan bárikus gradiens, amely a szélességi kör minden pontjában az alacsony rétegekben kelet felé, vagy a magas rétegekben nyugat felé irányul. Ennek következtében *egy és ugyanazon szélességű körön a bárikus gradiens* keleti és nyugati összetevőinek és a délre, valamint északra mutató délkörmenti légáramlásoknak váltakozását kell találnunk.

Ezért a trópusok és a sark között lejátszódó szélességi körök közötti levegőcsere lehetetlen más formában, mint szomszédos délkörmenti cirkulációk sorozatának formájában, vízszintes irányban szomszédos poláris és trópusi áramlások térbeli váltakozásának formájában. A trópusokon kívüli ciklonok és anticiklonok éppen ezeket a cirkulációkat képviselik.

Ebből következik, hogy a ciklonok és anticiklonok az általános cirkuláció szempontjából nem jelentenek esetleges és külsőleges »rendellenességeket«, amelyek az »alapul szolgáló« mozgásra rárakodnak. *Ezek az általános cirkuláció megnyilvánulásai a trópusokon kívüli szélességeken,* amelyek a szélességi körök közötti levegőcsere igen fontos és ezek nélkül elképzelhetetlen funkcióját valósítják meg.

Befejezésül rámutatunk arra, hogy a trópuson kívüli és a trópuson belüli cirkulációk közötti elvi különbséget a cirkulációra vonatkozó tétellel kapcsolatos megfontolások alapján lehet magyarázni.

Amint tudjuk (lásd a 30. §.-t), a cirkuláció gyorsulása a forgásban lévő Földön részben a cirkuláció kerületén belüli szolenoidok számával (N), részben a $2\,\omega\,\frac{d\Sigma}{dt}$ értékkel, azaz a cirkuláció kerületén belüli területnek az Egyenlítő síkjára való vetülete változásával függ össze. Képzeljünk el a délkör irányában mozgó levegőn belül egy felületet, amely nyugat-keleti irányú. Ennek a felületnek az Egyenlítő síkjára való vetülete az alacsony szélességeken való mozgás esetén kismértékben változik ; a trópusokon kívüli szélességeken változása azonban jóval nagyobb és ennek következtében a felületet határoló görbén a cirkulációnak ebből eredő gyorsulása itt jelentős mértékű.

Ha a cirkuláció stacionárius, azaz $\frac{dC}{dt} = 0$, akkor ez azt jelenti, hogy a levegőnek a délkörmenti áramlásában zónális irányban baroklinitása van.

Valóban, az általunk vizsgálat tárgyává tett határgörbén belül kell lennie egy olyan N szolenoidszámnak, amely a cirkuláció gyorsulásának

egyenletében kiegyenlíti a $2\omega \frac{d\Sigma}{dt}$ értéket. Ez azonban azt jelenti, hogy az izotermikus felületeknek nyugat-keleti vagy megfordított irányú hajlást kell mutatniok, azaz, hogy a déli melegáramlásnak legalább is részlegesen — a hideg északi áramlás *mellett* is — nemcsak fölötte kell elhelyezkednie. Ilyenformán arra a köverkeztetésre jutottunk, hogy *a szélességek közötti cserében a trópusokon kívül a meleg és hideg levegő szomszédos délkörmenti áramlásokra tagolódik.*

65. §. Hőközvetítés az általános cirkulációban

1. A hőmérséklet zónális eloszlása és az általános cirkuláció

Átlagértékben az egész földgolyón *sugárzási egyensúly* áll fenn : a Föld és a légkör évente ugyanannyi hőt kap a Naptól, mint amennyit maga is kisugároz és ezért a légkör átlagos hőmérséklete változatlan az időben, illetőleg évről-évre csak jelentéktelen ingadozásokat mutat.

A Föld *különböző szélességein* azonban nincs sugárzási egyensúly. A trópusokon a napsugárzás elnyelése nagyobb, mint a légkör és a földfelület kisugárzása ; a poláris vidékeken azonban kisebb. Ha a különböző szélességek között megszűnnék a hőcsere (ha pl. a cirkuláció tisztán zónális jellegű lenne), akkor a sugárzási egyensúly állapota mindegyik szélességre külön-külön következnék be. A trópusokon a hőmérsékklet addig emelkednék, ameddig az itt keletkező kisugárzás (Kirchhoff-törvényének megfelelően) ki nem egyenlítődnék a beözönlő áramlással. A sarki területeken viszont a hőmérséklet csökkenni kezdene, a sugárzás is ennek megfelelően csökkenne, mindaddig, ameddig be nem következnék a sugárzási egyensúly. Baur számításai szerint ilyen körülmények között a légkör talajmenti rétegeiben a földrajzi szélességtől függően az átlagos hőmérséklet a következőképpen oszolnék el :

északi szélesség fokokban	0	10	20	30	40	50	60	70	80	90
a sugárzási egyensúly hőmérséklete fokokban	39	36	32	22	8	—6	—20	—32	—41	—44
a valóságos hőmérséklet fokokban.....	26	27	25	20	14	6	—1	—9	—18	—22

Az alsó sorban összehasonlítás céljából feltüntettük az egyes szélességi körök tényleges közepes hőmérsékleteit. Mint látható, a trópusokon belül a tényleges hőmérsékletek 7—12°-kal alacsonyabbak a sugárzási egyensúly hőmérsékleteinél ; ez azt jelenti, hogy ezeken a szélességeken a hősugárzás útján való leadása kisebb a napsugárzásból eredő bevételnél. A mérsékelt és magas szélességi fokokon viszont a tényleges hőmérséklet magasabb a sugárzási egyensúly hőmérsékleténél. Így a 60. szélességi körtől északabbra ez az érték 20°-nál is több. Ílymódon a hőmérsékleti ellentét az Egyenlítő és a sark között csökken, kiegyenlítődik ahhoz a helyzethez képest, amely sugárzási egyensúly esetén állana fenn.

Mi az oka a sugárzási egyensúly megbomlásának és a szélességi körök közötti hőmérsékletkülönbségek kiegyenlítődésének? A feleletet erre a kérdésre nem nehéz megadni. Ezeknek a jelenségeknek az oka a *délkörmenti levegőcsere az általános cirkuláció folyamatában.* A hideg levegőnek a magasabb szélességekről a trópusokra való közvetítése a trópusokon a hőmérséklet

csökkenéséhez vezet. Ezzel szemben a levegő közvetítése a trópusokról a magasabb szélességekre (vagy pl. télen a tengeri poláris levegőnek a mérsékelt szélességekről az Északi-sarkra való közvetítése) a magas szélességeken hőmérséklet emelkedését hozza létre. Ennek és más levegőközvetítésnek az eredményeként a troposzférában az Egyenlítőtől a sark felé irányuló délkörmenti hőáramlás keletkezik.

Amikor a levegőtömeg új földrajzi szélességre érkezik, amint tudjuk, átalakul, azaz hőmérséklete emelkedik vagy csökken és ílymódon a sugárzási egyensúly hőmérséklete felé közeledik. Ez az egyensúly azonban minden övezetben teljes egészében a más szélességekről újból meg újból betörő levegő következtében mégsem következik be.

2. *A szélességek közötti csere, mint makroturbulens folyamat*

A légkör általános cirkulációját a mérsékelt szélességeken a Föld különböző szélességei közötti, horizontális irányban lefolyó makroturbulens cserének lehet tekinteni. Ebből a szempontból a mérsékelt szélességeken lefolyó nyugati levegőátvitelt kiegyenlített alapáramlásnak tekinthetjük, a ciklonokat és anticiklonokat pedig ebben az áramlásban a turbulencia viharos elemeinek, amelyek a délkörmenti levegőcserét a szubtrópusi övezet és a poláris körzet között létrehozzák. Ez a makroturbulencia — a közönséges turbulenciához hasonlóan — a levegőcserével együtt megalapozza a levegő sajátságainak mindenekelőtt a hőnek az átvitelét, de nem függőleges irányban, mint a közönséges turbulencia, hanem vízszintes, délkörmenti irányban.

A délkörmenti hőáramlás kiszámítására fel lehet használni tehát a csere ismeretes képletét: a délkörre merőleges vertikális felület egységén áthaladó hőáramlást a következőképpen lehet kifejezni:

$$Q = A c_p \frac{dT}{dy}, \tag{1}$$

ahol A a csere együtthatója és $\frac{dT}{dy}$ a hőmérséklet délkörmenti gradiense.

Defant rámutatott arra, hogy A-t a turbulenciaelmélet képletének segítségével meg lehet határozni.

$$A = \frac{\Sigma m l}{f t}, \tag{2}$$

ahol m a turbulencia elemének tömege, l a helyzetváltoztatás hossza, az az út, amelyet az m tömegű elem befut, mielőtt a környező közeggel összekeveredik, f az a terület, amelyen át a csere végbemegy, t pedig az idő.

A $\frac{\Sigma m}{f t}$ kifejezést délkörmenti csere esetében mint ϱv_φ-t lehet előállítani, azaz mint a levegő sűrűségének és a délkörmenti sebességének a szorzatát. Az l távolságot feltételesen azonosnak lehet venni a ciklon átmérőjével; középértékben a 15. szélességi fokon $1{,}7.10^8$ cm-rel. Ha $\varrho = 10^{-3} g \cdot cm^{-3}$ és $v_\varphi = 3.10^2$ cm sec^{-1}, akkor $A = 0{,}5.10^8$ g. cm^{-1} sec^{-1}; összehasonlítás céljából megemlítjük, hogy függőleges turbulens cserében A nagyságrendje csupán 10^2, molekuláris cserében pedig 10^{-4} *CGS* egység. Ílymódon a vízszintes csere a ciklonális tevékenység következtében milliószorta nagyobb a függőlegesnél. Ez érthető is, mivel »a turbulencia elemei« az általános cirkulációban milliószorta nagyobbak, mint a széláramban.

Lettau pontosabb számítások segítségével az Északi-félgömbön eszközölt megfigyelések alapján A-ra a különböző szélességek esetében a következő értékeket kapta:

φ fokokban	35	40	45	50	55	60	65	70
A g·cm^{-1} sec^{-1}·10^7 ..	4,4	6,2	7,0	8,2	8,2	7,0	7,1	6,8

ami rendkívül közel esik A-nak fentebb idézett átlagos értékéhez. (A = =0,5·10^8 g·cm^{-1}sec^{-1}). Fordítsuk figyelmünket arra, hogy a csere a legerősebb (egy és ugyanazon délkörmenti hőmérsékleti gradiens esetében) az 50—55°. északi szélességen; a szubtrópusok felé intenzitása gyorsan csökken. A 35.° és 70.° északi szélesség közötti három délkörmenti profil esetében (Észak-Amerikán, az Északi-Atlanti-óceánon és Európán át) A számára a következő átlagérték adódott: a téli hónapokban (december—február) A = 9,7·10^7 és a nyári hónapokban (július—augusztus) A = 4,0·10^7 g·cm^{-1}·sec^{-1}. A szélességi körök közötti csere intenzitása tehát még azonos délkörmenti hőmérsékleti gradiens esetében is télen kétszer akkora, mint nyáron. Ehhez azonban hozzá kell tenni, hogy a hőmérséklet délkörmenti gradiense is nagyobb télen.

3. A szélességi körök közötti hőáramlás

Ha A értékét 0,5.10^8 g cm^{-1}·sec^{-1}-nek vesszük és ismerjük a hőmérséklet délkörmenti gradiensét, akkor kiszámíthatjuk a hőátvitelt. Így a 40.° és 50.° északi szélességek között a hőmérsékleti gradiens évi középértéke a délkör irányában 8,3°: 1110 km = = 7,5·10^{-8} fok/cm. A hőáramlás erőssége:

$$Q = c_p A \frac{\partial T}{\partial y} = 0{,}24 \cdot 0{,}5 \cdot 10^8 \cdot 7{,}5 \cdot 10^{-8} = 0{,}90 \text{ kal} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{sec}^{-1} =$$
$$= 54 \text{ kal} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{min}^{-1}.$$

Ílymódon a szélességi körre merőlegesen elhelyezkedő 1 cm^2 felületen át percenként (évi középértékben) délről északra 54 kal. hő áramlik át. Ez igen nagy érték a vízszintes felületre érkező napsugárzási hőhöz képest (amelynek nagyságrendje 1 kal. cm^{-2} min^{-1} vagy még kevesebb).

Az 50.° északi szélesség fölött a hőmérséklet délkörmenti gradiense 6,75·10^{-8}, a 60.° északi szélesség fölött pedig 7,3·10^{-8} fok/cm. Ha a légkör magasságát 8 km-nek vesszük, akkor az 50. szélességi körön át a teljes hőközvetítés értéke 1,67·10^{15}, a 60. parallelkörön át pedig 1,40·10^{15} kal. sec^{-1} értéket kapunk. Az 50. és 60. szélességi körök között a maradék tehát ílymódon 16,2·10^{15} kal. min^{-1}, vagy pedig négyzetcentiméterenként 16,2·10^{15} : 225·10^{15} = 0,06 kal. cm^{-2}·min^{-1}. Ennek a maradéknak nyilvánvaló módon sugárzás útján kell távoznia az adott szélességi övezetből.

A megfigyeléseken alapuló számítások alapján a kisugárzás többlete a beérkező napsugárzással szemben az 50. és 60. szélességi körök közötti övezetben 0,068 kal. cm^{-2} min^{-1}; mint látható, az adatok igen jó megegyezésben vannak egymással.

A szélességi körön át beáramló melegmennyiség kiszámítása másféle módon is lehetséges. A megfigyelési adatok alapján különböző szélességi körökre vonatkozó beáramlás és kisugárzás adatainak ismeretében meghatározzuk minden szélességi övezet esetében — pl. 10°-nyi széles övezetekre — a hőtöbbletet, illetőleg a hőhiányt. Mivel ezt a többletet, illetőleg hiányt a környező zónáknak kell kiegyenlíteniök (minthogy minden övezet közepes hőmérséklete állandó marad), ezen az alapon meg lehet határozni az adott övezetet határoló szélességi körön átszállított hőmennyiséget.

A csere A együtthatóját ezekután úgy határozhatjuk meg, ha a Q hőáram fentebb kiszámított értékét és a hőmérséklet délkörmenti gradiensét az (1) képletbe helyettesítjük. Ezzel az eljárással olyan értékeket kapunk, amelyek a fentebb említett 0,5·10^{8}g·cm^{-1}·sec^{-1} értékhez közel esnek, illetőleg annál valamivel kisebbek.

Az imént említett eljárással a hőátvitelt nemcsak a ciklonális tevékenység övezetében lehet meghatározni, hanem a trópusokon belül, azaz a passzátcirkuláció övezetében is.

Baur és Philipps számításai szerint az Északi-félgömbön a különböző évszakokban és évi középértékben a *hőnek a szélességi körökön való átvitelére* a következő értékek adódtak A táblázatban ezeket az értékeket 10^5 kal/min-ban adtuk meg, a pozitív értékek pedig az északról délre való hőátvitelt fejezik ki.

φ fokokban ...	0	10	20	30	40	50	60	90
jan. 16.	—114	—121	—123	—128	—117	—86	—48	0
márc. 21.	—52	—74	—92	—98	—89	—73	—51	0
júl. 16.	92	58	34	20	10	3	—2	0
szept. 23.	73	34	—2	—38	—58	—56	—42	0
évi közép	0	—26	—46	—61	—63	—53	—36	0

A táblázatból látható, hogy északról délfelé irányuló hőátvitel csupán nyáron lép fel, a 10° északi szélességtől délebbre azonban ősszel is ; az év többi részében, valamint évi átlagban a hőátvitel iránya az Egyenlítőtől a sark felé mutat. Hőátvitel a Déli-félgömbről az Északira az Egyenlítőn át télen és tavasszal megy végbe, az Északiról a Délire pedig nyáron és ősszel.

4. A cirkuláció ingadozásainak összefüggése a hő eloszlásával

A délkörmenti cirkuláció ingadozásai a hőátvitelben is ingadozásokat hoznak létre, mégpedig a nagy térségekben a hőmérsékleti rendszer változásaira vezetnek. E ciklonális tevékenység megerősödése a makrocsere megerősödését idézi elő, ami a poláris tartományokban a hőmérséklet növekedésére vezet. A ciklonális tevékenység gyengülése viszont a magas szélességeken lehülést, az alacsony szélességeken pedig hőmérsékletemelkedést hoz létre. Ezzel a körülménnyel számolni kell, amikor az általános cirkuláció állandóságát vizsgáljuk.

Ha a stacionárius állapot valahol megbomlik és pl. a délkörmenti cirkuláció csökken, akkor a poláris tartományokban hidegebb lesz. A hőmérséklet csökkenésekor azonban a nyomás ott megnövekedik, ami a nyomás délkörmenti gradiensét még jobban csökkenti. Ezzel együtt csökken a zónális cirkuláció és folytatódik a délkörmenti cirkuláció csökkenése, mivel intenzitásaik nyilvánvaló módon összefüggnek egymással : amennyivel erősebb a zónális cirkuláció, ugyanannyival erősebb a ciklonális tevékenység és vele együtt pedig a délkörmenti cirkuláció is. Ezen az alapon arra a következtetésre jutunk, hogy az általános cirkuláció nem állandó : már kis meggyengülése teljes megszűnéséhez, kis erősödése pedig határtalan növekedéséhez kellene, hogy vezessen. Ez azt jelenti, hogy az általános cirkuláció számunkra ismeretes formájában egyáltalán nem létezhetik.

Ez a következtetés azonban ellene mond a tényeknek ; az általános cirkuláció létezik és általábanvéve állandó. Ezt a *sztratoszférának* az előző következtetésekben figyelmen kívül hagyott *hatásával* lehet megmagyarázni. A hőmérséklet délkörmenti gradiensének növekedése a troposzférában együttjár a növekedésével a sztratoszférában. A sztratoszférában azonban a hőmérsékleti gradiens iránya ellenkező troposzférabeli irányával. Éppen ezért a nyomás eloszlása ellentétes irányú hatást fejt ki és a cirkulációt éppen ezzel stabilizálja.

A cirkuláció ingadozásai és a hőátvitel közötti összefüggésekre vonatkozó empírikus kutatás még kezdetleges állapotban van. Bizonyos eredmények mindenesetre vannak már ezen a területen is ; ezekről, a távprognózisok problémájával kapcsolatban, a X. fejezetben fogunk megemlékezni.

66. §. A passzátok

A trópusokon belüli hatalmas térségekben az időjárás rendszerét a passzátcirkuláció alapozza meg. A passzátok az Északi-félgömbön az óceánok

egész területének 11%-át, a Déli-félgömbön pedig 20%-át foglalják el, azaz nagyobb területet, mint bármely más cirkulációs rendszer, a mérsékelt szélességek nyugati szeleit is ideszámítva. A Csendes-óceán délkeleti passzátja négyszer akkora területet foglal el, mint Európa. A megelőző fejtegetésekben már alkalmunk volt szólni a passzátcirkulációról, mint a légköri általános cirkuláció alkotórészéről. A következőkben a passzátcirkuláció tulajdonságaival fogunk részletesebben foglalkozni.

1. Irány és sebesség

Passzátoknak a szubtrópusi anticiklonok egyenlítői vidékein található légáramlásokat nevezzük. A 30.° északi és déli szélesség közötti területet foglalják el és *általábavéve keleti irányúak, a trópusoktól az Egyenlítő felé mutató összetevővel.* Ez az összetevő a legjelentősebb a Föld felszínénél, ahol a passzátok iránya nem egyezik meg az izobárokéval, hanem a gradienssel 90°-nál kisebb szöget alkotnak. A passzátok ílymódon az Északi-félgömbön *északkeleti*, a Déli-félgömbön pedig *délkeleti* irányúak. A passzátszél délkörmenti összetevője különösen az óceánok keleti részein, azaz a szubtrópusi anticiklonok keleti peremén nagy. Az óceán nyugati részén a passzátáramlás tisztán keletivé válik (pl. az Antilláknál és Brazilia partjainál), sőt fordított irányú délkörmenti (az Egyenlítőtől a magas szélességek felé mutató) összetevőre tehet szert. Az északkeleti passzát átlagos iránya $N30°E$ (januárban $N48°E$, májusban $N18°E$), a délkeleti passzáté pedig $S41°E$, az év folyamán kisebb ingadozásokkal.

Fentebb már felfigyeltünk *a szélirány nagyobb állandóságára* a passzátok területén. Az uralkodó szélirány megegyezik itt az átlagossal, a passzátok területének középső részein pedig a szél nem változtatja lényegesen irányát a különböző hónapokban. A szélirány állandósága a passzátok középső területein eléri a 0,95—0,99 értéket.

Az Észak-Atlanti-óceán passzátövezetében az *átlagos szélsebesség* 5 m/sec. a Dél-Atlanti-óceánon 6 m/sec, a Déli-Indiai-óceánon pedig 6,5 m/sec. Az északi félgömbön a szélsebesség maximuma áprilisra esik (6,0 m/sec), a Déli-félgömbön pedig szeptemberre (7,5 m/sec), amikor a szélcsend egyenlítői övezete a leginkább eltolódik a másik félgömb felé. A passzátok területének középső részein az átlagos szélsebességek elérik a 8 m/sec-ot is. A passzátokat ezen az alapon *mérsékelt* szeleknek lehet tekinteni.

2. A passzátövezetek helyzete

Tegyük most pontosabbá a passzátövezetek helyzetére vonatkozó ismereteinket. Az Atlanti- és Csendes-óceán fölött a passzátövezetek az év folyamán helyzetüket a következőképpen változtatják:

	Március		Szeptember	
	Atlanti-óceán	Csendes-óceán	Atlanti-óceán	Csendes-óceán
NE-passzát	26—3° é. sz.	25—5° é. sz.	35°—11° é. sz.	30°—10° é. sz.
Szélcsend övezetek	3° é. sz. — Egy.	5°—3° é. sz.	11°—3° é. sz.	10°—7° é. sz.
SE-passzát	Egy. —25° d. sz.	3° é. sz. —28° d. sz.	3° é. sz. —25° d. sz.	7° é. sz. —20° d. sz.

Amint látható, az északkeleti passzátot a délkeletitől elválasztó szélcsendövezet (miként a termikus egyenlítő is) mindkét óceán fölött az egész évben az Északi-félgömbön található. Az északkeleti passzát poláris határa téltől-nyárig északra tolódik el, méghozzá az Atlanti-óceánon majdnem 10 szélességi fokkal, a szélesebb Csendes-óceánon pedig csak 5 fokkal. Az Északi-félgömb nyarán a szélcsendövezet szélesebb, különösen az Atlanti-óceán fölött, mint télen. A Csendes-óceán délkeleti passzátja az egész évben átszeli az Egyenlítőt és behatol az Északi-félgömbre. Az Atlanti-óceánon ez a jelenség főként nyáron fordul elő.

Az Indiai-óceánon a passzátok csupán a Déli-félgömbön léteznek; tőlük északra már Dél-Ázsia monszunszeleivel találkozunk. Az Északi-félgömb nyarán az Északi-Indiai-óceán délnyugati monszuna lényegében közvetlen folytatása a délkeleti passzátnak, amely az ázsiai nyári depresszió nyomási gradienseinek hatására megváltoztatja irányát és az ázsiai kontinensre egészen a 30. északi szélességi fokig behatol. A szélcsendövezet ebben az időben hiányzik (pontosabban a termikus egyenlítővel együtt a kontinens felé mozdul el) és csupán az Egyenlítő tartományában a bárikus gradiens gyengülése emlékeztet bizonyos mértékben rá. Az Északi-félgömb telén a délkeleti monszun az ázsiai kontinens déli vidékeiről a déli szélesség 10. fokáig hatol el, miközben irányát fokozatosan északira és északnyugatira változtatja. A passzátok váltakoznak a monszunokkal az Indonéziai-félszigeten és Észak-Ausztráliában is, valamint magának a Csendes-óceánnak a nyugati részén is.

3. A »szélcsendövezet«

A szélcsendövezet szélességére vonatkozólag fentebb idézett középértékeket az éghajlati térképekről vettük. Ezek a számok vitathatatlanul a szélcsendövezet mozgásának nem periódikus voltát tükrözik és ezért nagyobb szélességet mutatnak, mint amit konkrét esetben megfigyelhetünk. A szinoptikus térképeken a szélcsendövezet szélessége már sokkal közelebb áll a frontális övezet szélességéhez, az összes esetek 33%-ban pedig az északkeleti passzát délkeletibe való átmenete éles front formájában megy végbe. Ez lehetővé teszi a *szélcsendövezetnek a trópusi frontokkal való azonosítását.*

A szélcsendövezetben az időjárást egyáltalában nem a szélcsendek, hanem változékony és rohamszerű szelek jellemzik; szélrohamoknál a szélerősség eléri a 4—6, sőt még a 7—8 fokot is. Rendkívül jellemzőek erre az övezetre az igen erős záporok és viharok, amelyek egyrészt az áramvonalaknak a trópusi frontnál megnyilvánuló konvergenciájának, másrészt helyi jellegű konvekciónak a következményei.

4. Az antipasszátok

A passzátok övezetében néhány kilométer magasságban a szélirány lényegesen megváltozik, amennyiben a keleti helyett nyugati irányú összetevőre tesz szert. A passzátok területén ezt a felső áramlást *antipasszátnak* nevezzük. A passzátról az antipasszátra, vagy a keleti szélről a nyugati szélre való átmenet különböző magasságokon megy végbe. Ez a magasság az Atlanti-óceánon a 10. északi szélességi fokon nyáron 15 km, télen pedig 6 km. Ugyanott a 30. északi szélességi fokon nyáron kb. 5 km, télen pedig 1,5—2 km. A passzátok egész övezetére és az egész évre számított középértékben az antipasszát kezdetének magasságát feltételesen 4 km-nek lehet venni.

Az antipasszát iránya az átmenet szintje felett egyáltalán nem ugyanaz minden magasságban ; nem azonos ezenkívül a passzátok övezetének különböző részeiben sem. A legegyszerűbb vázlatokon az antipasszátnak a passzáttal ellenkező irányt tulajdonítanak, azaz pl. az Északi-félgömbön délnyugati irányt. Láttuk azonban, hogy a szubtrópusi anticiklon különböző részein a passzát iránya sem egyforma. Ugyanez érvényes az antipasszátra is ; az Északi-félgömbön az antipasszát lehet tisztán nyugati vagy déli, sőt északnyugati szél is.

Ezt könnyen megérthetjük, mivel az antipasszát irányának meg kell egyeznie az anticiklon izobárjának irányával a megfelelő magasságban.

A szubtrópusi anticiklonok a troposzféra felső részében az Egyenlítő felé (valamint kelet felé, a felmelegedett kontinensek irányába) mozdulnak el ; ezért az alsó rétegek keleti passzátáramlása felett jelentős területen nyugati antipasszát-áramlások találhatók. A keleti szélirány csupán az Egyenlítő közelében marad meg igen nagy magasságokig, egészen a sztratoszféráig. Az antipasszát-áramlásban azonban az alapvető nyugati összetevőhöz még egy délkörmenti összetevő is csatlakozik, amely a légkör adott pontjában az anticiklon izobárjának irányától függően más és más.

5. *A passzátcirkuláció*

Ahhoz, hogy a passzátcirkuláció zárttá váljék, arra van szükség, hogy a passzát és antipasszát horizontális átviteleihez vertikális összetevők csatlakozzanak. A passzátövezet északi és centrális részein lefelé menő mozgásösszetevő található, amely középértékben egyenlő (Sverdrup számításai szerint) 2 cm/sec-mal. Amint azonban a trópusi fronthoz közeledünk, a 10. északi szélességi foktól délre már felszálló levegőmozgással találkozunk, amelynek átlagos függőleges sebessége mintegy 1—1,5 cm/sec. Milyen útat tesz meg a passzátáramláson belül keringő levegőrészecske?

Amint az előzőkből világos, a cirkuláció passzátgyűrűje nem öleli át az egész Földet az Egyenlítő mentén. Ez a gyűrű különböző sejtekre szakad, amelyek a szubtrópusi anticiklonokkal kapcsolatosak. Minden szubtrópusi anticiklon egyenlítői vidékein passzátok fújnak. Az anticiklon középpontjának közelében a szelek gyengébbek és a passzátáramlás gyengén jut kifejezésre ; a szubtrópusi szélességektől az Egyenlítő felé való távolodás mértékében mind irányát, mind sebességét tekintve, nagyobb határozottságra tesz szert. Különbség van ezenkívül az anticiklon egyenlítői vidékeinek keleti és nyugati részei között is. A *keleti* peremen (az Óceán keleti részén) a szél irányában egy, az Egyenlítő felé mutató összetevő uralkodik és a passzát itt, az Északi-félgömbön, majdnem északi szél. Éppen itt játszódnak le időről-időre a poláris levegőnek a magasabb szélességekről a passzátok tartományába való betörései. Az Egyenlítő felé közeledve, az anticiklon izobárjai helyzetének megfelelően, a passzát megnöveli keleti sebességösszetevőjét. Az óceán *nyugati* részén a passzátáramlás tisztán keleti, majd pedig (az Északi-félgömbön) délkeleti irányt vesz fel, azaz megszűnik a passzátok meghatározásának megfelelően viselkedni. A szubtrópusi anticiklon nyugati peremén a levegő már az alacsony szélességek felől a magasabbak felé áramlik.

Az anticiklon déli perifériáján, amint fentebb már említettük, a mozgásnak függőleges összetevője van ; ezért a passzát levegője, amely eredetileg az Egyenlítő felé áramlik, majd pedig az Egyenlítő mentén nyugatra tart,

ugyanakkor felfelé emelkedik; az adott levegőrészecske az anticiklon nyugati és északi kerületén észak és kelet felé mutató, fordított irányú mozgást fog végezni, már a magas rétegek antipasszát áramlásában is.

Képzeljük el, hogy a passzátáramlások levegőrészecskéje az azóri anticiklon déli részén, a trópusi front közelében 5 m/sec, azaz 450 km/nap sebességgel mozog. Ugyanakkor 1 cm/sec sebességgel emelkedik felfelé. Ha nyugat felé 5000 km-t tesz meg, azaz Afrika nyugati partjairól a Mexikói-öbölhöz érkezik, ugyanakkor 8000 m magasra emelkedik és már az antipasszát-áramlásban jelenik meg. Ebben az áramlásban északkeleti irányt vesz fel mozgása, azaz a szubtrópusi anticiklon nyugati részén folytatja mozgását, miközben lassan lefelé száll; a Föld felületét már az anticiklon északi részén éri el.

A levegőrészecske trajektóriájának tehát a passzátcirkulációban *ferde és megnyúlt ellipszisalakja van, amely a Föld felületét keleten érinti, nyugat felé pedig felemelkedik.* V. Bjerknes és munkatársai rámutattak arra, hogy ilyen trajektóriák csak akkor lehetségesek, ha a passzátcirkuláció a különböző szubtrópusi anticiklonokkal kapcsolatos különböző »sejtekre« tagolódik szét. A nagynyomású szubtrópusi övezet különböző anticiklonokra való tagolódása tehát szükségszerű feltétele a trópuson belüli cirkuláció létezésének. Norvég meteorológusok ebből arra a következtetésre jutottak, hogy a szubtrópusi övezet még abban az esetben is széttagolódnék, ha a Földnek homogén felszíne lenne. Ezt részben az a tény is igazolja, hogy az Észak-Atlanti-óceánon és különösen az Észak-Csendes-óceánon néha egyidejűleg két szubtrópusi anticiklon létezik.

Amint fentebb mondottuk (lásd a 60. §.-t), a cirkuláció ilyen, jellegét tekintve »sejtszerű« vízszintes széttagolódása a norvégek szerint az egész átlalános cirkuláció szükségszerű tulajdonsága, amely lehetővé teszi, hogy a cirkuláció mind a zónális, mind a délkörmenti levegőcserét megvalósítsa.

6. A passzátinverzió

A passzátok területén fellépő inverziókat az Észak-Atlanti-óceánon expedíciós aerológiai megfigyelések útján eredményesen tanulmányozták. Az északkeleti passzát tartományának nagyrésze felett *1,5—2 km körüli nagyságrendű magasságban fekvő inverzió figyelhető meg.* Az inverzió magassága a szubtrópusoktól az Egyenlítő felé csökken, de a szélcsend egyenlítői övezete, azaz a trópusi front felé közeledve az inverzió gyorsan felemelkedik és ennek következtében meggyengül (219. ábra).

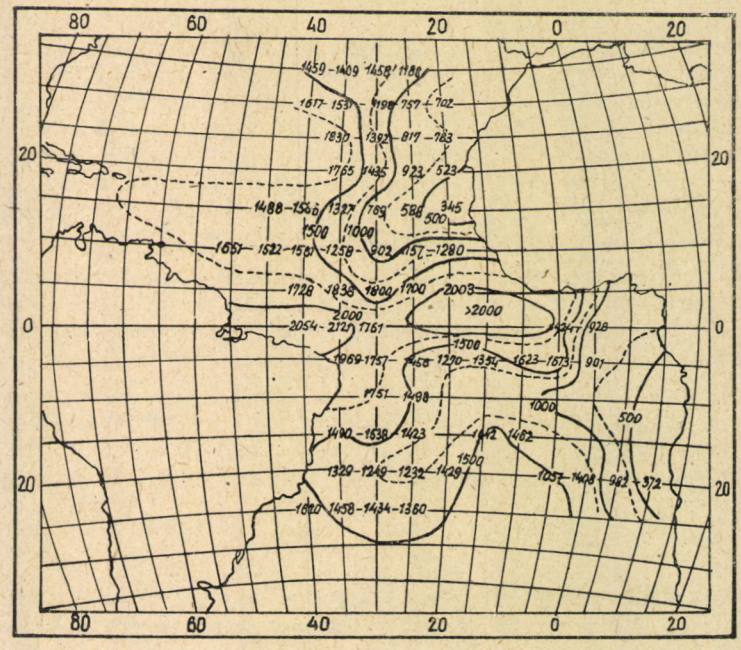
Az inverzió ezenkívül leereszkedik az óceán nyugati részén is, ahol Afrika nyugati partjainál majdnem a tenger szintjére száll le. A nyugatafrikai partok közelében az inverzió 10°, középértékben pedig 3—5°. Az inverziós réteg vastagsága 100—400 m; fölötte nem ritkán izotermikus vagy az izotermikushoz közelálló réteg van, amelynek magassága néhány száz méter.

Az inverzió fölött egy magas réteg van, amelyben a szélirányok közelesnek az alsó rétegéhez, de a passzátok övezetének északi részeiben gyakran nyugati összetevőik vannak; az antipasszátok, azaz a délnyugati szelek (az Északi-félgömbön) csupán a 2—7 km magassággal veszik kezdetüket.

A passzátinverzió tehát nem jelenti a passzát felső határát, amint azt ezelőtt helytelenül gondolták; *a passzátinverzió két, általában megegyező irányú áramlást választ szét, amelyek kapcsolata hozza létre a passzátokat.* Ficker az

inverzió alatti áramlást *alapáramlás*nak, az inverzió fölötti áramlást pedig *felsőáramlás*nak nevezte. A passzátinverzió részben az alap- és felsőáramlás eredetének különbségével kapcsolatos és ennek következtében a két áramlás eredeti tulajdonságainak különbségével, amelyekről épp az imént beszéltünk. Ezenkívül a passzátinverziót fenntartják és megerősítik még a felső áramlás leszálló mozgásai; ezen az alapon ez az inverzió bizonyos mértékben süllyedési inverzió.

A 220. ábra megadja függőleges metszetben a passzátcirkuláció vázlatát. A *P* betű az alapáramlást, az *I* betű az inverziót, az *O* betű a felsőáramlást, az *A* betű az antipasszátot jelöli.

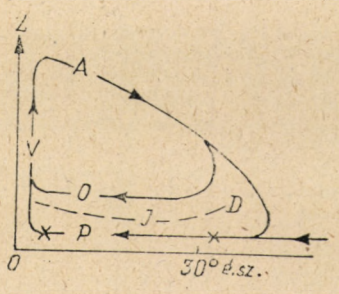


219. ábra. A passzát-inverzió topográfiája (*A* az inverzió kezdeti magassága)

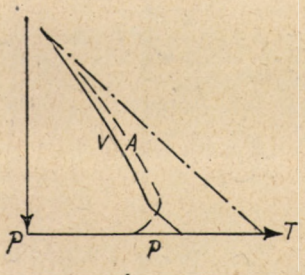
Ficker szerint a passzátáramlás eredete a következő. Az Egyenlítőnél azaz a trópusi front tartományában a konvergáló levegőtömegek felszállnak, miközben megtörténik a kondenzáció és szabaddá válik a rejtett hő. A felső rétegekben a levegő antipasszátok formájában az Egyenlítőtől a trópusok felé áramlik, közben lassanként leereszkedik és a leereszkedő mozgás közben dinamikusan felmelegedett levegő hőmérséklete a sugárzási hőveszteség következtében csökken. Mindez leolvasható a 221. ábra grafikonjának adiabatájáról, ahol *V* jelöli az egyenlítői övezetben felszálló levegő állapotgörbéjét; a pontozott vonalakkal jelzett görbe ugyanennek a száraz-adiabatikus törvény szerint leszálló levegőnek az állapotgörbéje, az *A* görbe pedig az antipasszát, áramlásban a hőmérséklet valóságos eloszlásának a görbéje. A folyamat tisztán adiabatikus volta esetén az *A* görbének meg kellene egyeznie a száraz-adiabatával; a valóságban a rajzon az alacsonyabb hőmérsékletek tartományában attól balra fekszik.

A szubtrópusi anticiklon tartományában (a 220. ábrán *D*) az antipasszátok levegőjének egy része már viszonylag alacsony szélességeken leereszkedik és azután a felső, meleg és száraz passzátáramlással (*O*) ellenkező irányban áramlik. Az antipasszátáramlás másik része továbbhatol a magas szélességekre, kisugárzás útján még jobban lehűl és a szubtrópusi anticiklon északi peremén mint a passzát hidegebb alapáramlása (*P*) a tenger felületére leereszkedik.

Az alapáramlás alacsony hőmérsékletének kialakulásában az a körülmény is szerepet játszik, hogy periódikusan beléje áramlik a mérsékelt szélességekről érkező hideg poláris levegő. Az alapáramlás ezután mint hideg légtömeg az Egyenlítő felé áramlik, ahol az óceán felületétől felmelegedik, aminek következtében instabil rétegződésre tesz szert. Ugyanekkor a meleg vízfelület párolgása következtében megnövekedik a nedvességtartalma. A konvekció azonban az alapáramlásra korlátozódik és csak néha keletkeznek benne lapos gomolyfelhők. *Az alsó passzátinverzió záróréteg, amely megakadályozza a felszálló áramlásoknak a felső passzátáramlásba való behatolását.* Ennek követ-



220. ábra. A passzát-cirkuláció



221. ábra. Állapotváltozások a passzát cirkulációban az adiabáta-diagrammon

keztében a tenger felszínéről származó egész hő- és nedvességkészlet felhalmozódik az alap-passzátáramlásban, annak a szubtrópusoktól az Egyenlítő felé haladó egész útjában; az alapáramlás instabilitási energiája magas értékeket ér el, de csak kismértékben alakul át mozgási energiává. Az Egyenlítőhöz való közeledésükkor az áramvonalak konvergenciája a szűk egyenlítői övezetben a passzátok levegőjét gyors felmelegedésre kényszeríti. Ennek következtében az inverzió felemelkedik és átszakad. *A teljes instabilitási energia, amely az alsó passzátáramlásban, annak a szubtrópusoktól az Egyenlítő felé irányuló útján halmozódik fel* (a 220. ábrán kis keresztekkel megjelölve) *az egyenlítői övezetben gyorsan és viharosan felszabadul,* ami ott heves záporokkal járó hatalmas konvekciós felhők keletkezéséhez vezet. A passzátinverzió tehát a passzátrendszert sajátságos energiaakkumulátorrá alakítja.

Ficker és Giáo számításai szerint az alap-passzátáramlásban a 35 szélességi foktól kiinduló úton az energiabeáramlás eléri a 7—10 kal/órát. Ugyanekkora energiaveszteséget kell szenvednie kisugárzás következtében az ellentétes úton haladó antipasszátnak. Ha az alapáramlás magassága 1300 m és sebessége 9 m/sec, akkor a szélességi kör 1 cm-e fölött $13{,}5 \cdot 10^4$ $g \cdot sec^{-1}$ tömegátvitel adódik. Ezeknek a kiindulásul szolgáló adatoknak az esetében 17 napra van szükség, hogy a 30. és 5. északi szélességi fokok között lévő teljes légtömeg a passzátcirkulációban teljesen megforduljon. Ez $+ 0{,}2$ $kal \cdot cm^{-2} \cdot min^{-1}$ hőbeáramlásnak, illetőleg hőleadásnak felel meg.

7. A Csendes-óceán passzátjai és az időjárás

Az előzőekben közölt leírások és következtetések főként az északatlantióceáni övezetre vonatkozó megfigyeléseken alapulnak. Az újzélandi meteorológusoknak a közelmultban közrebocsátott eredményei arra engednek következtetni, hogy a légkör rétegződése és az időjárás jelenségei a Déli-Csendes-óceáni passzátövezetében is alapjában véve ugyanolyanok.

A passzátok légtömegében, a tengeri trópusi levegőben a felhőzet 4—7 tized lapos gomolyok formájában, amelyek alapja a 450—900 m magasságban van ; a felhők felső határa 1500—2400 m magasságban lévő passzátinverzió. Néha különálló gyenge záporesők figyelhetők meg.; a látástávolság 13—25 km, gyenge párássággal az inverzió alatt. A felhőzet napi menete jelentéktelen ; korán reggel gyenge növekedés, délután pedig gyenge csökkenés figyelhető meg, amint ez jellegzetes a tenger fölött a konvekciós felhőkre. A nagy szigetek fölött a konvekció nappal növekszik és hatalmas gomolyfelhők alakulnak ki, amelyek áttörik az inverziót és záporokhoz vezetnek.

Abban a mértékben, amint a passzátok levegője a meleg egyenlítői vizek felett az Egyenlítő felé áramlik, az inverzió fokozatosan eltűnik, a stabilitás csökken ; magasabb *Cu*-ok és *Cb*-ok keletkeznek, különösen nappal a szigetek fölött. Ezek a felhők a 0 fokos szintnél magasabbra hatolnak fel (kb. 4000—5500 m) és heves záporokat okoznak. A látási viszonyok itt, természetesen a csapadékövezeteken kívül, jók.

A trópusi front meglehetősen keskeny övezetét — ahol az inverzió megszűnik, konvergencia lép fel és erős a konvekció — 30—80 km szélességben *Cb*-csík és záporok jellemzik. Néha, amikor a konvergencia aktívabb és a konvekció erősebb, heves záporok és szélrohamok figyelhetők meg ebben az övezetben, a *Cb*-ok pedig 12—13 km magasságig és még tovább emelkednek. A záporfelhőkhöz réteges felhők (altostratus) csatlakoznak, váltakozó esővel.

Ha a trópusi front övezete széles, akkor azt a gyengétől a mérsékeltig terjedő keleti vagy változó szelek és szétszórt konvekciós centrumok jellemzik.

67. §. Ciklonális tevékenység a trópusokon

A trópusokon belüli ciklonális tevékenységeknek sajátszerű jellege van és élesen különbözik a trópusokon kívüli ciklonális tevékenységtől. Mivel ez szorosan összefügg a passzátcirkulációval és a trópusi frontokkal, ezért a legcélszerűbb ebben a fejezetben tárgyalni.

1. A szubtrópusi anticiklonok

Fentebb már megemlékeztünk a szubtrópusi anticiklonokról, amikor általánosságban az anticiklonokról, a hatásközéppontokról, a trópusi frontokról és a passzátcirkulációról szóltunk. A szinoptika szempontjából lényeges mégegyszer figyelmet fordítani arra, hogy a szubtrópusi anticiklonok állandó jellege csak látszólagos. A valóságban kváziperiódikus megújulásukkal van dolgunk. Ennek a megújulásnak alapvető mechanizmusa abban áll, hogy a régi szubtrópusi anticiklont a ciklonsorozatot bezáró új anticiklon váltja fel. A sorozat fejlődése a poláris fronton együtt jár a szubtrópusi anticiklon meggyengülésével és dél felé való visszavonulásával. A záró anticiklon, miután északnyugatról a trópusokra betört, bárikusan egyesül a megelőző anticiklon maradványával és új szubtrópusi anticiklonná alakul, annak leginkább északra fekvő helyzetében (222. ábra *E. F.*).

Új amerikai adatok szerint[1] a szubtrópusi anticiklon újjáalakulása ritkábban még egy más úton is végbemehet. Az új mozgó anticiklon az alap-

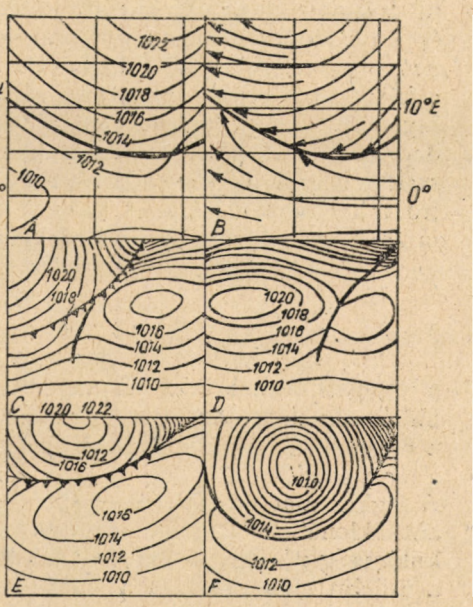
[1] Itt és a továbbiakban új amerikai adatokon a portoricoi trópusi meteorológiai intézetnek a háború éveiben végzett munkálatait értjük.

anticiklontól nyugatra közvetlenül a trópusokon alakul ki, majd pedig kelet felé mozogva belép az anticiklon területére, miközben azzal összeolvad és azt felerősíti (222. ábra, *C*, *B*). Maga ez a mozgó anticiklon a trópusokon belül az úgynevezett poláris teknő megjelenésével kapcsolatban fejlődik, amiről a továbbiak során lesz szó.

Említettük már, hogy az Északi-Csendes-óceánon gyakran két szubtrópusi anticiklon figyelhető meg, olykor pedig három.

P. I. Brounov és B. P. Multanovszkij már régen megállapították, hogy az azori anticiklonok, különösen nyáron, a »magok« számára kijáratot engednek kelet felé, Dél-Európa, a Földközi-tenger és Észak-Afrika irányában. Ilyen »magnak« tekinthető az anticiklon, ha a maga egészében kelet felé elmozdul, miközben az óceán fölött új anticiklon alakul ki, vagy pedig az anticiklon keleti részének elkülönülése és elmozdulása. Nekünk az első eset látszik valószínűbbnek.

A Déli-félgömbnek az éghajlati térképeken mutatkozó óceáni anticiklonjai jelentékeny szinoptikus állandóságot árulnak el. A közöttük lévő területeket azonban, amelyeket az éghajlati térképeken nyergek képviselnek, a szinoptikus térképeken a mozgó anticiklonok közvetlen folytatásai foglalják el. Különösképp ilyen a helyzet Ausztrália körzetében és a Déli-Csendes-óceán nyugati részén. A Déli-Csendes-óceán és az Indiai-óceán fölött az állandó anticiklonok között rendszerint két-három mozgó anticiklon látható, amelyek nyugat-keleti irányban naponta mintegy 10 szélességi foknyi sebességgel mozognak. Ezek közt az anticiklonok közt V alakú teknők mozognak, amelyek a Déli-félgömb magasabb szélességein nyugatról keletre mozgó depressziók északi részei. Az ausztráliai szárazföld fölött a mozgó anticiklonok megerősödnek.



222. ábra. Szakadási vonalak a trópusokon (*A*, *B*) és a szubtrópusi anticiklon regenerációjának két esete (*C*, *D* és *E*, *F*)

2. *A trópusi frontok*

Fentebb (lásd a 63. §-t) már szó volt arról, hogy a trópusi frontok milyen körzetekben helyezkednek el és hogyan változtatják az év folyamán klimatológiai szempontból helyzetüket. Ezeket a frontokat, mint *szinoptikus* jelenségeket, sokkal kevésbbé vizsgálták, mint a magasabb szélességeken található frontokat.

A bárikus térben a trópusi front teknővel kapcsolatos. Ha a teknő helyzete nem esik messzebbre a 3. északi vagy déli szélességi foknál, akkor a szelek a teknő tengelyének mindkét oldalán túlnyomóan keletiek ; ha azonban a teknő az Egyenlítőtől a 3—5. szélességi foknál távolabbra van, akkor

gyakran zárt izobárokkal jellemzett depressziót rejt magában, miközben a szelek a teknő egyenlítői oldalán (Déli-félgömb légkörében) túlnyomóan nyugatiak lesznek. Az Egyenlítő közelében a keleti szelek vékony talajmenti rétege fölött szintén gyakran megfigyelhetők nyugati szelek.

Bizonyos adatok szerint a trópusi front mindkét oldalán erős konvergencia és a levegő — rendezett konvekciót eláruló — gyors felemelkedése figyelhető meg, magas *Cu*-ok és *Cb*-ok keletkezése kíséretében. Más szerzők véleménye szerint túlnyomóan a Déli-félgömb egyenlítői levegője emelkedik fel és a trópusi frontok a mérsékelt szélességek meleg frontjaira emlékeztetnek. Még kevésbbé világosak a trópusi frontok tulajdonságai a szárazföldek fölött ; úgy látszik, hogy kialakulásuk és létezésük a kontinensek fölött kevésbbé állandó jellegű.

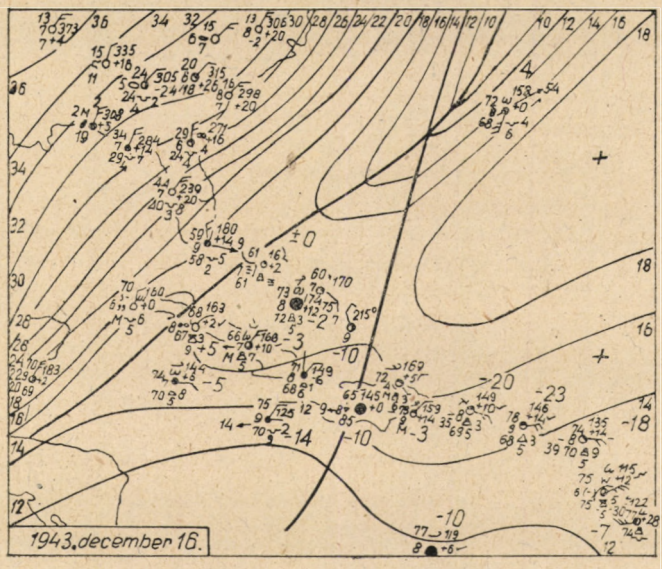
A trópusi frontok napról-napra való elmozdulása eléggé jelentős. Egyes adatok szerint az északkeleti passzát Atlanti-óceán fölötti déli határa, azaz éppen a trópusi front, egy hónap leforgása alatt 10 meridiánfoknyi vagy még nagyobb határok között ingadozhatik. Nem ritkák a naponkénti 4 foknyi és a kétnaponkénti 6—7 foknyi ingadozások sem. A trópusi frontoknak ezek az ingadozásai, úgy látszik legalább is részben összefüggnek a rajtuk kialakuló depressziókkal (lásd az alantiakban). A hideg légtömegeknek a mérsékelt szélességekről a trópusokra való betörése szintén hatással lehet a trópusi frontok elmozdulására. A trópusi front elmozdulásai természetesen az időjárás éles, helyi jellegű változásaihoz vezetnek.

3. A poláris teknő

Új amerikai adatok szerint a hidegfrontnak a záró anticiklonnal együtt a nyugati áramlásban az alacsonyabb szélességekre való előnyomulása a hullámoknak a nagyobb magasságokra való kiterjedésével jár együtt (azaz a bárikus tér teknőinek és gerinceinek vándorlásával) ; ennek következtében a magassági hullám, amely gyorsabban mozog kelet felé, megelőzi a frontot. A légkör alacsonyabb rétegeiben a front meggyengül és feloszlik (mivel az anticiklonális cirkuláció frontfeloszlató hatást gyakorol rá) ; a hőmérsékleti különbség rendkívül elmosódottá válik. A felső nyugati áramlásban azonban a hullám előnyomulása a talajmenti keleti szelek fölött folytatódik, mivel azonban markáns magaslati teknővel kapcsolatos, a talajmenti izobárok a passzátok tartományában szintén teknőszerű görbületre tesznek szert.

A passzátok tartományának ez a teknője elválaszthatatlan kapcsolatban van a magasabb szélességek bárikus teknőjével ; ezért az egész rendszert *poláris teknőnek* nevezik (223. ábra). A poláris teknő a nyugati vezető áramlással keleti irányban mozog; ennek az áramlásnak az iránya ellentétes a passzátok vékony alsó rétegének az irányával. A teknő tengelyétől keletre rendszerint vízszintes konvergencia figyelhető meg, jellemző még a nedves levegő vastag rétege és a rossz időjárás (*Cu, Cb, As*) ; a teknő tengelyétől nyugatra divergencia, a nedves levegő vékony rétege és jó időjárás figyelhető meg.

A szubtrópusi anticiklonok közötti nagy területeken a poláris teknők aránylag gyorsan mozognak. A szubtrópusi anticiklontól közvetlenül nyugatra a teknők kvázistacionáriusak. A poláris teknő itt az óceáni poláris front középső helyzetének az Egyenlítő felé eső meghosszabbítása, azaz azonos az éghajlati térképeken a »passzátfront«-tal. Az óceáni anticiklonok »megkettőződése« az óceán fölött keletkező poláris teknőkkel kapcsolatos.



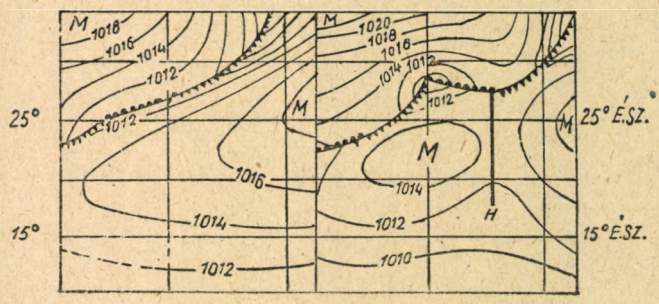
223. ábra. A poláris teknő

4. A poláris front a trópusokon

Amikor a poláris levegő a ciklonsorozat utolsó tagjának hideg frontja mögött betör a trópusokra, a hőmérsékleti törés a hidegfronton gyorsan kiegyenlítődik, viszont a szél ciklonális ugrása még meg is erősödhetik. Az ilyen frontokat a trópusokon, amelyeket csupán a szélugrás jellemez, *törési vonalaknak (lökési vonalaknak)* nevezik (222. ábra *A*, *B*). A törési vonal elválasztja az egyenlítői oldalra eső gyenge keleti szelet (a régi anticiklonban) a poláris oldalra eső erős keleti szelektől (a trópusokra belépő új anticiklonban). A bárikus térben ez a teknővel kapcsolatos. Ez a teknő a magasságokban lesz szemmellátható az egyenlítői oldalon fellépő nyugati szelek folytán. A törési vonal néha elérheti magát az egyenlítői övezetet is, odaérkezése a passzátok megerősödésével, *Cb*-szal és zivatarokkal jár együtt ; mögötte az időjárás rendkívül tiszta, lent a nedves levegő vékony rétege található, efölött pedig rendkívül száraz a levegő. A nedves réteg felső határán radiációs *St*-ok és *Sc*-ok keletkezhetnek.

5. Az indukált teknő

Az alacsonyabb szélességekre áramló hideg front olykor gyorsan stacionáriussá válik, azaz párhuzamos lesz az izobárokkal, de még nem veszíti el trópuson kívüli jellegzetességeit. Ebben az esetben frontális hullám keletkezhetik rajta. Ennek a hullámnak a keletkezésével kapcsolatban a frontális felület fölött a nyugati szelek megerősödése új anticiklon keletkezéséhez vezet zárt izobárokkal a hullám egyenlítői oldalán. Eközött az anticiklon és a távolabb kelet felé elhelyezkedő alapanticiklon között természetes módon trópuson belüli teknő keletkezik, amelyet *indukált teknőnek* lehet nevezni (224. ábra). Ennek keleti (elülső) részén az időjárás borús lesz, nyugati részén pedig jó. A frontális hullám nyugat felé való mozgásával egyidejűleg az indukált teknő is elmozdul vele együtt, de gyorsan kitöltődik.

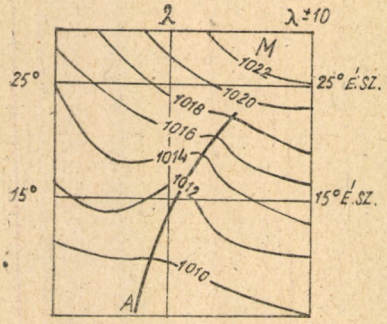


224. ábra. Az indukált teknő a trópusokon

Ha a frontális hullám stacionárius marad, az indukált teknő szintén stacionárius marad és intenzívebbé válhatik, miközben a teknő tengelyének mindkét oldalán rossz időjárás figyelhető meg.

6. Hullámok a passzátokban

A legutóbbi időben a passzátövezetek bizonyos körzeteiben úgynevezett passzáthullámok létezését állapították meg. Ezek közül a körzetek közül az egyik az Észak-Atlanti-óceán és a Karaib-tenger trópusi része. Itt könnyen felfedezhetők izallobár területek sorozatai, amelyek kelet-nyugati irányban mozognak és a feláramlás intenzitásában mutatkoznak meg. Amikor az izallobárikus párok (a süllyedő nyomású területek és az ezek kíséretében lévő emelkedési területek) előrehatolnak, a szubtrópusi anticiklon déli perifériáján az izobárok elgörbülnek és egy északi irányú teknőt hoznak létre (225. ábra); ez a teknő a troposzféra középső részében (3 km-es szinten) élesebb kifejezésre jut, mint a Föld felszínén. A nyomásváltozás a Föld felszínén a hullám előnyomulásakor néha kevesebb 1 mb-nál. A légáramlás terében a rendellenesség rendszerint élesebb kifejezésre jut mind a Föld felszínén, mind pedig a magasabb rétegekben (az Északi-félgömbön); a teknő tengelye előtt (a hullám elülső részén) a passzátokban az északi összetevő növekedése és a teknő tengelyének előrenyomulásakor annak északkeletiről délkeleti irányra való gyors átváltása figyelhető meg. Ennek következtében a teknő elülső része (a tengelytől nyugatra) az alacsony rétegekben a divergencia és a leszálló mozgás területe, a hátoldala viszont a konvergencia és a felszálló mozgás területe. Ezen az alapon a teknő tengelye mögött megnyilvánuló izallobárikus maximum esős idővel jár együtt. A magasság növekedésével a teknő tengelye keleti irányban mozdul el.



225. ábra. Hullám a nyomási mezőben a passzátok tartományában

Az észak-atlanti-óceán i passzátokban ilyen hullámok Észak-Afrika keleti partjainak közelében, az Északi-félgömb nyarán keletkeznek, amikor a trópusi front és a szubtrópusi anticiklonok a leginkább eltolódnak észak felé. Az említett hullámokat meg l ehet figyelni az Északi-Csendes-óceán passzátjai-

ban is, különösen annak keleti és központi részeiben ; passzáthullámok mind a két óceánon általában az 5. és 30. északi szélességi fok közötti övezetben keletkeznek.

Passzáthullámok megfigyelhetők a Déli-Csendes-óceán bizonyos övezeteiben is : az Északi-Cook-szigetektől nyugatra és a Marquises-szigetek körzetében. Feltételezhető, hogy ez a jelenség nagymértékben általános és a passzátcirkuláció egyéb körzeteiben is fel fogják még fedezni.

7. *Depressziók a trópusokon*

Az imént vizsgált valamennyi típus rendellenességei teknőalakúak. A trópusokon gyakran keletkeznek azonban ciklonális cirkulációjú, azaz *zárt izobárokkal* rendelkező depressziók is. Ezek a depressziók ritkább esetekben orkánszerű szelekkel járó intenzív ciklonokká alakulnak át, amelyek *trópusi ciklonok*, vagy *trópusi orkánok* elnevezés alatt ismeretesek. Ezeket a továbbiak során fogjuk majd leírni. Most a trópusi depressziók *általános* esetéről fogunk szólni, mintegy az ártatlan jellegű depressziókról, amelyek a trópusi ciklonokban keletkezhetnek, de előfordul az is, hogy nem keletkeznek. A trópusi depressziók természete különféle lehet. A következőket lehet megkülönböztetni :

1. a trópusi front depressziói ;
2. a passzáthullámok depressziói ;
3. a poláris teknőkkel kapcsolatban keletkező depressziók ;
4. az indukált teknőkben fejlődő depressziók.

Amikor a depresszió *a trópusi fronton* alakul ki, akkor ez az utóbbi rendszerint pregnánsan kifejezett jellegű és a depresszió nagy tengelye mentén fekszik (nyugatról kelet felé húzódik). A depresszió kezdetben gyenge mozgást árul el, intenzitása azonban növekszik. A depresszió területe kezdetben széles ; a központi izobár olykor a 30. hosszúsági és a 10. szélességi fokig terjedő körzetet foglalja el. A depresszión belül gyenge, változó irányú szelek figyelhetők meg, a front poláris oldalán keleti, egyenlítői oldalán pedig nyugati uralkodó széliránnyal. A szelekben a front felé irányuló összetevők figyelhetők meg. A depresszió tartományán belül néha 1—2 kis kiterjedésű másodlagos középpont fejlődik ki.

Az Atlanti-óceán nyugati része fölött nyáron vagy kora ősszel a passzátáramlás hullámai szintén alapjául szolgálhatnak egy zárt ciklonális cirkulációnak, amelynek markánsan kifejezésre jutó depressziója van ; a továbbiak során lehetségessé válik az utóbbinak trópusi ciklonná való átalakulása. Tavasszal és ősszel a passzátokban keletkező depressziók rendszerint nem fejlődnek ki a viharos stádiumig és minthogy gyorsan mozognak, kilépnek a passzátok tartományából és behatolnak az Egyesült Államok fölötti poláris teknőbe.

A trópusi front depressziói (vihar-ciklonná való átalakulásuk előtt) felhőzet és csapadékeloszlás szempontjából nyilvánvalóan aszimmetrikusak, véleményünk szerint pedig ugyanez vonatkozik rájuk a hőmérséklet és a nedvesség szempontjából is. A passzátdepressziók viszont a meteorológiai elemek szempontjából szimmetrikusak.

Télen kicsiny, zárt izobárokkal rendelkező depressziók a poláris teknőkben is fejlődnek, a poláris front egyenlítői oldalán. Ezek a trópusokon ritkán érnek el nagy intenzitást. Az ilyen depresszió azonban, nagy sebességgel észak

felé tartva, eléri a poláris frontot, amely a poláris teknőnek a magasabb szélességi fokokon fekvő részével kapcsolatos. A poláris fronton ennek következtében indukált frontális hullám keletkezik. Az Egyesült Államok keleti partvidékének és a Hawai-szigeteknek néhány erős vihara az ilyen típusú depressziókkal függ össze.

Depresszió fejlődhetik az indukált teknőben is, ha a teknőt indukáló polárfrontos hullám stacionárius marad. Az ilyen depresszió a poláris front magasabb szélességeken fekvő részén hullámciklont idézhet elő.

A fentebb leírt depressziók kategóriái közül tehát a trópusonbelüli övezetben legalább kettő átalakulhat viharos és orkánszerű szelekkel járó rendkívül erős ciklonokká. Bár ezek a képződmények ritkák, működésük annyira hatékony, hogy már igen régóta (a XVII. század óta) tanulmányozzák őket, vagyis sokkal előbb hozzáfogtak vizsgálatukhoz, mint ahogy felfedezték volna a trópusokon fellépő kevésbbé intenzív örvényeket és még annál is korábban, mint ahogy kezdetét vette a mérsékelt szélességeken való ciklonális tevékenység kutatása. A rájuk vonatkozó tapasztalati anyag rendkívül nagy ; sokkal kevésbbé kidolgozott azonban a keletkezésük fizikai mechanizmusára vonatkozó kérdés. Rátérünk most már a trópusi ciklonok tárgyalására.

8. A trópusi ciklonok keletkezésének centrumai

A trópusi ciklonok keletkezésének főkörzetei a következők :

Az Északi-félgömbön:

1. Az Atlanti-óceánon az Antilla-szigetek, a tőlük keletre eső körzet és a Karaib-tenger; helyi elnevezésük: *az Antilla-szigetek orkánjai (a Nyugat-Indiai-szigetek orkánjai).*

2. Az Indiai-tengeren a Bengáli-öböl és ritkábban az Arab-tenger ; helyi elnevezésük : *ciklonok.*

3. A Csendes-óceánon a Fülöp-szigetek, a tőlük keletre eső körzet és a Dél-Kínai-tenger, helyi elnevezésük : *tájfunok.*

4. Egy második kevésbbé jelentős körzet a Csendes-óceánon Kaliforniától és Mexikótól nyugatra ; lehetséges, hogy ez kapcsolatban van az előbbivel.

A Déli-félgömbön:

1. Az Indiai-óceánon Madagaszkártól keletre a Mascarene-szigetek körzetében ;

2. a Csendes-óceánon a Hebridák- és a Samoa-szigetek körzetében.

A trópusi ciklonoknak legalább 90%-a ezekben a körzetekben keletkezik. A továbbiakban helyváltoztatásuk során északabbra fekvő körzetekbe hatolnak be : a távolkeleten Koreába, a Japán-tengerre, a Japán-szigetekre, néha eljutnak egészen Kamcsatkáig ; az Atlanti-óceánon a Mexikói-öbölbe, az USA délkeleti részére, különösen Floridába, néha Európába is, továbbá Izlandba és Grönlandba.

A trópusi ciklonok keletkezésének tartományai tehát az Egyenlítő mindkét oldalán gyűrűalakban helyezkednek el : ezek a gyűrűk a kontinenseken és a Déli-Atlanti-óceánon elszakadnak. A trópusi ciklonok keletkezésének területei kiváltképpen a nagy vízmedencék nyugati részein, a nagy kontinens közelében lévő azokon a félszigeteken találhatók, amelyek partjai északról

dél felé húzódnak. A kontinensek felett trópusi ciklonok igen ritkán keletkeznek. Az óceánról a kontinens fölé érkezve gyorsan meggyengülnek és lecsendesednek. A trópusi ciklonokat egyes megfigyelések szerint a hegyes tengerpartok pl. — az Arab-tengerben — feltartóztatják, vagy eltérítik útjukból. Formóza hegyes szigete fölött azonban a tájfunok szabadon haladnak keresztül.

Meteorológiai szempontból a trópusi ciklonok keletkezésének körzetei *a szélcsend övezetében, azaz a trópusi frontok övezetében* fekszenek. Ezért a ciklon keletkezéséhez szükséges, hogy a szélcsend övezete elég távol legyen a földrajzi Egyenlítőtől. Az Egyenlítő közelében ciklonok nem keletkeznek; ez nyilvánvaló módon kapcsolatban van azzal, hogy a Föld forgásának eltérítő ereje itt igen kicsiny és a keletkező nyomáskülönbségek nem tudnak elmélyülni. Ezért az Egyenlítő mindkét oldalán a 8—10. szélességi fokig terjedő övezet mentes a trópusi ciklonoktól. A tájfunok átlagosan az északi szélesség 12. foka körüli körzetben keletkeznek; az északi szélesség 6. fokától délebbre nem jönnek létre. A Bengáli-öböl ciklonjai átlagosan az északi szélesség 10. és 20. foka között keletkeznek, a nyugatindiai orkánok pedig az északi szélesség 12. és 20. foka között.

9. *A trópusi ciklonok gyakorisága*

A trópusi frontok keletkezésével kapcsolatosan nyilvánvaló módon megmagyarázható a trópusi ciklonok gyakoriságának *évi menete* is. A trópusi frontok az Északi-félgömbön a leginkább északra eső, azaz az Egyenlítőtől a legtávolabbra eső helyzetet a szóbanforgó félgömb nyári és őszi hónapjaiban foglalják el. Ezért mind a tájfunok, mind a nyugatindiai orkánok gyakoriságának maximuma késő nyárra és kora őszre esik. Így a tájfunok 63%-a a a júliustól októberig (bezárólag) terjedő hónapokra esik, maximumuk pedig (18%) szeptemberre; gyakoriságuk télen és tavasszal havonta 2—5%-ra süllyed. A nyugatindiai orkánok 88%-a augusztus második harmada és október vége között keletkezik; maximumuk szintén szeptemberre esik. A szeptemberi maximum megfigyelhető a Keleti-Csendes-óceánon is.

Némileg másként áll a helyzet az Indiai-tengereken. Itt a ciklonok periódusa áprilistól novemberig húzódik ki, miközben a nyár közepe táján a keletkezés területe a 13. foktól az északi szélesség 21. fokáig tolódik el, ősszel pedig délre az északi szélesség 10. fokáig vonul vissza; ugyanekkor a gyakoriság maximumai a Bengáli-öbölben júliusra és szeptemberre, az Arab-tengerben pedig júniusra és októberre esik, nyáron egy másodlagos minimummal. Ezzel szintén igazolást nyer a ciklonok kapcsolata a trópusi fronttal, amely tavasszal az Indiai-óceánon a Déli-félgömbről az Északira tolódik el, nyáron behatol a kontinensre és eléri a Himaláját (erre az időre esik a gyakoriság nyári minimuma is, mivel a szárazföld fölött trópusi ciklonok nem keletkeznek), ősszel pedig a Déli-félgömbre húzódik vissza és ismét a tengerek fölé kerül. Télen a trópusi ciklonok az India partjait mosó tengerek fölött teljesen hiányoznak.

A Déli-félgömbön ezzel ellentétben a maximum a január-márciusi hónapokra esik, amikor a trópusi frontok az Indiai-óceán és a Nyugati-Csendes-óceán fölött a leginkább a Déli-félgömbre tolódtak; a gyakoriság júliusban zérusra csökken. A Déli-Atlanti-óceánon soha sem figyelhető meg trópusi front és ezért itt trópusi ciklonok egyáltalán nem keletkeznek.

Orkánszerű szélsebességekkel rendelkező trópusi ciklonok mindenesetre kis számban fordulnak elő a trópusonkívüli ciklonokhoz képest. A trópusi ciklonok számban legnagyobb csoportját a keletázsiai *tájfunok* alkotják. Negyvenegy év alatt, 1880. és 1920. között 917 tájfunt jegyeztek fel, azaz évi átlagban 22,4-t. Az 1904—1915. év közötti időszakban Kelet-Ázsiában 412 trópusonkívüli ciklont jegyeztek fel (a számuk valószínűleg nagyobb volt) és csak 247 tájfunt. A 12 fok erősségű szél évente csak 10—12 tájfunban fordul elő. Más körzetekben a trópusi ciklonok évi száma még kevesebb (Nyugat-Indiában 3,7 ; a Bengáli-öbölben 10,4) ; különösen ritkák az erős trópusi ciklonok a Keleti-Csendes-óceánon (évente mintegy kettő) és az Arab-tengeren (2,0). A különböző években a gyakoriság erősen változik.

A trópusi övezet gyenge depressziói, amelyek a továbbiak során nem alakulnak át erős ciklonokká, ezekben az adatokban nem szerepelnek.

10. A trópusi ciklonok helyváltoztatása

Az Északi-félgömb trópusi szélességein található trópusi ciklon szabály szerint nyugat-északnyugati és északnyugati irányban mozdul el, ritkábban észak felé. Ez a mozgási irány abból érthető meg, hogy a ciklon az általános légáramlással együtt a szubtrópusi anticiklont annak délnyugati peremén kerüli meg. A trópusokon belül a helyzetváltoztatás sebessége nem nagy. A nyugatindiai orkánok esetében középértékben 17 km/óra, a tájfunok esetében 13 km/óra, az Indiai-tengerek ciklonjai esetében 10—12 km/óra, — miközben a pályája elején értéke alacsonyabb a középértéknél. A ciklon ílymódon napokon át a trópusokon belül marad ; az Antilla-szigetek orkánjai, mielőtt az északi szélesség 30. fokát elérnék, átlagosan 5—6 napig tartózkodnak a trópuson.

Amikor a ciklonok a mérsékelt szélességekre érkeznek, az északi szélesség 20—30. fokán mozgási irányuk északira, majd pedig északkeletire, azaz a mérsékelt szélességek ciklonjainak általános irányára változik. A ciklon trajektóriájának íly módon *parabola alakja van, amelynek csúcsa nyugat felé néz.* A parabola »fordulópontja«, azaz csúcsa az Atlanti-óceánon középértékben a 28., a távolkeleten pedig mintegy a 20. szélességi fok fölött van ; minél közelebb keletkezik a ciklon az Egyenlítőhöz, annál közelebb van az Egyenlítőhöz fordulópontja is. A maximális gyakoriság időszakában mind a keletkezési hely, mind pedig a fordulópont, azaz az egész trajektória észak felé mozdul el. A fordulópont közelében a ciklon mozgási sebessége kisebbé válik, később azonban, a trajektória északkelet felé irányuló darabján gyorsan a trópuson kívüli ciklonokra jellemző értékre növekedik. A trópusi ciklon néha még a trópusokon belül kitöltődhet, de kifejlődéséig messze a mérsékelt szélességekre is eljuthat, — egyes esetekben, amint említettük, egész Grönlandig és Kamcsatkáig is.

11. A ciklonok strukturája és az időjárás feltételei

A trópusi ciklonok alapvető strukturális különbsége a trópuson kívüli ciklonokkal szemben abban rejlik, hogy kisebb *az átmérőjük* (amely néhány száz kilométer, néha azonban az ezer kilométert is jelentősen meghaladja), *ugyanakkor azonban a szélerősségeket és a centrumban való nyomásesést tekintve intenzitásuk jelentékenyen nagyobb.* Egyébként a nyomás minimumának

átlagértéke a trópusi ciklonban nem nagyon kicsi: mintegy 960—970 mb.; bizonyos esetekben azonban jelentékenyen kisebb értékeket is megfigyeltek, kb. 885 mb. absz. minimummal. Noha a ciklon területe kisebb, a nyomásgradiensek jóval nagyobbaknak mutatkoznak, mint a trópusokon kívüli ciklonoknál: a középpont közelében, ahol a gradienseknek maximumuk van, egyenlítőfokonként 15—16 mb-os értéket érnek el, ami 12 Beaufort-foknyi szélerősségnek felel meg, egy esetben pedig fokonkénti 44 mb-os gradiens is előfordult. A legnagyobb megmért szélsebesség 54 m/sec, miközben egyes rohamok nyilvánvaló módon nagyobb értékeket is elérhetnek. A nagy gradiensek és viharos szelek tartománya a trópusi ciklonban sokkal világosabban el vannak határolva, mint a trópuson kívüliben; a környező terület mérsékelt, illetőleg gyenge szelei és a ciklon viharos szelei között éles átmenet található. Az Északi-félgömbön a legnagyobb szélsebességeket a ciklon elülső, jobboldali részén lehet megfigyelni. Az izobárok megközelítik az ellipszis alakot, amelyben a nagy tengelynek a kis tengelyhez való viszonya kb. 1,5 és a nagy tengely iránya a legtöbb esetben, de nem mindig, megegyezik az előrehaladás irányával.

A ciklon alsó rétegeiben *a cirkuláció* leereszkedik a trópuson kívüli zárt ciklon cirkulációjával együtt. A szél eltérésének szöge a gradienstől átlagosan 40—60 fok, de lehetséges még kevesebb is; mindenesetre kevesebb, mint a tengerfölötti trópusokon kívüli ciklonok esetében. Az alacsony felhők magasságában az izobárok irányába mutató légmozgás figyelhető meg.

A hőmérséklet eloszlása a trópusi ciklonban, amíg az nem hatol be a mérsékelt szélességekre, a centrumhoz képest majdnem szimmetrikus; lényeges hőmérsékleti ellentéteket nem lehet megfigyelni. A továbbiak során azonban látni fogjuk, hogy ez csupán az erős szelekkel rendelkező, teljesen kialakult ciklon esetén figyelhető meg: a kezdeti stádiumban hőmérsékleti aszimmetria van.

A *trópusi ciklonok magassága* különféle értékeket mutat. A ciklonális háborgás mindenesetre a troposzféra alsó felét foglalja el; a Dél-Kínai-tengerre vonatkozó adatok szerint a tájfunok elérhetik a 7,5 km magasságot is.

A trópusi ciklon belső tartományában a *kondenzáció* rendkívül intenzív jelenségeivel találkozunk. Az alacsony felhőknek *Sc* és *Fn* jellegű sötét tömegük van, amelyek fölött nyilvánvalóan magas *Cb* típusú képződmények vannak; erre utalnak a csapadék záporesőszerű jellege és az erős zivatarok. A ciklon peremén a felső rétegben minden irányban a centrum felől sugárszerűen kiágazó sűrű *Ci*-ok figyelhetők meg. A záporfelhők és a csapadék a centrumhoz képest szintén szimmetrikusan helyezkednek el és néhány száz kilométer (ezer kilométer vagy nagyobb) átmérőjű területet foglalnak el. Zivatarokat inkább a ciklon peremén lehet megfigyelni, mint annak középponti területén.

A ciklon áthaladásakor leeső csapadék mennyisége gyakran eléri a 250—400 mm-t; ezzel kapcsolatban a kontinens partmenti körzeteiben és a szigeteken áradások léphetnek fel.

A felhők és a csapadék jellege, valamint ezek szimmetrikus eloszlása *a ciklon egész területén rendkívül intenzív felszálló mozgást* árul el. Mindezideig nincs magyarázata a trópusi ciklon egyik figyelemreméltó sajátosságának, az úgynevezett »*vihar szemének*«, amely egy szélcsendes és derült felület a ciklon centrumában, középértékben 20—30 km-es átmérővel. Ennek az övezetnek a magassága 9—10 km-t ér el. Úgy látszik, hogy a ciklon középpontjában a vihar szeme leszálló mozgással kapcsolatos, ennek a leszálló mozgásnak

a mechanizmusa azonban nem világos. Gyorsan mozgó ciklonokban a vihar szeme egyes adatok szerint hiányzik.

A tengeren a ciklon előrenyomulásakor viharos hullámzás fejlődik, különösen a ciklon elülső részén ; a hullámzás gyakran a ciklon közeledése előtt néhány nappal, tőle 1500 km távolságnyira megfigyelhető. Ha a ciklon alacsonyan fekvő partvidék közelében nyomul előre, a szárazföldre betörő hullámok lakótelepeket és egész városokat rombolnak le. Indiában voltak olyan esetek, amikor a partra özönlő néhány méter (14 m-ig terjedő) magas hullámok több mint 100 000 embert ragadtak magukkal.

A trópuson kívüli szélességeken, a mozgás sebességének irányváltozásával és megnövekedésével egyidejűleg a ciklon, tulajdonságait tekintve, hasonlóvá kezd válni a trópusokon kívüli ciklonokhoz. Fellép benne a hőmérsékleti aszimmetria (lásd a továbbiakban), területe megnövekszik, a nyomásgradiens és szélsebesség csökken, a csapadék csökken, bár mégis intenzívebb maradhat, mint a valódi trópuson kívüli ciklonban.

12. A trópusi ciklonok keletkezésének feltételei

A trópusi ciklonok nagyrésze, úgylátszik, a *trópusi front* fentebb vizsgált *gyenge depresszióiból keletkezik.* Nem vitás, hogy az *instabilitási energiának* a szerepe a trópusi ciklon kifejlődéseinek folyamatában jelentékenyen nagyobb, mint a mi szélességeinken. Az a tény, hogy a trópusi ciklonok főleg az óceánok fölött alakulnak ki, kapcsolatban van a trópusi frontok túlnyomóan óceáni elhelyezkedésével. Ezenkívül pedig a kontinens fölött, annak egyenetlen és egyenlőtlenül felmelegedett felszíne miatt lehetetlen az instabilitási energiának rendezett felszabadulása egyidejűleg és nagy terület fölött, ami pedig a ciklon kialakulása szempontjából elengedhetetlen. A szárazföld fölött az elkülönült konvektív áramok a légtömegek hatalmas, általános feláramlása helyett úgyszólván aprópénzre váltják az instabilitási energiát.

Bergeron szerint a trópusi ciklon mint *hullámszerű háborgás* keletkezik a trópusi fronton. Ha ez az utóbbi eléggé messze van az Egyenlítőtől, akkor a passzát trópusi levegője (az Északi-félgömbön) a fronttól északra hidegebb, mint a tőle délre fekvő egyenlítői levegő. A levegő keletről nyugatra való lassú átvitelekor a hullámszerű örvény lassan ugyanabban az irányban mozog. Új amerikai adatok szerint a ciklon kifejlődése a trópusi front depressziójának kiterjedt területén jelentkező kicsiny centrum intenzívvé válásával és nyugat felé való mozgásával kezdődik. Ugyanakkor maga a trópusi front legalább is a depresszió keleti részén, az Egyenlítőtől a magas szélességek felé mozog. A fejlődés első stádiumában a ciklonnak *van egy, az egyenlítői levegőből származó meleg szektora,* amint azt indiai meteorológusok az esetek egész sorozatában megállapították ; ennek következtében fellép egy világosan kifejezésre jutó, ha nem is túlságosan nagy, a hőmérséklet, valamint a nedvesség eloszlásában megnyilvánuló aszimmetria is.

A hullám dinamikus stabilitása a trópusi fronton (Bergeron szerint) már az 500 km-nél kisebb hullámhossz esetén eltűnik. Kezdetét veszi az örvénylő mozgás, miközben a meleg (egyenlítői) levegő kezdeti felsiklása a frontális terület és a passzátinverzió közötti keskeny övezetre, azaz a meleg levegőben lévő alacsony záró rétegre korlátozódik. Ennek következtében a depresszió fokozatosan és lassan elmélyül. A depresszió ebben a »*kezdeti*« stádiumban

napokon át megmaradhat, miközben a szél erőssége nem haladja meg a 8 fokot és az örvény nem viselkedik a trópusi ciklon szokásos fogalmának megfelelően, mint ahogyan az orkánszerű szelekkel kapcsolatos örvények viselkednek.

A depresszió végül mégis annyira elmélyül, hogy a súrlódás konvergenciája az alsóbb rétegekbe a ciklonba több levegőt visz be, mint amennyi a frontális felület és a passzátinverzió közötti keskeny térségben fel tud emelkedni. Egyébként a passzát trópusi levegőjének hideg és instabil tömege a meleg szektort összeszorítja, a meleg, egyenlítői levegőt felfelé nyomja, miközben rétegződésének stabilitását csökkenti és nedves-labilissá teszi. Ugyanakkor a ciklonba beáramló levegő individuális dinamikus lehülése a kondenzáció szintjét csökkenti és megkönnyíti, hogy a nedvesség miatt az instabilitási energia mozgási energiává alakuljon át.

A felszálló mozgás végül is áttöri az egyenlítői levegő gyenge zárórétegét és a levegő általános, hatalmas méretű felemelkedése következik be a depresszió tartományában. Ennek következtében mind a felső egyenlítői, mind pedig a súrlódás szintje alatt erősen konvergáló hidegebb trópusi levegő felemelkedik.

A levegőnek ez a gyors és általános felemelkedése a depresszióban a ciklon egész tartományában egyszerre az energia óriási méretű rendezett kiváltódásához vezet. A felszálló levegő a szabad atmoszférában szétáramlik, ami a folyamat nem stacionárius jellege következtében a ciklon gyors kimélyüléséhez és a szélsebesség megnövekedéséhez vezet. A kimélyülés addig tart, ameddig a súrlódás miatt növekvő energiaveszteség ki nem egyenlíti az örvénylő mozgás erősödését.

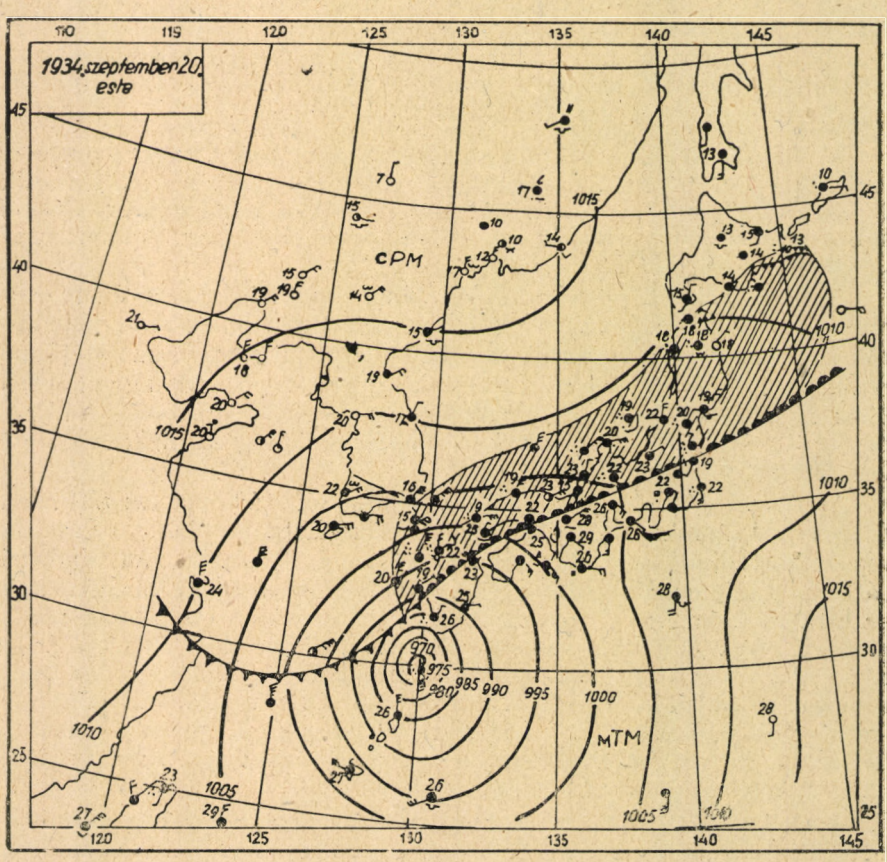
A trópusi ciklon fejlődésének ez a második stádiuma, az »áttörés stádiuma« csupán órákig tart; szinoptikus vizsgálata rendkívül nehéz. Ezért a második stádium mechanizmusának fentebbi leírása csupán hipotetikus. Az áttörés stádiumának eredményeképpen a ciklon szimmetrikus hőmérsékleteloszlásra és orkánszerű szelekre tesz szert és a szó szokásos értelmében trópusi ciklonná válik. A *befejező stádiumban* a ciklon újból napokon át létezhetik, végül pedig vagy megsemmisül, amikor a szárazföldre jutva a felszín inhomogén voltának következtében az instabilitás energiája számos különböző *Cb*-ra forgácsolódik szét, vagy pedig mint homogén ciklon betör a mérsékelt szélességekre és itt újból hőmérsékleti aszimmetriára tesz szert, amint azt az alábbiak során még tárgyalni fogjuk.

Amerikai adatok szerint a trópusi ciklonok részben kapcsolatban állhatnak a passzátok övezetének nem frontális hullámaival, azaz frontális folyamatok részvétele nélkül keletkezhetnek. Ennek a keletkezésnek a mechanizmusa nem világos, Már korábban is történtek kísérletek arra nézve, hogy a nyugatindiai orkánok keletkezését kizárólag a passzátinverzió megszűnése után a nedves-labilitás rendezett felszabadulásának tulajdonítsák.

Bizonyos szerzők, akik nem tagadják a trópusi ciklonnak a fronttal való kapcsolatát, a frontnak csupán a *konvekciós folyamat katalizátorának szerepét* tulajdonítják, előzetes hullámképződés nélkül. Néha úgy tekintik, hogy a folyamatban nem a trópusi front, hanem a trópusokra a mérsékelt szélességekről betörő hideg front vesz részt. Így Rodewald szerint, az Antillák orkánjai az instabilitási energiának rovására keletkeznek, amikor ennek a trópusi levegő belsejében makrokonvekció-jellege van. A hideg frontnak a mérsékelt szélességekről való betörésekor a trópusi levegő a hideg levegő lejtője fölé

emelkedik. Ez az instabilitási energiának viharszerű kiváltódásához és ciklonképződéshez vezet. Az oldalról érkező frontot íly módon csupán a folyamat katalizátorának tekintik.

E. Sz. Lir nagyjából ugyanígy kapcsolja össze a tájfunok keletkezését a hideg légtömegeknek (nyilván a trópusi fronttal együtt) a Déli-félgömbről (Ausztrálián át) a Fülöp-szigetek körzetébe való betörésével; ugyanezzel magyarázza a tájfunok gyakoriságának őszi maximumát is.



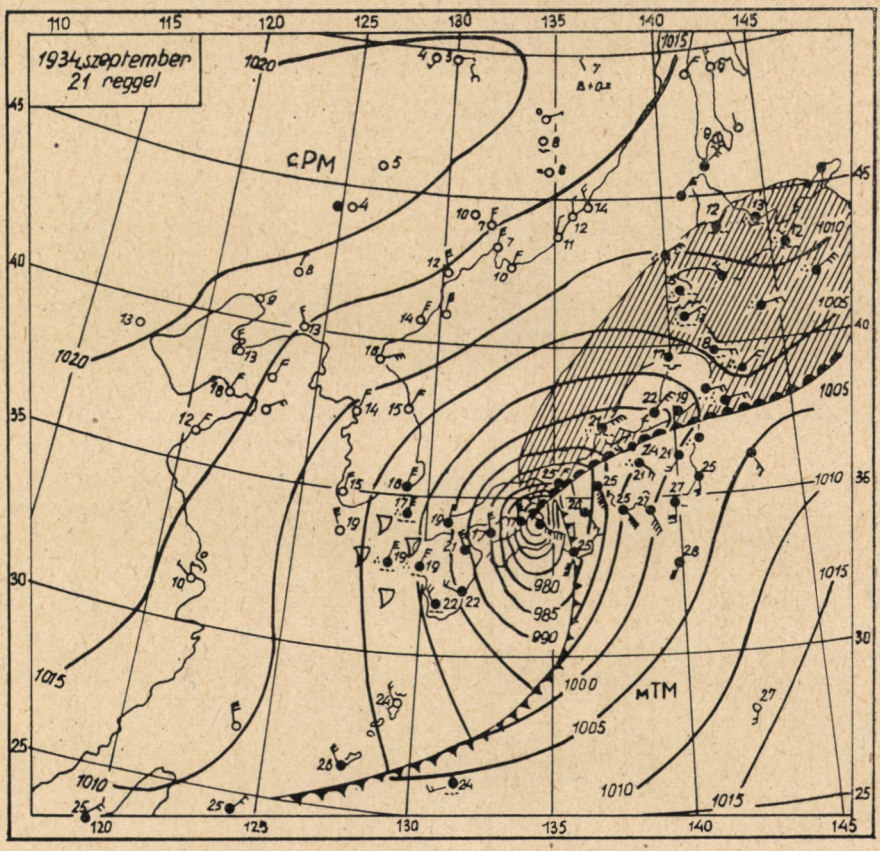
226. ábra. Tájfun a regenerálódás előtt

13. A regeneráció a poláris fronton

A tájfunok egész sorának vizsgálata (Hromov, Sztremouszov) azt mutatja, hogy a tájfun trajektóriájának irányváltozása kapcsolatos a poláris fronthoz való közeledésével. A tájfun, amely addig nem egyéb, mint a trópusi levegőn belüli termikus-szimmetrikus örvény, befut a poláris frontba, ahol újból hőmérsékleti aszimmetriára tesz szert és csatlakozik a normális polárfrontos ciklonokhoz, amelyek társaságában tovább mozog északkelet vagy kelet felé. Ez a folyamat hasonló a polárfrontos ciklonoknak az arktikus fronton való regenerációjához. A 226—227. ábrán feltüntettük közvetlenül regeneráció

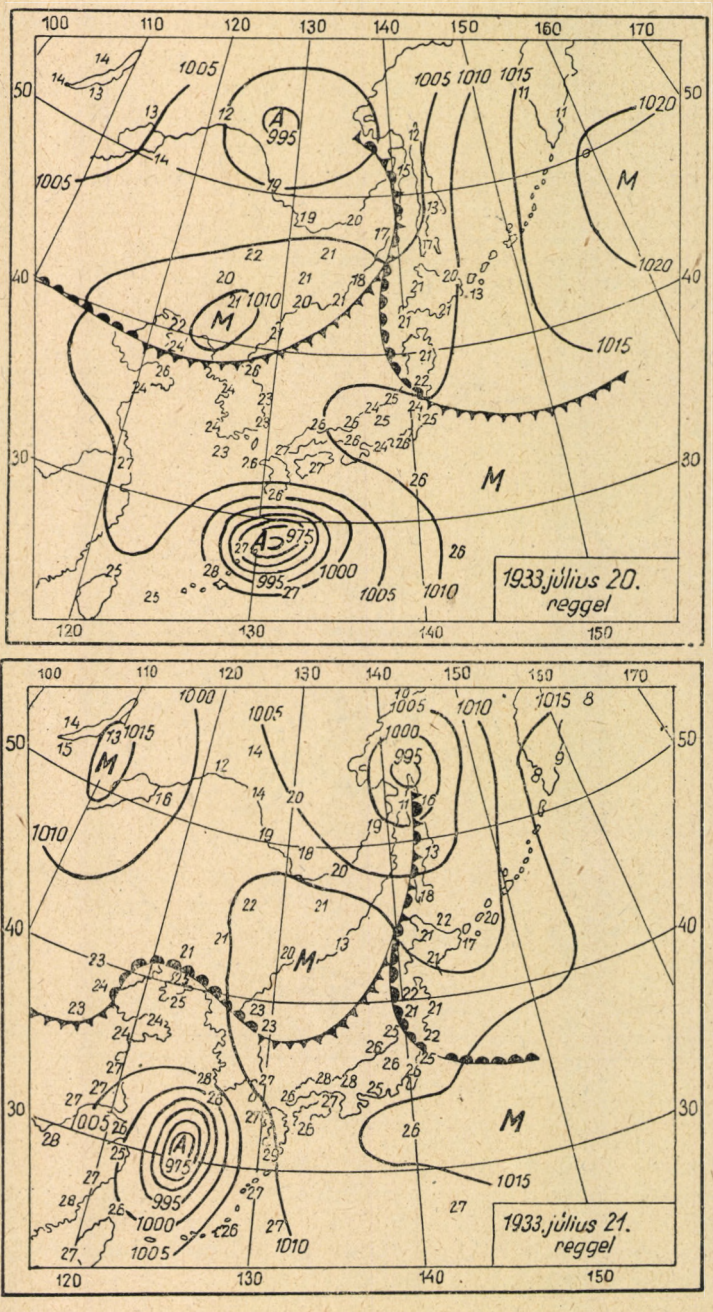
előtt és magának a regenerációnak folyamatában az egyik legerősebb tájfunt, amelyet valaha is megfigyeltek Japánban, 1934. szeptember 20—21-én. A 228. ábra szintén egy tájfun regenerációs folyamatát ábrázolja 1933. július 20—23. között.

A trópusi ciklonok keletkezésének viszonylagosan ritka volta megfosztja azokat attól, hogy a légkör általános cirkulációjában lényeges szerepet játsszanak. Ez a szerep azonban úgy látszik mégis jelentősebb, mint ahogyan általában gondolják. Nagyon valószínű, hogy a trópusi ciklonok a trópusi

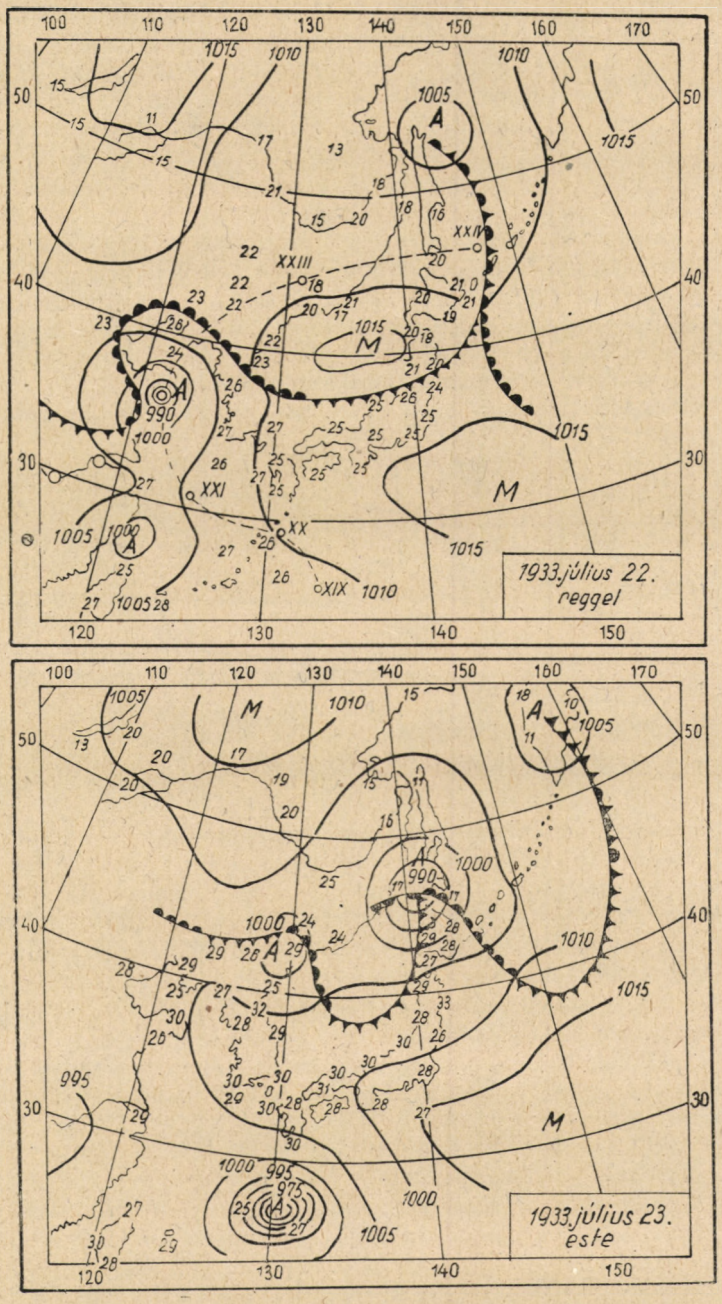


227. ábra. A tájfun regenerálódása

frontok kvázistacionárius voltát megbontva, legalább is egyes esetekben, a trópuson belüli övezet légtömegei fontos mozgásának okai. Az is bizonyos, hogy szerepük van a trópusi levegőnek a mérsékelt szélességekre való közvetítésében és a polárfronthoz közeledve, vagy abban újjáalakulva, a trópuson kívüli légtömegek helyváltoztatásaiban is.



228. ábra. A tájfun regenerálódásának egy másik példája (folytatását lásd az 577. lapon)



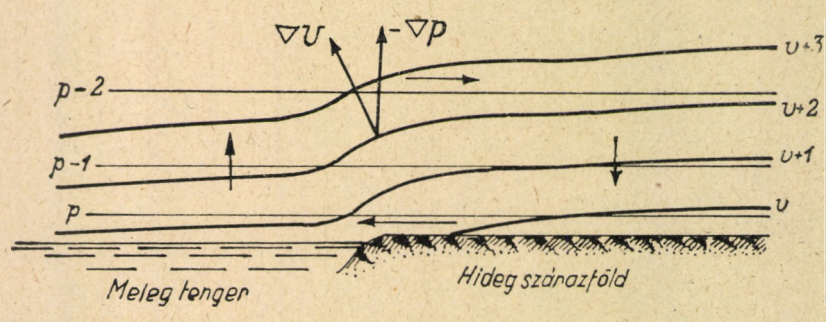
228. ábra. (Folytatás)

68. §. A monszunok

A trópusi és trópuson kívüli szélességek körzeteinek sorában a légköri cirkulációnak monszunos (évszakos) jellege van, amely hol rendkívül élesen nyilvánul meg, hol pedig egy olyan irányzat formájában, amely csupán statisztikailag vehető észre. Ebben a paragrafusban főként a monszunok keletkezésére, mechanizmusára és földrajzi elhelyezkedésére térünk ki.

1. A monszunok keletkezése

Monszunoknak az évszakos jellegű, meglehetősen állandó légáramlásokat nevezzük, azaz olyan légáramlásokat, amelyek téltől nyárig irányukat ellenkezőre, vagy majdnem ellenkezőre változtatják. A monszunok *évszakos hatásközpontokkal* kapcsolatosak, amelyeket főként *a szárazföld és a tenger egyenlőtlen felmelegedése* idéz elő ; ilyen centrumok pl. a téli ázsiai anticiklon és a nyári ázsiai depresszió. Az ilyen évszakos hatáscentrumok előjelváltása, amint tudjuk a felszín hőmérsékleti állapotának évszakos változásával kapcsolatos.



229. ábra. A monszunális cirkuláció vázlata a mozdulatlan Földön télen

A monszuncirkuláció általános magyarázatának az az alapja, hogy az egyenlő sűrűségű felületek az izobárikus felületekhez képest a felmelegedett terület fölött alacsonyabban fekszenek, mint a hideg terület fölött. Ezért az izobárikus felületeket átmetszve, a felszín termikus határfelületei mentén szolenoid-rendszert alkotnak (229. ábra). Ez a szolenoid-rendszer olyan cirkulációt hoz létre, amelynek iránya keresztezi a termikus határfelületet : lent a hideg terület felől a meleg felé, fent pedig a meleg felől a hideg felé irányul. A Föld forgásának hatása azonban a cirkulációnak egy olyan összetevőt kölcsönöz, amelynek iránya a termikus határfelülettel megegyezik. Stacionárius állapot (és a súrlódás hiánya) esetén a cirkuláció nyilvánvaló módon teljes egészében a termikus határfelület irányába mutat. Ha a felmelegedett szárazföldet hideg tenger veszi körül (nyáron), akkor fölötte kisnyomású terület és ciklonális cirkuláció keletkezik. Ha viszont a hideg kontinenst meleg tenger övezi (télen), nagynyomású terület és anticiklonális cirkuláció keletkezik. Ha a felmelegedés különbsége huzamosan fennáll, akkor tartósan megmarad a nyomás és az áramlás eloszlásának említett jellege is.

A fejtegetésekből látható, hogy *a monszunok vagy ciklonális, vagy anticiklonális áramlások* és ennek következtében a szabad légkörben a megfelelő bárikus rendszerek izobárjai irányába mutatnak. Az alacsony rétegekben a súrlódás következtében a gradiens irányába mutató összetevőkre tesznek

szert ; télen a hideg kontinens felől a meleg tenger felé, nyáron a hidegebb tenger felől a felmelegedett szárazföld felé mutatnak.

Ahhoz, hogy az áramlásnak a monszun fogalmának megfelelő kellő állandósága legyen, szükséges, hogy a bárikus rendszereknek is meglegyen ez az állandóságuk. Már tudjuk, hogy az évszakos bárikus rendszereknek szinoptikus értelemben nincs állandóságuk. Az évszakos hatáscentrum körzetében az év folyamán az egyik bárikus rendszernek a másikkal való felcserélődését, azok megerősödését, meggyengülését, elmozdulását stb. lehet megfigyelni. Ezért a monszun-cirkulációkban is, még ha állandóbb jellegű is az, elkerülhetetlenek a felerősödések és meggyengülések, a rendellenességek stb.

Vannak olyan körzetek is, ahol nincsen semmiféle állandó jellegű és határozott monszunáramlás, de észrevehető az év folyamán *a szelek monszunszerű megfordulására irányuló tendencia* ; a szélirányok különbözőségéből statisztikai úton megállapítható az egyik vagy a másik évszakban uralkodó irány, amely az említett monszunos tendenciára utal. Az ilyen körzetekhez tartozik pl. a Szovjetunió északi partvidéke, ahol nyáron megfigyelhető egy északról dél felé, télen pedig egy délről észak felé irányuló szélösszetevő ; ilyen körzet Észak-Afrika is.

2. *A monszuncirkuláció körzetei*

A szárazföld és a tenger felmelegedésének évszakos különbségei a mérsékelt szélességeken jobban kifejezésre jutnak, mint a trópusokon és ezért azt gondolná az ember, hogy éppen itt várhatók a legintenzívebb monszuncirkulációk.

Ezeken a szélességeken azonban a főfrontokon végbemenő intenzív ciklonális tevékenység — a depressziók és az anticiklonok általános keleti irányú mozgásával — a monszuncirkulációra mutató tendenciát nagyrészben elfedi és a levegőáramlásoknak gyorsan változó jelleget kölcsönöz. A monszunok a mérsékelt szélességeknek csupán azon körzeteiben fejlődnek ki elég határozottan, ahol a frontális tevékenység valamilyen okból meggyengült vagy a monszunos tényező érvényesülését elősegíti.

Ilyen körzet pl. Kelet-Ázsia. Itt a szárazföld télen a nagy nyomás uralma alatt áll, depressziók képződése pedig túlnyomóan a csendes óceáni poláris fronton megy végbe. Ez a szárazföldről a tenger felé irányuló jól kifejezésre jutó monszunos jellegű téli levegőátvitelt hoz létre. Nyáron a ciklonális tevékenység intenzíven kifejlődik a kontinens fölött, ahol Észak-Kína és Mongólia szárazföldi trópusi levegőjével poláris frontok keletkeznek az előbbi területtől délre. Gyakran kialakulnak centrális ciklonok Mandzsuria és Primor fölött. Az Ohotszki- és Japán-tenger hideg vizei fölött viszont megtalálható a nagynyomás kialakulására irányuló törekvés. Ezért itt a levegőátvitelnek (mégpedig a tengeri poláris levegőátvitelének) a tengerről a szárazföld felé mutató iránya uralkodik. De mindenkor, amikor a ciklon a szárazföldről a tengerre érkezik, hátoldalán kialakul egy a szárazföldről a tenger felé irányuló, azaz az uralkodó monszuncirkulációval ellenkező irányú időleges levegőátvitel. Ezért pl. Vladivosztokban a nyári délkeleti szelek gyakorisága nem oly nagy, mint a téli északi és északnyugati szeleké. Délkelet-Ázsiában (Kína partvidékein) a nyári monszun levegője már a Csendes-óceán szubtrópusi anticiklonjának területéről származó trópusi levegő.

Még állandóbb és határozottabb monszunos jellege van a Dél-Ázsia fölötti — az India és az Indiát övező tengerek fölötti — cirkulációnak, tehát már a trópuson belüli szélességek cirkulációjának. A szelek állandósága az évszak folyamán itt annyira nagy, hogy azt a passzátokhoz lehet hasonlítani. Az Északi-félgömb nyarán az éghajlati térképeken majdnem egész Ázsia fölött depressziót lehet megállapítani, amelynek centruma a Pamirtól délre van, a Déli-Indiai-óceánon azonban megmarad a szubtrópusi anticiklon. Ez a nyomáseloszlás, amely — mint láttuk — *nemcsak termikusan* van megalapozva, a nyári délázsiai monszun okául szolgál. Ez a monszun lényegében délkeleti passzát, amely miután áthaladt az Egyenlítő felett, mint délnyugati monszun folytatja mozgását észak felé. A nagynyomású terület télen az alsó rétegekben hatalmába keríti az egész ázsiai szárazföldet, miközben a nyomás az Indiai-óceán nagyrésze felett csökken ; ennek eredményeként téli monszunáramlás jön létre, amelynek India, valamint az Indiát övező tengerek fölött túlnyomóan északkeleti iránya van.

Dél- és Kelet-Ázsia fentebb említett körzetein kívül a cirkuláció monszunos jellege többé-kevésbbé jól észrevehető a Maláji-félszigeten, Új-Guinea körzetében, Észak-Ausztráliában, Kelet- és Nyugat-Afrikában (az Északi-félgömbön), valamint Texasban (USA).

Valamennyi említett körzetben az éghajlati hatáscentrumokat és a velük kapcsolatos monszunokat alapjában véve a tenger és a szárazföld közötti hőmérsékletkülönbségek határozzák meg. A monszunok fogalmát azonban általánosítani lehet, ha figyelembe vesszük, hogy az év folyamán, különböző részeit tekintve, a szárazföld is egyenetlenül melegszik fel, ami a légáramlások évszakos változását alapozhatja meg.

Ilyen alapon az év folyamán a szelek változásának Afrika trópuson belüli részein is monszunos jellege van, noha a felmelegedésbeli különbségek itt nem a szárazföld és a tenger, hanem *magának a kontinensnek a különböző részei között* jönnek létre. Éppen a Dél-Afrika belső részei fölött kialakuló nyári depresszió hoz létre a hidegebb északafrikai és egyenlítői területekről a déli körzetek felé irányuló légáramlásokat. (Lásd a januári térképet a 6. mellékleten.) Az Északi-félgömb nyarán viszont kisnyomás uralkodik Észak-Afrikában és a légáramlások iránya a trópusi Atlanti-óceán, valamint Afrika egyenlítői részei felől észak felé mutat.

A nagyobb belső tengerek szintén létrehozhatnak szakaszosságot a szelek változásában. Így Rükacsev felfedezte a Káspi-tenger fölötti szelek monszunos tendenciáját. Ha vizsgálat tárgyává tesszük az adott évszak átlagos szélvektora és az átlagos évi szélvektor közötti különbséget, azt találjuk, hogy a Káspi-tenger körzetében a nyári hónapokban olyan szélösszetevők találhatók, amelyek a tenger felől a szárazföld felé, télen pedig fordítva, a szárazföld felől a tenger felé mutatnak.

3. Az időjárás a monszunok területein

A monszunok rendszere az időjárás megfelelő rendszerével kapcsolatos. Állandó jellegű monszunáramlások az időjárásnak az évszak folyamán egynemű és állandó jelleget kölcsönöznek, úgyhogy a különböző évszakok között éles változás van. Így a szovjet tengerpartra a száraz, csekély felhőzetű és eléggé hideg tél, valamint a borús, hűvös, viszonylag magas nedvességtartalmú, esős, ködös csapadékos nyár jellemző. Indiában a nyári óceáni

monszun rendkívül magas relatív nedvességtartalma (átlagértékben elérheti a 80%-ot) következtében borús, esős időjárással kapcsolatos. A hőmérséklet a nyári monszun kezdetekor kismértékben csökken : az évi maximum a nyári monszun kezdete előtti szakaszra, májusra vagy júniusra esik. A csapadék a legbőségesebb az előhegységekben és a hegyek lejtőin, ahol az óceáni monszun felfelé mutató összetevőre tesz szert: Az évi csapadék 88%-a Indiában a nyári monszun időszakára esik. A nyári monszun kezdetével kapcsolatos a növényzet gyorsütemű fejlődése. A tél, azaz a szárazföldi monszun időszaka december közepétől, május végéig Indiában száraz időjárással tűnik ki ; különösen szárazok a tavaszi hónapok.

Az egyenlítői monszunok területén Afrikában (pl. Szudánban) a nyári monszun nedves és instabil egyenlítői levegőt hoz magával, ami záporesőkkel és hőmérsékletcsökkenéssel jár együtt. A téli monszun a trópusi levegő forró és száraz időjárásával kapcsolatos.

4. A felső áramlások a monszunok területein

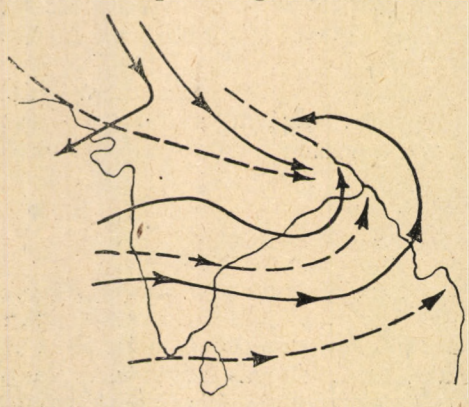
Hosszú időn át tartotta magát az a felfogás, hogy a felső áramlásoknak a monszunok területein az alsókkal ellentétes jellegűeknek kell lenniök, azaz, hogy pl. a tenger felől a szárazföld felé áramló nyári monszun fölött léteznie kell egy ellenkező irányú »antimonszunnak«. Ez a felfogás *helytelen*. A valóságban a monszunáramlások széles és állandó jellegű ciklonális és anticiklonális cirkulációkat alkotnak. Az ilyen rendszerekben a magaslati áramlást nem felső »ellenáramlások«, hanem általános nyugati közvetítés valósítja meg, amely a ciklonális vagy az anticiklonális cirkulációt módosítja. Aerológiai megfigyelések azt mutatják, hogy a monszunok fölött *a felső troposzférában* — uralkodó jelleggel — *nyugat-keleti irányú levegőátvitel* figyelhető meg. Ezen folyamat általános az egész félgömbön. Ezzel a helyzettel állunk szemben az indiai monszunok körzetében és a távolkeleten is. Itt pl. Vladivosztokban a szelek a felső troposzférában nyugat-keleti irányúak, azaz bizonyos fokig ellentétesek az alsó troposzféra monszunáramlásával. De ugyanez a nyugati irányú levegőközvetítés megmarad Vladivosztokban a felső troposzférában télen is, amikor a monszunáramlás iránya megváltozik.

5. Az indiai monszun aerológiája

Az indiai monszun példáján győződhetünk meg arról, hogy a monszun valóságos aerológiai strukturája mennyire bonyolult és hogy mily nagymértékben különbözik az attól a primitív képzettől, amely a szárazföldről a tenger felé haladó, vagy az ellenkező irányú levegőátvitelre vonatkozik (mindkét esetben ellenáramlással a felső rétegekben). A. Wagner indiai, közelkeleti és egyiptomi pilotballonos megfigyelések eredményeit használta fel, hogy megszerkessze az áramvonalak átlagos havi térképeit India körzetében a különböző szigeteken. Ezek szerint a térképek szerint a téli monszun északkeleti áramlás, amelynek magassága Észak-Indiában eléri az 1500 métert. Ez az áramlás nem lép ki Közép-Ázsiából, amint azt korábban feltételezték : Dél-Ázsia hegyláncai megakadályozzák a levegőnek a szárazföld mélyéből déli irányú terjeszkedését. A monszun a Himalája déli lejtőjén veszi kezdetét és a felső nyugati áramlásból táplálkozik, amely a 15. és 30. szélességi fok között az 1500 méternél magasabb szinten figyelhető meg. Az északnyugati áramlás Iránból Indiába betör és az északkeleti monszunáramlással az Indus alsó folyásának területén stacionárius frontot alkot. Ezzel a fronttal kapcsolatos a Beludzsisztán téli csapadéka. Dél-Indiában a monszun fokozatosan az északkeleti passzátba megy át (pontosabban abba az áramlásba, amely jellegére nézve hasonló az atlantióceáni, vagy csendesóceáni passzáthoz), amelynek magassága rendkívül gyorsan növekszik : a keleti és nyugati szelek közötti határ az északi szélesség 17. foka fölött 2 km magasság-

ban fekszik, a 15. fok fölött 5 km magasságban és a 12,5 fok fölött 6—8 km magasságban. Felső »antimonszun« India fölött nem figyelhető meg.

Nyáron a légáramlás tere India fölött jelentősen bonyolultabb (230. ábra). A monszun nedves és meleg levegőáramlást képvisel, amelynek magassága kb. 5 km és amely Elő-India fölött délnyugatról, a Bengáli-öböl és Indonézia fölött pedig majdnem délről fúj. Az egyenlítői levegőnek ezen az áramláson kívül, attól keletre, az Indusig megfigyelhető még egy északnyugatról érkező levegőáramlás, amely meghódítja a Közel-Keletet is. Ez rendkívül száraz és (az alulról való erős felhevülés következtében) instabil szárazföldi trópusi levegő. Mindkét említett áramlás egy nagyobb ciklonális rendszert alkot, amely a Ganges völgye fölött stacionáriusan helyezkedik el. A tengeri egyenlítői levegő a Ganges deltája fölött 180 fokos fordulatot tesz és a Himalája déli lejtője mentén keletről nyugat felé áramlik, a szárazföldi trópusi levegő fölött felemelkedik, amely a 2 km-es magasságtól kezdve hidegebb az egyenlítői levegőnél. (A hőmérséklet a trópusi levegőben a magassággal megközelítőleg száraz-adiabatikusan, az egyenlítőiben pedig nedves-adiabatikusan változik). Észak-India erős csapadéka ily módon részben a Himalája lejtőinek orográfiai esőiből, részben a hegytől délre fekvő ciklon felsikló esőiből áll.



230. ábra. A nyári monszun India felett az 1 km-es (szaggatott vonalak) és a 4 km-es (folytonos vonalak) magasságban

Az Északnyugat-India fölötti északnyugati trópusi áramlás egyrésze jobbra térül el és a 2 km-nél magasabb szinten északkelet felől áramlik. A trópusi áramlásnak ez az ága Elő-India egyenlítői levegőjével stacionárius határfelületet alkot. Ez az északkeleti áramlás ilymódon *kompenzációs* áramlás a délnyugati monszunhoz viszonyítva: *nem a monszun fölött, hanem mellette* áramlik, a ciklonális rendszer hátoldalán. Valóban, az északkeleti áramlás csupán a 2 km-rel kezdődő magasság fölött jut világos kifejezésre; a délnyugati monszun magassága viszont eléri az 5 km-t.

6. Monszunos jelenségek Európában

Európában világosan megnyilvánuló *nyári* monszun figyelhető meg a *Földközi-tenger medencéjében*. Az iráni fensík felett ugyanekkor egy depresszió fekszik, amelynek teknője Észak-Afrikáig terjed. Ezzel összefüggésben júliustól szeptemberig északnyugatról és északról tartós levegőátvitel figyelhető meg az egész Földközi-tenger fölött. Északnyugati áramlás figyelhető meg még a 3 km magasságban a Lion-öböltől Szíriáig terjedő egész körzetben. A megfelelő *téli* monszun azonban nem létezik; a Földközi-tenger fölötti téli cirkulációs rendszert élénk ciklonális tevékenység határozza meg, a frontális ciklonoknak keletre való áttolódásával. Ezért Dél-Európa fölötti monszunról csak erőszakoltan lehet beszélni, mivel a monszun fogalmával az ellentétes áramlások évszakos változásának megszokott fogalma kapcsolatos.

Európa többi részeinek szeleit illetőleg csupán monszunos tendencia fedezhető fel. Európa nagyobb részének cirkulációs rendszerét mind nyáron, mind télen intenzív ciklonális tevékenység határozza meg, amely a bárikus kép gyors és rendkívül jelentékeny változásait hozza létre. Gyakran keletkeznek »monszunos« szinoptikus helyzetek, (különösen Európa északi partvidékén), ezek azonban rövid életűeknek mutatkoznak. Az átlagos éghajlati térképen a monszunos cirkulációk és az általános nyugatról keletre irányuló levegőátvitel összetétele az izobárok irányát télen délnyugatról északkelet

felé irányulóvá, nyáron pedig nyugatról keletre, azután pedig délkeletre irányulóvá teszik. A tengeri légtömegek erősödő beáramlása nyáron esős időszakot hoz létre, a felhőzet június közepe tájára eső maximumával.

69. §. A cirkuláció sajátságai a trópusokon kívüli szélességeken

Ennek a fejezetnek a során (és részben az előző fejezetekben is, különösen a VI.-ban), a mérsékelt szélességek cirkulációjára vonatkozólag már számos utalás történt. A jelen paragrafusban nem fogjuk rendszeresen tárgyalni ezt a kérdést, mivel ez arra kényszerítene bennünket, hogy ismétlésekbe bocsátkozzunk. Itt csak hangsúlyozzuk a trópuson kívüli cirkuláció legfontosabb tulajdonságait és bizonyos kiegészítő ismereteket közlünk.

1. Általános megjegyzések

A trópusokon kívüli általános cirkuláció legfontosabb tulajdonsága a »turbulens« jellege, amelyről a fentiekben már beszéltünk. A ciklonális tevékenység a cirkulációs áramlások rendszerét ezeken a szélességeken rendkívül változékonnyá teszi és csupán középértékmeghatározás, kiegyenlítés segítségével lehet itt egy nyugati irányú levegőátvitelt, mint a makroturbulens áramlás »alapáramlását« megkülönböztetni. A Föld felszínén a mérsékelt szélességeken a nyugati szeleknek, amint már említettük, kicsiny állandóságuk van. Ez az állandóság a magassággal növekszik, ami teljesen érthető, mivel a mozgó ciklonok és anticiklonok nagyrésze az alsó troposzférára korlátozódik a hatásközpontok pedig általában még a tropopauza alatt megszünnek.

A mérsékelt szélességek bizonyos körzeteiben az általános cirkuláció áramlásainak monszunos jellegük van és ennek következtében állandóbbak, ámbár irányukat tekintve jelentékeny mértékben eltérhetnek a nyugati levegőátviteltől. Ilyen pl. a távolkeleten nyáron a déli, vagy télen az északi irányú levegőközvetítés. A troposzféra felső részében viszont itt is nyugati levegőátvitel uralkodik. Az Északi-sarkvidéken az alsó rétegekben a keleti szelek bizonyos túlsúlyával találkozunk; a troposzféra nagyobb részében azonban megint csak nyugati az átvitel.

A trópuson kívüli cirkuláció mechanizmusában megnyilvánuló ciklonális tevékenységről és a monszunos tényezőkről fentebb már eleget szólottunk. Itt még csak két kérdésre térünk ki. Ezek: a cirkuláció típusai a mérsékelt szélsebességekben és a cirkuláció évi menete Európában.

2. A trópuson kívüli cirkuláció alapvető formái

Az általános cirkuláció trópuson kívüli lehetséges típusainak alapvető felosztása napjainkban általánosan elfogadott. Ez a felosztás *zónális és délkörmenti típusokat* különböztet meg. A zónális típust néha nyugatinak is nevezik. Baur a zónális típust *a rendezetlen délkörmenti csere formájának*, a délkörös típust pedig *a cirkuláció délkörmenti sávjaiban lefolyó csere formájának* nevezi. A cirkuláció e két típusának, illetőleg formájának alapvető különbsége a délkörmenti levegőcsere jellegében áll.

Az első forma a troposzférában és a sztratoszféra alsó részében uralkodó és a sark felé irányuló erős nyomásgradiens esetében, azaz alapvető nyugati

áramlás esetén valósul meg ; ezt a formát a ciklonok és anticiklonok nyugat-keleti irányú gyors mozgása jellemzi. Az alsó szélességektől a magas szélességekre való átvitel ennek következtében lényegileg csupán a troposzféra alsó részében megy végbe, rövid betörések formájában, amikor a meleg levegő a magas szélességekre és a hideg levegő az alacsony szélességekre hatol be. A cirkuláció ily módon jelentékeny mértékben zónális jellegű lesz ; délkörmenti összetevői gyorsan változók és viszonylag kicsinyek lesznek.

A második alapvető forma akkor valósul meg, amikor a mérsékelt szélességeken a sztratoszféra alsó részében a nagy- és a kisnyomás zárt izobárokkal rendelkező önálló területei jelennek meg ; ezzel kapcsolatban a troposzféra egész rétegében huzamosan megmaradó zónális nyomási gradiensek vannak jelen. A délkörmenti levegőcsere széles, többé-kevésbbé délkörmenti áramlások formájában megy végbe ; az alapvető nyugati áramlás helyett szomszédos északi és déli alapáramlások találhatók, amelyek a hideg levegőt a trópusok felé, a meleget pedig nagy távolságokra a sarkok felé közvetítik. Ezért a délkörmenti hőközvetítés itt jelentékenyen nagyobb, mint az első formában és az egész troposzférára kiterjed.

A cirkuláció délkörmenti sávjainak keletkezését előmozdítja a szárazföldek és tengerek egyenlőtlen eloszlása ; ezért ez a forma az Északi-félgömbön gyakrabban fordul elő, mint a Délin.

Az Északi-félgömbön a cirkuláció két formája majdnem mindig egyszerre fordul elő. A rendezetlen csere formája bizonyos esetekben napokon át megmaradhat az Északi-félgömb mérsékelt övezetének háromnegyed részén (1928. jan. 4—16., 1928. nov. 11—16.). Az is megesik, hogy a cirkuláció délkörmenti sávjai majdnem az egész Északi-félgömb körül kiterjednek (pl. 1928. szept. 26—30.).

E. Sz. Lir kimutatta, hogy a cirkuláció második típusa az elsőnek elkerülhetetlen következménye. A második típus a hideg légtömegeknek a mérsékelt szélességekről való betörése folytán a zónális cirkuláció megbontásához vezet. Az ilyen betörésekhez az impulzust azonban a ciklonális tevékenység adja, amely elválaszthatatlanul összefügg a cirkuláció első — zónális — típusával.

3. A cirkuláció indexe

Rossby véleménye szerint (1941.) a mérsékelt szélességeken való nyugati levegőátvitel intenzitása alapján — amely levegőátvitel szoros kapcsolatban van a cirkuláció poláris és trópusi (passzát) gyűrűivel — következtetni lehet az egész általános cirkuláció intenzitására. A nyugati szeleknek a tenger szintjén való intenzitására egyszerű kritériumot szolgáltat az északi szélesség 35., valamint 55. foka közötti, azaz a mérsékelt égövi depressziók övezetébe eső átlagos nyomások különbsége. Ez a különbség arányos a mérsékelt égöv talajmenti nyugati szeleinek átlagos sebességével. Rossby a kifejtettek alapján ezt a *cirkuláció indexének* nevezi.

A 35. szélességi fok fölötti levegőoszlop és az 55. szélességi fok fölötti levegőoszlop közepes hőmérsékleteinek különbsége miatt az átlagos nyomásnak ez a különbsége nem alkalmazható az átlagos nyugati levegőátvitel kvantitatív karakterisztikájaként a magasabb szinteken ; ez a nyomáskülönbség azonban legalább is minőségileg, a cirkuláció intenzitásának indexéul szolgálhat a magasabb szinteken is.

Az említetthez hasonló cirkulációs-indexeket használtak már Rossby előtt is. Így az Azóri-szigetek és Izland közötti nyomáskülönbséget gyakran vették és veszik mindezideig az Atlanti-óceán fölötti zónális cirkuláció karakterisztikájának. A Rossby-féle indexnek azonban általánosabb jellege van. Javaslatba hoztak másféle indexeket is.

Az évek során át kiszámított heti átlagértékeket mutató Rossby-féle indexek hétről-hétre a cirkulációnak igen erős ingadozásait árulják el. Az indexek télen a 15 és -5 mb határok között ingadoznak (az utóbbi szám fordított irányú, keleti levegőátvitelnek felel meg). A cirkuláció intenzitásának változásai rendkívül szabálytalanok. De a változás 3—4 hét folyamán (télen) a leggyakrabban egy- és ugyanabban az irányban történik. A cirkuláció intenzitásának ingadozásai nyáron valamivel kisebbek, de még szabálytalanabbak.

A cirkuláció intenzitása ingadozásainak okai még nem világosak. Rossby a mérsékelt szélességek nyugati cirkulációjának energiája a poláris és passzát szerint cirkulációs gyűrűk délkörmenti cirkulációjától függ; ezek a gyűrűk felső nyugati szeleinek momentuma a makroturbulencia, azaz a ciklonok és anticiklonok segítségével átadódik a mérsékelt övezetek levegőjének. Ezért Rossby úgy véli, hogy a zónális cirkuláció intenzitásában fellépő ingadozások magyarázatát csak akkor fogjuk tudni megadni, ha az egész Északi-félgömb szabad légkörére vonatkozólag a hőmérséklet és a nedvesség naponkénti teljes adatainak birtokában leszünk.

Újabb kutatások azt mutatják, hogy ezeket az ingadozásokat kapcsolatba lehet hozni függőlegesen magas és nedves légtömegeknek a passzát övezetéből a mérsékelt szélességek nyugati övezeteibe való időnkénti egyenes beáramlásának megállapításával. Véleményünk szerint az arktikus betörések sem maradnak hatástalanok a cirkuláció intenzitására. A cirkuláció indexének extrapolációja jelentőséggel bírhat a távprognózis szempontjából is. Az USA-ban (lásd a 90. §.-t) a távprognózis szempontjából a nyugati cirkuláció említett indexein kívül számításba veszik még az északi szélesség 20—35. foka közötti övezet trópusi keleti szeleinek (passzátok) indexeit és az északi szélesség 55. és 70. foka közötti övezet keleti poláris szeleinek indexeit is. Ezt a számítást azonban nem az egész Északi-félgömbre nézve, hanem annak csak különböző szektoraira végzik el. Aerológiai megfigyelések lehetővé teszik a cirkuláció indexének kiszámítását a 10 000 láb (3000 m) magas szint esetében is. A gyakorlatban a cirkuláció indexeit nem millibárokban, hanem a szél sebességében (m/sec-ban) fejezik ki; a nyomáskülönbségről a szélsebességre a geosztrofikus szél egyenlete alapján térnek át.

4. Az általános cirkuláció állapotának osztályozása a különböző körzetekre nézve

Az általános cirkuláció formáinak további felosztását olyan természetes ismertetőjel alapján végezték el, mint amilyen az alapvető hatásközéppontok földrajzi elhelyezkedése; épp ez az ismertetőjel határozza meg az alapvető levegőátvitelek irányát a cirkuláció mechanizmusában és ugyanakkor a ciklonális sorozatok fejlődésének és mozgásának feltételeit is.

Amerikai meteorológusok a legutóbbi időben ennek az elvnek az alapján állapították meg részleteiben az Észak-Csendes-óceán (és Észak-Amerika), valamint az Észak-Atlanti-óceán általános cirkulációjának típusait. Az Észak-Csendes-óceán esetében mintegy 20 különböző típust kaptak; annak

az időköznek a hossza (vagy másképpen, a természetes szinoptikus periódusnak a hossza), amelynek folyamán egy-egy típus fennmarad, 3—6 nap.

Korábban E. Sz. Lir állapított meg cirkulációs típusokat az északatlantióceáni -euráziai térség esetében. Ebben az esetben nem a hatásközpontok elhelyezkedéséből, hanem »az alapvető áramlások« eloszlásából indult ki. Ugyanis így nevezte el a »passzát« és »monszun«-tényezőket, azaz a hőmérséklet zónális eloszlása és a szárazföld, valamint a tenger közötti hőmérsékleti különbségek által meghatározott alapvető levegőátviteleket. Könnyen érthető, hogy ezek az »alapvető áramlások« végeredményében ugyanazokkal a hatásközéppontokkal, azaz a magas és alacsony bárikus rendszerekkel kapcsolatosak. Az alapvető áramlások tisztázását Lir a talajmenti térképek alapján végzi el. Az alapvető áramlások irányául az izobárok (és ennek következtében az áramvonalak) irányát fogadja el a nagy- és kisnyomású tartományok közötti közbenső övezetekben, azaz ott, ahol az izobároknak kicsiny görbülete és az átlagoshoz közeli számértéke van. Az alapvető átviteleknek ezt az irányát azután felviszi a térképekre és a folyamatok osztályozása ennek alapján történik.

Minden évszaknak az alapvető áramlások bizonyos normális eloszlása felel meg, amely természetesen az évszak folyamán, valamint évszakról-évszakra is megváltozik. A cirkuláció különböző típusai ezeknek az átlagos állapotoknak a különböző fázisai, amelyek vagy a sugárzás megváltozásának hatására vagy az áramlások kölcsönhatására következnek be. A télre nézve Lir pl. 4 típust (10 változattal), az egész évre nézve pedig 16 típust (51 változattal) állapított meg. A változatok létének tartama 2—15 napig tart, a leggyakoribb a 3—4 napos periódus.

Európa jobban elhatárolt körzetére nézve a cirkulációs folyamatok felosztásának (vagy legalább is az osztályozási elveknek) egész sora létezik, amelyeket a multszázad 80-as éveitől kezdve a legutóbbi időkig dolgoztak ki. Ide tartoznak többek között :

1. Teisserenc de Bort és Van Bebber felosztása, amelynek alapja az anticiklonok helyzete Európa területéhez viszonyítva.

2. B. P. Multanovszkij osztályozása, amelynek alapja az anticiklonok mozgásának iránya a Szovjetunió európai területeinek esetében.

3. Multanovszkij elve a »természetes szinoptikus periódusok« megállapítására, az európai terület fölötti bárikus terek előjelének megmaradása alapján.

4. Schinze felosztása, amelynek alapja a fő frontális övezetek és az Európa fölötti alapvető levegőátvitelek elhelyezkedése.

5. Baur elve az Európa fölötti cirkuláció típusainak a troposzféra középső és felső részében lefolyó alapvető levegőátvitel irányának megmaradása alapján való megállapítására.

Annak az időköznek az átlagos hossza, amelynek folyamán az Európa fölötti cirkuláció különféle típusai életben maradnak, azaz a természetes szinoptikus periódus hossza, majdnem valamennyi említett felosztásban nagyjából ugyanakkora, s mintegy 5—7 nap ; igaz, az első felosztásban értéke kevesebb, mintegy 3 nap.

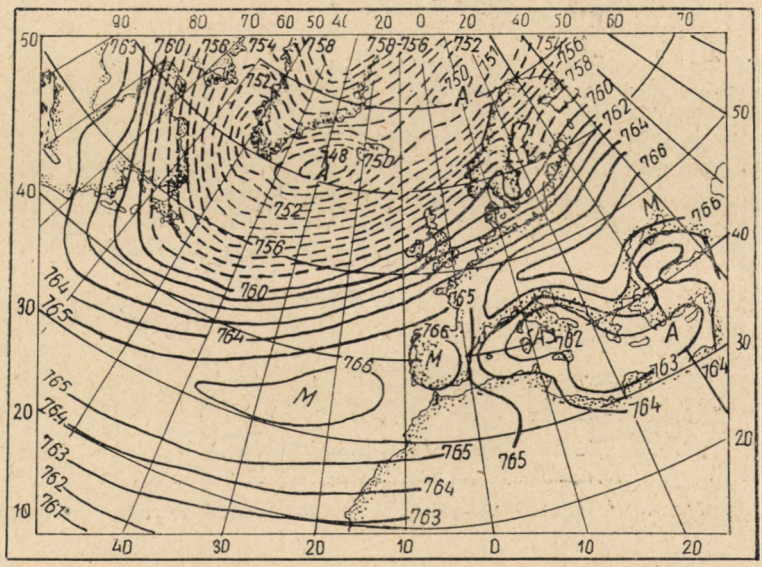
Megemlítjük még a folyamatok osztályozására vonatkozó újabb munkálatok közül G. Ja. Vangengeim és A. F. Djubjuk-nak a Szovjetunió területeire,

B. L. Dzerdzejevszkijnek pedig az egész földgömbre nézve (V. M. Kurganszkij társaságában) végzett munkálatait.

Az említett felosztásokra részletesebben a távprognózisok problémájával kapcsolatban, a X. fejezetben térünk ki.

5. A nyomás átlagos eloszlása az Észak-Atlanti-óceán és Európa fölött és az időjárás évi menete Európában

Most kissé részletesebben is kitérünk a nyomás átlagos eloszlására az Atlanti-óceán és Európa fölött és kapcsolatba hozzuk azt az európai időjárás átlagos állapotával. Ennek a »normális« eloszlásnak az ismerete nem csupán a klimatológus, hanem a szinoptikus szempontjából is fontos, mivel anomáliái maguk után vonják az időjárás megfelelő anomáliáit, azaz a meteorológiai elemeknek az átlagértékektől való eltérését is.



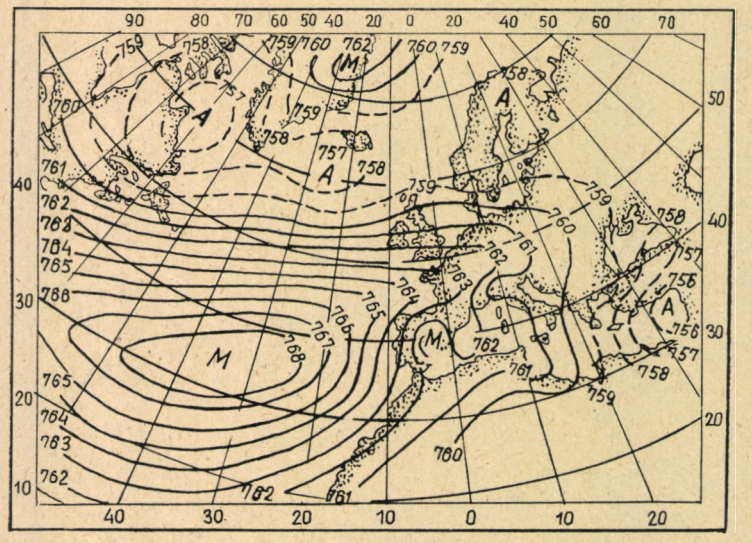
231. ábra. A nyomás átlagos eloszlása az Atlanti-óceán és Európa felett januárban

A 231. és 232. ábrán feltüntetjük az izobárok Defant által készített térképét január és július hónapokra az 1881—1905. évek közötti időszakra.

A téli állapotokra jellemző *januári* térképen az óceán fölött három jól kifejlődött és egymással kapcsolatos minimum ismerhető fel; ezek januárban jutnak a legvilágosabb kifejezésre. Az első Grönland nyugati partjainál, a másik kettő az Atlanti-óceán közepétől a Jeges-tengerig húzódó mély depresszióban fekszik. A bárikus gradiens iránya ettől a depressziótól dél-délkelet, észak-északnyugati irányba, a dél- és délkeleti óceán anticiklonja felé mutat, az Azóri-szigetek és Madeira közötti maximummal. Az európai kontinens fölött az azóri anticiklon fokozatosan téli ázsiai anticiklonba megy át. Az említett gradiens széles, túlnyomóan délnyugati áramlást okoz, amely Nyugat- és Észak-Európában és részben Közép-Európában enyhe téli éghajlatot hoz létre.

Az izlandi minimum nyáron egészben véve nyugat felé vonul vissza és meggyengül (júliusban a centrumban 750 mm, januári 748 mm-rel szemben). Egyik centruma Grönland és Amerika, a másik Izland és Dél-Grönland között fedezhető fel.

Az azóri anticiklon nyúlvány formájában kiterjed Közép-Európára és a Nyugat-Földközi-tengerre ; általában erősebben fejlett, mint télen (768 mm 766 mm-rel szemben) és északabbra fekvő helyzetet foglal el. Északon az izobárok többé-kevésbbé nyugat-keleti irányúak. Finnországban, Skandináviában és Kelet-Európában a nyomás kisebb, ami kapcsolatban van a nyári ázsiai depresszióval. Az átlagos szélirányok Északnyugat- és részben Közép-Európában nyugatiak, Kelet-Európában pedig (beleértve Magyarországot és a Balkánt is) már északnyugatiak és északiak.



232. ábra. A nyomás átlagos eloszlása az Atlanti-óceán és Európa felett júliusban

Az időjárás változása az év folyamán Európa fölött kapcsolatos a szél változásával és ennek következtében a bárikus gradiensekkel is. A bárikus különbségek évi menetét Európa fölött (az átlagos különbségtől + 4,9 mm eltérésekkel) délkelet-északnyugati irányban (Odessza, Konstantinápoly-Kulloden, Torshavn) a következő táblázat mutatja be :

Hónapok	I.	II.	III.	IV.	V.	VI.
az átlagtól való eltérések mm-ben	7,7	3,1	—0,7	—3,3	—5,1	—4,3
Hónapok	**VII.**	**VIII.**	**IX.**	**X.**	**XI.**	**XII.**
az átlagtól való eltérések mm-ben	—4,5	—3,4	0,4	4,3	1,1	4,4

Az izobárok téli típusa megmagyarázza a Fekete-tenger partjai és az Észak-Atlanti-óceán közötti jelentős bárikus gradienst (a nyomáskülönbség 12,6 mm januárban). Ezzel a gradienssel kapcsolatban az enyhe tengeri levegő benyomul Nyugat- és Észak-Európába; Közép- és Délkelet-Európa fölött ebben az időben nagynyomás uralkodik, amely erős hideget hoz létre és meggátolja a tengeri levegő hatását. A nyomás eloszlása télen, ha nem tekintjük a dinamikusan megalapozott azóri anticiklont, szoros kapcsolatban van a földfelszín termikus tulajdonságaival. A meleg részek fölött kis-, a hideg fölött pedig nagynyomás keletkezik; ebből érthetőek a nyomás és az áramlás eloszlásának különböző jellegű részletei is, pl. a Tirrén- és Adriai-tenger körzetében, ahol a nyomás az Appenin-félszigethez képest alacsony.

Az izobárok nyári típusára az átmenet már márciusban bekövetkezik. A nyomás egész Európa, különösen Észak-Németország és a Baltikum fölött csökken, Európától északnyugatra azonban az óceán fölött erősen emelkedik. A gradiens délkelet-északnyugati irányban csökken, minimumát májusban éri el (lásd a táblázatot). A nagynyomás májusban nyugatról távolabbra, Közép-Európába is behatol Délkelet-Európa fölött a nyomás csökken. Közép-Európa fölött az izobárok menete majdnem észak-déli irányú, ami a hideg visszatérésének kedvez. A nyomás nyári eloszlása délnyugatról északkeletre, vagy nyugatról kelet felé irányuló nagyobb gradienseket árul el: a nyugati nagynyomás igen nagy hatást fejt ki Közép-Európa időjárására. Az uralkodó szelek Közép-Európában nyugatiak és északnyugatiak. Ősszel, szeptemberben a nyugati nagynyomás hatása gyengül. A nyomás délkeleten növekedni kezd és újból jelentős délkelet-északnyugati irányú bárikus gradiens jön létre. Érthető, hogy a nyomás normális eloszlásától való különféle eltérések az időjárás megfelelő anomáliáival kapcsolatosak. Így 1851—1880-ig a tizenkét leghidegebb tél esetében Európában a nyomás Észak- és Északkelet-Európában magasabb volt a normálisnál, a tizenkét legmelegebb tél esetében pedig ugyanebben az időszakban a nyomás északnyugaton az Atlanti-óceán fölött és az esetek többségében északon és északkeleten is a normálisnál alacsonyabb volt. Bizonyos esetekben a nyomás eloszlása Európa fölött novemberben már meghatározza az egész tél jellegét; ez azonban nem mindig és nem is az esetek többségében van így.

VIII. FEJEZET

A SZINOPTIKUS HELYZET PROGNÓZISA

Az előző fejezetekben kifejtettek a szinoptikai helyzet analízisének és prognózisának alapját képezik a mindennapos szinoptikus munkában. Ebben a fejezetben az előzők alapján gyakorlati következtetéseket teszünk, egyes kérdéseket a gyakorlat szempontjainak megfelelően kielemzünk és kiegészítünk.

70. §. A szinoptikus helyzet analizise

Tárgyalásunk során azt a sorrendet fogjuk követni, amit a komplex-térkép analízisének technikájáról a 10. §.-ban kifejtettünk. Itt azonban nem magáról a térkép feldolgozásának technikájáról lesz szó, hanem azokról az elvekről, amelyeket a térkép kielemzésénél szem előtt kell tartani.

1. Légtömegen belüli kondenzációs rendszerek

A légtömegen belüli csapadék és felhőzet jellege lehetőséget ad magának a légtömeg jellegének, vagyis egyes sajátosságainak és történetének megállapítására.

A légtömegek típusai és a bennük található kondenzációs rendszerek közötti összefüggésekkel a IV. fejezetben foglalkoztunk, itt nem fogunk erre visszatérni. Ezt csak azzal egészítjük ki, hogy a felhőzetet és a csapadékot a légtömegtípusok felismerésére használjuk fel, akkor számításba kell venni a felhőzetnek az orográfiai akadályokon való átkelésénél bekövetkező változását is. A hideg légtömeg cumulusai a szélnek kitett oldalra korlátozódnak, ahol jobban kifejlődnek és gyakran egyetlen felhőrendszerbe olvadnak össze. Ugyanúgy a szélnek kitett oldalra korlátozódik a meleg légtömeg *St* felhőzete is. Ezért a hegység szélárnyékos oldala felhőtlen, vagy főn jellegű felhőzettel borított. Figyelembe kell venni, hogy a ciklonális görbületű izobárok (konvergencia) területén a záporesőre való hajlam növekszik, az anticiklonális görbületű izobárok (divergencia) területén gyengül. A *St* felhőzet és a köd a meleg légtömegben főleg ott ér el nagy vastagságot, ahol a nyomás igen erősen csökken, tehát a levegő (dinamikusan) jelentős mértékben lehül, különösen a meleg szektornak a ciklon középpontjához közel első részén. A IV. fejezetben foglalkoztunk azzal is, hogy milyen összefüggés áll fenn a légtömegekben a kondenzációs jelenségek és a ciklonális vagy anticiklonális görbületű izobárok (izohipszák) között a troposzféra középső részében.

2. A meleg és hideg légtömegek egyéb ismertetőjelei

A kondenzációs viszonyok kiegészítéseképpen más ismertetőjelek is felhasználhatók a légtömegek rétegződési jellegének megállapítására.

Emlékeztetünk arra, hogy a hideg légtömeget heves szélrohamok jellemzik, míg a meleg légtömegben lamináris az áramlás.

A (rádiókészülék hangszórójában észlelhető) légköri kisülések a hideg légtömegben nagyon erősek, míg a melegben csaknem hiányoznak.

A látás az alsóbb légrétegekben — egyenlő feltételek mellett — a meleg légtömegben, ahol a turbulens áramlás homályosodást okoz, rosszabb, mint a hidegben. A magasabb légrétegekben (a hegyeken és a szabad légkörben) az összefüggés fordított. Opalizáló homályosodás esetén egyébként a homályosodást előidéző részecskék száma a magassággal elég egyenletes eloszlást mutat, az elhomályosodás foka elsősorban a légtömeg eredetétől függ.

A tenger fölött jó kritériumot szolgáltathat a meleg és hideg légtömegek megkülönböztetésére a levegő és a vízfelszín közötti hőmérsékletkülönbség. A meleg légtömeg az alsó rétegekben melegebb, mint a vízfelszín, a hideg pedig hidegebb annál. Az esetleges tévedések azonban olyan nagyok lehetnek, hogy több ismertetőjelet is célszerű alapul venni.

A hideg és meleg légtömegekkel borított területek meghatározásánál bizonyos mértékig fel lehet használni azt a távolságot is, amit bizonyos idő alatt a levegő előzőleg megtett. Erre a célra a talajfelszín valószínű hőmérsékleti eloszlását feltüntető két-három egymásutáni térkép alapján meg kell szerkeszteni az áramlási vonalakat. Általában véve az északról dél felé történő áramlásoknál a levegő a hideg légtömeg, a délről észak felé történő áramlásoknál a meleg légtömeg sajátosságait veszi fel. Nyáron azonban a mérsékelt szélességeken a szárazföld felmelegedése lényegesen megváltoztathatja a talajfelszín »normális« hőmérsékleti eloszlását, amit a légtömegek jellegének meghatározásánál számításba kell venni. Ugyancsak fontos figyelembe venni a szárazföld és a tenger, valamint a talajfelszínnek a szélességeket követő hőmérsékleti különbségeit.

Közvetlen aerológiai megfigyelések felhasználásával sokkal pontosabb képet kaphatunk a légtömegek függőleges rétegződésének stabilitásáról, vagy instabilitási viszonyairól. Nagyon alkalmas erre a célra, ha a kapott adatokat adiabáta lapon, pl. az emagrammon grafikusan tüntetjük fel. Ilyen előállítás mellett közvetlenül látható, hogy a hőmérséklet gradiensei adiabáta alattiak vagy fölöttiek lesznek-e.

3. Nagykiterjedésű csapadékok, mint a frontok ismertetőjelei

A légtömegen belüli kondenzációs rendszer analízise után a nagykiterjedésű csapadékok területének elhatárolása a következő művelet. Ennek a műveletnek a célja nem csupán a csapadékeloszlás közvetlen tisztázása, hanem a művelet lehetőséget ad a főbb földrajzi típusú légtömegek elhatárolására is, mivel a nagykiterjedésű csapadékos területek a főfrontokkal és okklúziós frontokkal vannak összefüggésben. A frontok és csapadékos területek között fennálló összefüggéseket az V. fejezetben már tárgyaltuk.

A nagykiterjedésű csapadékos területeknek a térképen (zöld színezéssel) történő megjelölésénél és körülhatárolásánál a következő szempontokat kell figyelembe venni.

A meleg front csapadékos területének szélessége (kiindulva abból, hogy a front hajlása 1/150-ed és az első csapadék 2 km-es magasságú felhőből éri el a földfelszínt) rendszerint nem nagyobb 300 km-nél. A ciklon okklúziója után a meleg front csapadékterületének szélessége, valamint a csapadékhullás intenzitása fokozatosan csökken. Abban az esetben, ha a csapadék hó formájában hull, a csapadékos terület szélessége 400 km-re, vagy még ennél is nagyobb területre terjedhet ki, mivel a nagyobb magasságú prefrontális felhőrendszerből kihulló hó is eléri a földfelszínt.

A csapadékos terület szélessége az említett értékeknél nagyobb is lehet, ha éles front helyett széles frontálzónával állunk szemben, amelyben az »átmeneti« levegő is felemelkedik, vagy ha a frontfelület hajlása szokatlanul lapos és végül orográfiai okok következtében (ha a front hegygerinc felé közeledik). Figyelembe kell venni, hogy hegyi állomásokon a csapadékhullás a front vonalától nagyobb távolságra kezdődik el, mint a sík területen fekvő állomásokon. Lehetséges az is, hogy két egymást követő csapadékos terület egybeolvad. Például hegygerinchez való közeledésnél a felsiklás kiélesedett másodlagos frontokon kezdődik meg a légtömegen belül ; ez az újra létrejövő csapadék egybeolvad a frontális csapadék főterületével.

Nagyon száraz, vagy nagyon stabilis rétegződésű levegő esetén a csapadékos terület szélessége keskenyebb lehet a szokásosnál vagy teljesen hiányozhat is.

Az analízisnél a csapadékos terület gyakran szélesebb vagy keskenyebb, mint a valóságban. A frontális csapadék területéhez a nagykiterjedésű csapadékon kívül néha még légtömegen belüli szitálás vagy záporesők is csatlakoznak. Különösen könnyű ezt a hibát elkövetni a szitálás vagy a záporok megerősödésének esetében, ha a front hegygerinchez közeledik. Ilyen esetekben természetesen a csapadék jellegének megállapítása is segítséget nyujt a szinoptikusnak. A felsikló csapadékot a sürgönykulcs *ww* csoportjában a 60—79-es számok, a szitálást az 50—59, a záporesőt pedig a 80—99-es számok jelzik. Az észlelőknek a csapadéksürgönyzésben elkövetett hibái azonban bonyolulttá teszik a szinoptikus munkáját.

Az erősebb szitálást, különösen az erre kedvező orográfiai feltételek között, vagy a meleg szektorban az észlelők gyakran esőnek minősítik. Másrészt az aprószemű esőt sok esetben, mint szitálást jelentik, különösen akkor, ha az ritka *As*-ből, vagy megszűnő *Cb*-ből hull. Nem mindig helyesen különböztetik meg az észlelők a záporszerű csapadékot, különösen a havazást, a csendes esőktől. Ezért a frontális csapadék területén (60—79) néha szitáló (50—59), vagy záporszerű (80—89) csapadékot is találunk és fordítva; légtömegen belül záporszerű és szitáló csapadékkal csendes esőt jelentő jelölések is találhatók.

Szitáló és záporszerű csapadék azonban az ismert feltételek mellett a valóságban frontális csapadékterületen észlelhető. A meleg front vonalának közvetlen közelében a csapadék szitáló, vagy esővel vegyes szitáló jellegű lehet, mivel itt a szakadozott esőfelhők a *Ns* takaró alatt olyan vastagok, hogy szitálást adhatnak, vagy pedig a *Ns* nem éri el a jegesedési szintet. Okklúziónál, különösen alsó hideg front mentén a csendes eső záporesőbe mehet át. Nyáron a szárazföld felett a meleg front csapadéka is záporszerű (sőt zivataros jellegű) lehet, ha a felsikló meleg levegő nedvesen instabilis (szárazföldi trópusi). Másrészt pl. a meleg szektoron belül, bizonyos feltételek mellett, szitálás helyett állandó eső észlelhető.

A frontális csapadékterületek elhatárolásánál a hibák elkerülése végett behatóan kell tanulmányozni a felhőzet mennyiségét és a csapadék napi menetét.

Megjegyzendő, hogy a gyakorlatlan észlelő a $C_L = 5$, 6 és 9 felhőket gyakran összetéveszti. Ezért a csapadék analízisénél a felhőzet jellegét szigorú kritikával kell felhasználni.

Ha az *As* határa a front előtt meghatározható, akkor azt a térképen (zöld vonallal) célszerű megjelölni. Ez a vonal közelítőleg párhuzamos a csapadékos terület elülső határával.

Ha a csapadékos terület elfajul (szitálás és csendes eső, átmenet az esőből a szitálásba, vagy ha az esőt gyakran szitálásnak jelölik), azt a térképen nem folytonos zöld satirozással, hanem ferde zöld árnyékolással jelöljük. Valamennyi nem frontális vagy ismeretlen jellegű csapadékos területet (orográfikus csapadékot, az esőt megközelítő szitálást, az általános konvergenciából és a meleg légtömegben a levegő rendkívüli felemelkedéséből származó csapadékot stb.) függőleges zöld árnyékolással jelöljük.

4. A trópusi és az arktikus levegő megkülönböztetése

A csapadékos zónák analízise lehetővé teszi, hogy a főfrontok és a főbb légtömegek helyzetét illetően a térképen közelítőleg tájékozódjunk. Ennek ellenére azonban ebből a célból még egész sor meggondolást és ismertetőjelet kell figyelembe venni. Ide tartozik mindenekelőtt az alapvető nyomási rendszerek (hatásközpontok) és alapáramlások elhelyezkedése. Magától értetődik, hogy az azóri anticiklon területéről északkelet felé irányuló tartós áramlás tengeri trópusi levegőt, a Grönland-Izland körzetéből a kelet felé mozgó központi izlandi ciklon hátoldalán délkelet felé irányuló áramlás tengeri arktikus levegőt szállít stb. Pontosabban, meg kellett volna szerkesztenünk a levegőrészecskék trajektóriáit, hogy ilyen »közvetlen úton« haladjunk. Eléggé stacionárius helyzet esetén azonban elegendő, ha csak az áramvonalak eloszlását vesszük figyelembe. Ezt a módszert azonban nem lehet eléggé megbízhatónak tartanunk. Az általános szinoptikai helyzetből azonban dinamikus klimatológiai meggondolások alapján tehetünk néhány következtetést, legalább is megjelölhetjük azokat a körzeteket, ahol a trópusi és arktikus levegőt keresni kell.

Elsősorban a légtömegek hőmérsékleti és nedvességi értékeit kell figyelembe venni. Itt a legjellegzetesebb állomások adataira kell támaszkodnunk. A térképen azokat a területeket kell kiválasztani, ahol a legkevésbbé torzul el a napközi besugárzás és az éjtszakai kisugárzás. Ilyenek pl. (a szél következtében) erősen turbulens és zárt felhőzetű prefrontális zónák.

De függetlenül a hőmérséklet jellemző számértékeitől, a fajlagos és abszolút nedvesség adatai (ha szerepelnek a térképen) lényeges segítséget nyujtanak a trópusi levegő kiválasztásában. Reprezentatív méréseknél azonos feltételek mellett a trópusi és poláris levegő hőmérsékletkülönbsége ritkán haladja meg a 10°-ot, az arktikus levegő hőmérséklete azonban rendszerint több, mint 10°-kal alacsonyabb a trópusi levegő hőmérsékleténél. Az arktikus levegő kikeresésénél télen a Szovjetunió fölött gyakran álcázott arktikus frontot találunk; ilyen esetekben az arktikus levegő déli határát a nyomási tendenciák, a szél és a légnyomáseloszlás alapján kell meghatározni.

A meteorológiai elemeknek a különböző típusú légtömegekre jellemző értékeit a IV. fejezetben tárgyaltuk.

A légtömegek kialakulásának analízisénél nagy segítséget nyujthatnak *az aerológiai megfigyelések*. Legalkalmasabb erre a célra a tetagramm és rossbygramm megszerkesztése. Fontos szerepük van a régebbi megfigyelési anyag gondos feldolgozásának alapján előzetesen összeállított homológoknak. Ilyen homológok birtokában a légtömegek meghatározása lényegesen könnyebb.

5. *A tendencia izovonalainak megrajzolása*

Annak a ténynek, hogy a tendencia izovonalait csak azután vonjuk meg, miután a légtömegeket és a csapadékos területeket (ezzel a főfrontok lehetséges helyzetét) a térképen közelítőleg megjelöljük, nemcsak technikai, hanem sokkal mélyebb alapja van. A nyomási tendenciáknál különösen a nagyságban és az előjelben elkövetett hibák gyakoriak. Ha a tendencia-kép szeszélyes és rendszertelen, egyes kiugró értékek elhanyagolásával, az emelkedő és süllyedő területeket kell kiválasztani a térképen. Ez jobban keresztülvihető abban az esetben, ha a légtömegek és a csapadékos területek elhelyezkedése alapján előzetes elképzelésünk van a folyamatok dinamikájáról. Ha az analízist a tendenciákkal kezdjük, furcsa amőba alakú izovonalakat kaphattunk volna, amelyeket nem tudtunk volna megfelelő mértékben felhasználni az analízis során.

A műveletek említett sorrendjére nagy jelentőséggel bir a süllyedő légnyomású és a csapadékos területek között fennálló összefüggés. A legszemléletesebb süllyedő légnyomású területek a levegő oly rendkívüli frontális felemelkedésével függenek össze, amely csapadékhullást idéz elő. Ezért a légnyomási tendenciák (és a csapadékos területek) eloszlása alapján a frontok helyzete pontosabban meghatározható, sőt néha még következtetni lehet a front fejlődésére is.

Ha a csapadékos területek rosszul, az izallobárikus területek viszont jól kifejezésre jutnak a térképen, akkor a műveletek sorrendjét célszerű megfordítani és az analízist a tendenciákkal kezdjük. Mint minden esetben, úgy itt is, magának a szinoptikusnak kell eldönteni, hogy számára melyik út a megfelelőbb.

Mégegyszer ismételjük, hogy a tendenciák izovonalainak megvonásánál a süllyedő vagy emelkedő területeket többé-kevésbbé *közelítőleg* kell megjelölni, az egyes kiugró értékeket pedig kritikával kell fogadnunk. Különösen szigorúan kell elbírálni az egyedülálló állomások (mint a Ferenc József-föld, Jan Mayen) adatait. Itt a tendenciákat az előző térkép nyomásértékei és tendenciái alapján kell megvonni, ami segítséget nyujthat az adat-továbbítás során elkövetett hibák kiküszöbölésében.

A hajókon történő észlelési adatok felhasználásánál figyelembe kell venni, hogy a mozgó hajó barográfja által feljegyzett háromórás nyomáskülönbség függ:

1. a nyomási mező időbeli változásától;
2. a hajónak a nyomási mezőhöz viszonyított helyzetváltozásától.

Matematikailag ezt az Euler-operátor felhasználásával a következő, már ismert formula fejezi ki:

$$\frac{dp}{dt} = \frac{\partial p}{\partial t} + V_s |\nabla p|,$$

ahol $\frac{dp}{dt}$ — az észlelt légnyomáskülönbség, $\frac{\partial p}{\partial t}$ — a tényleges tendencia, V_s — a hajó mozgási sebességének a nyomás horizontális aszcendensének irányába eső összetevője és ∇p — a légnyomás horizontális aszcendense. A V-re vonatkozó kifejezésben az időegység 3 óra, mint $\frac{dp}{dt}$ - ben, a hosszúságegység pedig az egyenlítői fok, mint ∇p-ben. A hajó mozgását figyelmen kívül hagyó tendenciaérték súlyos hibát okozhat mind az analízisben, mind a prognózisban.

6. A frontok megrajzolása

Miután a szinoptikus térképen már kijelöltük a légtömegek helyzetét, a csapadékos és izallobárikus területeket, rátérhetünk a frontok helyzetének pontos meghatározására. Mivel a frontok helyzetét az előző térképen ismerjük, az analízist a már meglévő frontok új helyzetének keresésével kezdjük és csak azután térünk rá a csapadékos területek és az izotendenciák vizsgálatára. Először fekete ceruzával jelöljük ki a frontok vonalait és csak az analízis későbbi stádiumában kerül sor a frontok színes ceruzával történő megjelölésére.

Általános elképzelésünk már ván arról, hogy a térképen hol mennek át a frontok. Ez látható a meteorológiai elemek ugrásszerű megváltozásából, a csapadékos területek és a nyomási tendenciák eloszlásából. Amint a frontok megvonásánál felhasználjuk a hőmérsékletet, a nedvesség és a látásban mutatkozó változásokat, ugyanúgy nem szenvedünk hiányt a többi ismertetőjelekben sem ; figyelembe kell azonban venni az ál- és fiktív stb. frontokról kifejtett megszorításokat. Ezenkívül figyelembe kell venni azt is, hogy okklúziós frontok esetében a földfelszíni hőmérsékleti és nedvességi értékek csak lényegtelen változást mutathatnak. Ha a frontnak széles átmeneti zónája van, akkor a front vonalát úgy kell meghúzni, hogy az átmeneti zóna a hideg, nem pedig a sokkal homogénebb meleg levegőhöz tartozzék.

A szél iránya a front átvonulásával többé-kevésbbé mindig jobbra térül el. Figyelembe kell venni a szél prefrontális megerősödését és a hideg front átvonulásánál gyakran észlelhető szélviharokat is.

A felhőrendszernek és a csapadékos területeknek a fronttal való összefüggése a kifejtettek alapján eléggé világos.

Az izallobárikus mező, melynek a frontokkal való kapcsolatát az V. és VI. fejezetben tárgyaltuk, szintén nagy segítséget nyujt a frontok kikeresésében. Szem előtt kell tartani azonban, hogy az izallobárikus területekre nemcsak advektív, hanem dinamikus tényezők is hatnak és nagymértékben a légköri képződmények általános megerősödésével vagy gyengülésével és ezek áthelyeződésével vannak kapcsolatban. Emellett a nyomás emelkedése és süllyedése összefüggésben lehet önálló sztratoszférikus hullámokkal, vagy a nedves instabilitási energia rendkívüli, nem frontális felszabadulásával is. Ebből világos, hogy a frontok és izallobárikus területek között nincs egyértelmű összefüggés : minden frontot jellegzetes izallobárikus terület kísér, de nem minden izallobárikus terület utal front jelenlétére. Az 51. §.-ból egyébként eléggé kitűnik, hogy az izallobárikus területek a ciklonban a legtöbb esetben eléggé összeesnek a frontokkal, különösen akkor, ha az izallobárokat rövid (3, 6, 12 órás) időközökre szerkesztjük meg.

A frontok helyzetének meghatározásában lényeges szerepet játszhatnak az úgynevezett *történeti ismertetőjelek*, vagyis azok a jelek, amelyek arra utal-

nak, hogy a front a fejlődésének melyik stádiumában van. Különösen fontosak ebből a szempontból a tendencia karakterisztikái. A táviratban az $a = 4$, 5, 6 számjegyekkel jelölt tendenciák arra utalnak, hogy a front már áthaladt az állomás felett, vagyis a prefrontális nyomássüllyedés az elmúlt 3 órában megszünt, vagy emelkedésbe ment át, vagy a gyenge prefrontális emelkedést erős prefrontális emelkedés követte. Ezek az úgynevezett »frontátvonulási tendenciák«. Ezeket az adatokat azonban nagyon szigorú kritikával kell fogadnunk és csak a frontok helyzetének pontos megállapításánál kell figyelembe vennünk, miután a frontokat más ismertetőjelek alapján közelítőleg már meghatároztuk. A dolog lényege abban van, hogy a frontátvonulási tendenciákat a fronttól független nyomásingadozások is előidézhetik.

Hasznos segítséget nyujthat »az elmult időjárás« (*W*). Ebből megtudhatjuk, hogy az állomáson volt-e prefrontális csapadék. A hideg front keskeny csapadéksávja teljesen kimaradhat a »jelenlegi időjárás« (*ww*) csoportjából, ha véletlenül egyetlen állomás sem kerül bele ebbe a sávba. Sokkal valószínűbb azonban, hogy a csapadék az elmult időjárás adatai között szerepel. Különösen a front jellegének meghatározásában jelentősége lehet a csapadék mennyiségének is (*RR*).

Ha arra a megállapításra jutottunk, hogy a front két állomás között fekszik, akkor ahhoz van közelebb, ahol a nyomás alacsonyabb. Hogy mennyivel van közelebb, ez a két légtömegben található áramlási iránytól függ. Ezért a front vonalát az izobároknak megfelelően rendszerint ki kell javítani.

A front meleg jellegű, ha a hideg levegőben a fronttól elirányuló mozgási összetevő található. Ha ellenben a hideg levegőben a front felé irányuló mozgási összetevő van, akkor a front hideg jellegű. A súrlódás vergenciájától eltekintve, a levegő az izobárok mentén áramlik. Ezért azt mondhatjuk, hogy a meleg levegő szokásos déli fekvése mellett a hideg front a ciklon középpontjában melegbe, a meleg front pedig az előző ciklon hideg frontjába megy át a közbeeső légnyomási hátság tengelye mentén.

Nem mindig könnyű eldönteni azonban, hogy a front melyik oldala melegebb ; a földfelszíni észlelések ebből a szempontból nem mindig szemléletesek. Helyesebb választ tudnak adni erre a kérdésre a közvetlen aerológiai megfigyelések. Különösen jól használhatók erre a célra a függőleges metszetek. Az utóbbi lehetővé teszi a frontfelület hajlásának, a zsugorodási inverziónak és a frontális szolenoidok által határolt potenciális energiatartalékoknak meghatározását is. Pilot megfigyelések esetén jól felhasználható A. F. Djubjuk elméleti következtetése : a meleg frontfelületen való áthaladáskor a szél jobbra fordul (a légnyomás az adott pontban csökken), a hideg frontfelületen történő áthaladáskor pedig balra fordul (a nyomás az adott pontban nő). Rendszerint azonban maga az áramláseloszlás is megmutatja, hogy melyik légtömeg melegebb. Főfront esetében a trópusi levegő mindig melegebb a polárisnál (néha alul álcázott front esetén fordított hőmérsékleti kontraszt van), a poláris melegebb az arktikusnál. Okklúzió esetén az évszaktól függően nagy jelentősége van a levegő tengeri vagy szárazföldi eredetének : télen a közvetlenül az óceánról érkező levegő a mérsékelt szélességeken melegebb, mint a szárazföldi eredetű ; nyáron — fordítva.

Annak eldöntése, hogy az adott front főfront, vagy okklúziós front-e, elsősorban a frontot határoló légtömegek eredete, a felhőzet, a csapadék stb. alapján történik.

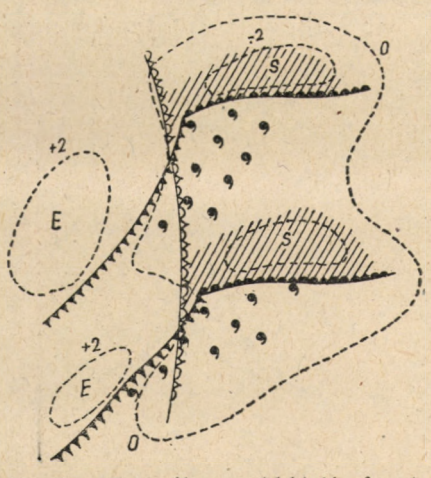
A paragrafus elején felhívtuk a figyelmet a fizikai logika alkalmazására valamennyi analízisben. Különös fontossága van ennek a frontok helyzetének megállapításában. A front új helyzete összhangban kell legyen az előző térképen feltüntetett helyzetével és a gradiens-szél sebességével, hogy így eldönthető legyen, vajjon a front a valóságban milyen távolságra helyeződhetett át. Az ilyen »kinetikai ellenőrzés« elkerülhetővé teszi, hogy a frontok helyzetének meghatározásában durva hibát kövessünk el.

7. *A frontális örvénylések jellegének meghatározása*

A frontok megvonásával szorosan összefügg a térképen észlelt frontális örvénylések jellegének meghatározása. Az időjárási térképen nagyon gyakran találkozunk hullámokkal és okklúziókkal. Amíg a közbeeső stádium — a fiatal ciklon — rendszerint még egy napig sem tart, addig úgy az első, mint az utolsó stádium néhány napig is fennmaradhat, ezért a térképen az utóbbiakkal találkozunk leggyakrabban.

Miután az örvénylések frontális szerkezetét meghatároztuk, a mély depressziókat az okklúziós modellel kell értelmezni, a kevésbbé mélyeket pedig, mint frontális hullámokat kell tekintenünk.

A 49. §.-ból tudjuk, hogy melyek azok a feltételek, amelyek mellett a frontális hullámok gyorsak vagy kvázistacionáriusak lesznek. Néha a frontmenti hőmérsékleti eloszlásból már előre meghatározhatjuk, hogy a hullám gyors, vagy kvázistacionárius lesz-e. Néha viszont nehéz közvetlenül eldönteni, hogy a front melyik oldalán fekszik a meleg levegő. Ilyen esetben a hullámnak az előző térképhez viszonyított mozgásából következtethetünk a frontmenti hőmérsékleti eloszlásra és a hullám területén a front egyes szakaszainak jellegére.



233. ábra. Látszólagos okklúziós front

Vigyázni kell a következő, rendszerint kezdő szinoptikusok által elkövetett hibákra:

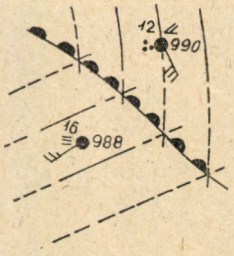
1. Hátrahajló okklúziós fronttal, vagy másodlagos fronttal rendelkező már okkludált ciklont (amely néha középponti ciklon), mint fiatal ciklont értelmezzük, nagy meleg szektorral. Ekkor a térképen hatalmas és mély fiatal ciklont nyerünk, melynek a meleg szektorában nyilván nem trópusi levegő van. Különösen könnyű elkövetni az ilyen hibát akkor, ha a hátrahajló okklúziós front másodlagos hideg fronttal folytatódik, a főhidegfront nem okkludált részén pedig hullámszerű örvénylés jött létre és a másodlagos hideg frontot helytelenül az új hullám hideg frontjával kötjük össze. Különösen elősegíti ezt az a körülmény, hogy a hullámon kívül a ciklon déli peremén a hideg front gyorsan elmosódik, vagy álcázódik. Még nagyobb a hasonlóság a fiatal ciklon és az arktikus levegő betörése következtében újjáéledő középponti ciklon között. Az arktikus front a poláris levegőjű nagy

másodlagos meleg szektort összeszűkíti. A fiatal ciklonok azonban rendszerint nem nagy átmérőjűek és környezetükhöz képest legfeljebb 20 mb-ral mélyebbek.

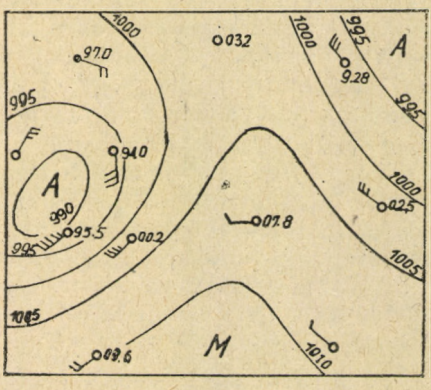
2. Ha a hideg levegő belsejében másodlagos front van (vagy ha a poláris front közelében arktikus front fekszik), akkor a főfronton keletkező hullám hasonló hullámot kelt a másodlagos fronton is (233. ábra). A hullám elülső részében található két süllyedő és hátoldali részében található két emelkedő légnyomású terület egybeolvadhat. Ugyanígy egyetlen elnyujtott csapadékos területté olvadhat össze a két csapadékterület is a hullám elülső részében. Ha a hőmérsékletek ebben az esetben álcázottak, akkor a frontokat és a hullámokat nem választhatjuk szét, hanem az egész rendszert, mint okklúziós frontot tüntetjük fel. Ez a képzeletbeli, mindkét hullám gerincén átmenő okklúziós front merőleges a valódi frontra. Ha azonban valamennyi frontális ismertetőjelet figyelmesen tekintetbe veszünk, nem követünk el ilyen hibákat.

8. *Az izobárok megrajzolása*

Az izobárok megrajzolása az időjárási térkép analízisének egyik befejező művelete. Határozottan *óvakodni kell attól, hogy az izobárokat a frontok helyzetének megállapítása előtt vonjuk meg,* mivel ekkor az egész izobár mezőt át kell alakítani a frontoknak megfelelően. A szinoptikus analízisben azonban



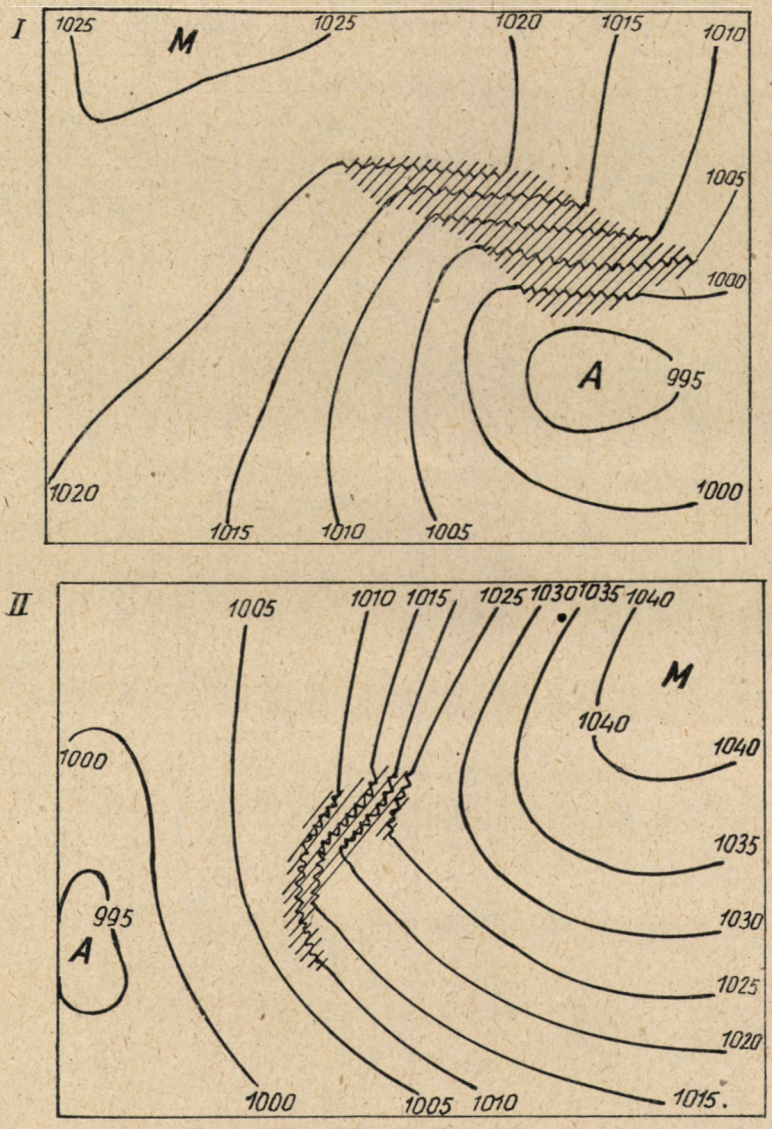
234. ábra. Példa az izobárok megvonására front közelében



235. ábra. Az izobárok megvonása. A gradiensek megfelelnek a szél irányának és sebességének

nincs szabály kivétel nélkül. Ha az általános helyzetben való jobb tájékozódáshoz szükséges, akkor pl. a középponti ciklonok és anticiklonok belső területén már kezdetben megrajzolhatunk néhány izobár vonalat. Különösen stacionárius anticiklonok területén, ahol frontok és csapadékos területek nincsenek, a többi elem analízisét megelőzően főleg az izobárokra támaszkodhatunk. Az izobárok megrajzolását a térkép olyan területein célszerű megkezdeni, ahol a szél legerősebb, az állomások nagyszámúak és a szinoptikus helyzet egyszerű (a frontoktól távol). Az így különálló izobár darabokat azután összekötjük. Gyakran célszerű, ha az izobárokat a front két oldalán vonjuk meg és azokat a fronton egyesítjük (234. ábra).

Az izobárok megrajzolásánál a nyomási értékeket nem kell abszolút helyesnek elfogadni; különösen kritikusan kell fogadnunk azokat az értékeket, amelyek éles törést idéznek elő az izobárok menetében. Többé-kevésbbé éles törés az izobárok menetében csak frontok mentén és orográfikus körül-

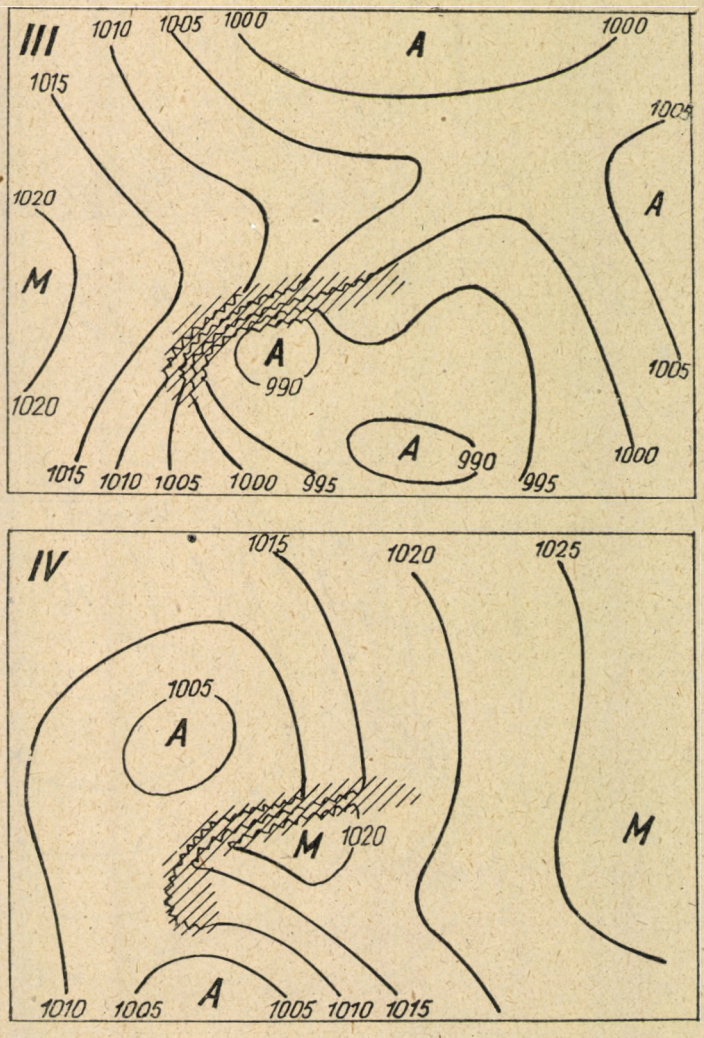


236. I., II. ábra. A légnyomási mező szakadásának különböző esetei hegygerinceknél (orográfikus izobárok)

mények között található, melyről az alábbiakban lesz szó. Homogén légtömegben sík terület fölött az izobárokat törés nélkül, a nyomásértékek és a szél irányának szem előtt tartásával kell megrajzolni, de ne fetisizáljuk

azokat és ne hajlítsuk meg az izobárt egy esetleges és nem reprezentatív szélirány, vagy egy egyedülálló állomás kiugró adatának kedvéért.

Ügyelni kell arra, hogy az izobárok nemcsak a szél irányával, hanem a sebességével is megfelelő kapcsolatban legyenek. Nem szabad például sűrűn rajzolni az izobárokat olyan helyeken, ahol a szelek gyengék, vagy az izobárok sűrűségében nincs éles változás olyan helyeken, ahol a szél sebessége egyenlő (235. ábra).



236. III., IV. ábra. A légnyomási mező szakadásának különböző esetei hegygerinceknél (orográfikus izobárok)

Mint a VII. fejezetben láttuk, az izobároknak a front mentén többékevésbbé éles törést kell szenvedniök, annak megfelelően, hogy milyen éles a front. A törésnek bemélyedésszerű jellege van. Ezek az izobárok menetében mutatkozó sajátosságok már teljesen reálisak és meg van a fizikai alapjuk.

Az elméleti meggondolásokból (Petterssen) következik, hogy az izobárok valamennyi front előtt ciklonális görbületűek, (vagyis vájatuk a ciklon középpontja felé esik); közvetlenül a meleg (vagy meleg okklúziós) front után az izobárok egyenesek, vagy ciklonálisan görbültek; közvetlenül a hideg (vagy hideg okklúziós) front után az izobárok nagyrészt anticiklonális görbületűek (vagyis kiöblösödésük a ciklon középpontja felé esik). Ezt a valóságban előforduló esetek is igazolják, ezért az izobárok megrajzolásánál ezeket a szabályokat kell követni.

Az izobárok deformációjának az az oka, hogy a légtömegeket és örvényléseket az orográfiai akadályok feltartóztatják. A hegygerinc szakadást idéz elő a nyomási mezőben. Itt két főbb eset lehetséges:

1. A hegygerincet metsző izobárok »megszakadnak«. Az izobárok végeit a hegygerincen keresztül feltételes »orográfikus« izobárral kötjük össze (236—I, II. ábra).

2. Ha az izobárok általában párhuzamosak a hegygerinccel, akkor a 236—III. ábrán feltüntetett térképet kaphatunk. A tényleges izobárok a hegygerinc oldalán megszakadnak, úgyhogy két, a hegygerinccel közelítőleg párhuzamos tényleges izobárt a gerinc mentén egy orográfikus izobár köt össze.

A hegységen néha több orográfikus izobár megy keresztül, mivel a hegygerinc mentén a nyomáskülönbség 20—30 mb-t is elérhet (pl. télen Skandináviában, amikor az óceáni alacsony légnyomás mellett a hegység mögött hideg anticiklon fekszik). Abból azonban, hogy a hegységen sok izobár megy keresztül, egyáltalában nem következik, hogy a szél sebessége nagy: a hegység megakadályozza, hogy a két oldalán létrejött nagy nyomáskülönbségek kiegyenlítődjenek.

Az izobárokat először csak könnyedén vonjuk meg, hogy a későbbiekben javítani lehessen elhelyezkedésükön.

Az izobárok megvonásával együtt és azután javítjuk ki a már előzőleg megjelölt frontokat. Néha előfordul, hogy a frontot egyik vagy másik irányban el kell tolni, hogy a gradiensek a front mentén ne legyenek sem túlságosan nagyok, sem túlságosan kicsinyek, melyek nem felelnek meg a szél erősségének.

Végül (színes ceruzával) véglegesen megvonjuk a frontokat, a csapadékos területeket és izallobárokat a frontnak megfelelően kiigazítjuk, majd vastagítva megvonjuk az izobárokat.

9. Megjegyzések a nyomástopográfiai térképek analíziséhez[1]

A nyomástopográfiai térképek analízisét a komplex szinoptikus térképekkel való közvetlen összehasonlítás alapján kell végezni. Az analízis célja a légköri folyamatok háromdimenziós szerkezetének szemléltetése és azoknak az okoknak a kiderítése, melyek — legalább is a troposzféra alsó felében — a szinoptikus helyzet megváltozását előidézik. A háromdimenziós légköri folyamatoknak az aerológiai megfigyelések alapján folyó vizsgálata szempontjából jelenleg a nyomástopográfiai módszer az alapvető. Az aerológiai diagrammokon végzett állapotvizsgálatok és a függőleges légköri metszetek kiegészítői ennek a módszernek. A nyomástopográfiai térképek megadják

[1] Írták: V. A. Bugajev és N. L. Taborovszkij.

az áramlást jellemző nyomáseloszlást és a légkör termikus állapotát. Az aerológiai diagrammokon és metszeteken végzett termodinamikai állapotelemzés pedig a légköri folyamatok részleteinek vizsgálatához szükséges.

A légkör állapotának jellemzésében a komplex szinoptikus térkép jelenti az első és elengedhetetlen alapot. Ez már abból is következik, hogy a földközeli térképek sokkal rövidebb időközönként készülnek, mint a nyomástopográfiai térképek és összehasonlíthatatlanul több észlelési adatot tartalmaznak. A földközeli térkép nemcsak elvi szempontból alapvető, hanem hiányos aerológiai adatok esetén ez adja meg a nyomástopográfiai térkép közvetett módszerrel történő kiegészítésének anyagát is (grafikus összeadás, extrapoláció a földközeli megfigyelések alapján stb.)

Ezért a nyomástopográfiai térkép analízisét az időjelző szolgálatban használatos *legalacsonyabb* izobárfelülettel (pl. AT_{900}) kell elkezdeni, majd fokozatosan kell áttérni a nagyobb magasságokra. Mint a komplex szinoptikus térkép analízisét, úgy a nyomástopográfiai térkép analízisét is meg kell előzze az időjárási folyamatoknak az előző topográfiai térkép alapján történő tanulmányozása, hogy megállapítsuk, milyen irányban fejlődnek ezek a folyamatok és ezzel biztosabbá tegyük az analízis munkáját.

Az AT_{1000} és AT_{900}, valamint a légkör legalsóbb rétegeit átfogó relatív topográfiai térképeken (pl. RT^{700}_{1000} és RT^{500}_{1000}) a komplex szinoptikus térkép alapján feltüntethető a frontális választófelületek fekvése. Ez pontosabb tájékozódást tesz lehetővé a nyomási és hőmérsékleti mezőben és ennek alapján jobban kiértékelhetők a legnagyobb hőmérsékletkülönbséget és legaktívabb cirkulációt mutató zónák, mind ezeken, mind pedig a többi térképeken. Könnyebben megítélhető így a termikus advekció is.

Az AT_{500} térképen kijelölhetők a frontálzónákkal összefüggő konvergencia és divergencia területek. Ugyanezen, de még jobb, ha az AT_{700} térképen kijelöljük az RT^{500}_{1000} vagy RT^{500}_{900} térképekkel való összehasonlítás alapján a termikus advekció zónáit.

A nyomástopográfiai térkép jelentősége igen nagy a légköri folyamatok analízisének advektív-dinamikus módszerénél, mely a közép-troposzféra termobárikus mezejét vizsgálja.

A VI. fejezetben (59. §.) az advektív-dinamikus analízis alapjairól mondottakból tudjuk, hogy a termobárikus mező tanulmányozása az 500 vagy 700 mb-os izobárfelület és az 500/1000 mb-os relatív topográfia alapján történik, mely megadja a troposzféra alsó 5 km-es rétegének közepes hőmérsékleti mezejét.

A szovjet időjelző szolgálatban jelenleg a 900, 700 és 500 mb-os izobárfelületek topográfiai térképét szerkesztik meg. Ezért az advektív-dinamikus analízis céljára vagy a 700 mb-os (különösen télen) vagy az 500 mb-os (különösen nyáron) topográfiai térképeket használják fel.[1] Egyébként az említett felületek kiválasztásának nincs fontos elvi jelentősége, mihelyt analízisünk a kérdésnek csak minőségi oldalát vizsgálja.

A 31. §.-ban kifejtett elmélet szerint a (hőmérsékleti mező nélkül vett) magassági mező csak a a sebességre és a troposzférában az adott pillanatban végbemenő *áthelyeződés irányára* vonatkozólag ad felvilágosítást. A légkör folyamatok legközelebbi *fejlődése* csak a troposzféra *termobárikus* mezejének

[1] Hogy a H magasság az évszaktól függ, az következik a III. fejezet 31. § (24) formulájából, amely azt mutatja, hogy H arányos a T_0 hőmérséklettel.

segítségével, vagyis a magassági nyomási és hőmérsékleti mező *együttes* vizsgálatának útján ítélhető meg. Ezért az advektív-dinamikus analízis eszköze a 700 (vagy 500) mb-os abszolút topográfiai térkép és a föléje fektetett 500/1000 mb-os relatív topográfiai térkép. Az ilyen térképet a *termobárikus mező térképének* nevezzük.

Megjegyzendő, hogy az advektív-dinamikus analízis a kiindulási adatok és a nyomástopográfiai térképeken az izovonalak megvonásának pontosságához képest elég magas követelményekkel lép fel, mivel a vizsgálat körébe a mező olyan nehezen meghatározható sajátosságait is belevonja, mint az izohipszák vergenciája, az izobárfelületek görbülete, az abszolút és relatív izohipszák közötti szög stb. Ezért a termobárikus mező térképeinek összeállítása előtt nagyon pontosan meg kell vizsgálni a 700 (vagy 500) mb-os abszolút és az 500/1000 mb-os relatív topográfiai térkép adatait.

Természetesen, ahol lehetséges, a térképet (a földközeli adatok vagy az izobárfelületek közötti távolság nagyságának interpolációja útján) közvetett módszerrel kell kiegészíteni.

Az 500/1000 mb-os relatív topográfiai térképet azután kell feldolgozni, miután az 500 mb-os abszolút topográfiai térkép feldolgozása elkészült. Ekkor a relatív topográfia adatai az $AT_{500}—AT_{1000}$ kiszámításával jelentős mértékben kiegészíthetők, mivel az AT_{500} értékei egyenesen az izohipszával, AT_{1000} pedig, mint ismeretes, az $AT_{1000} = 0{,}8\ (p_0 — 1000)$ formula segítségével számítható ki, ahol p_0 a szinoptikus térképen feltüntetett földközeli légnyomás.

A nyomástopográfiai térképek nemcsak, mint a dinamikus folyamatok kérdéseinek megoldására szolgáló termobárikus mező térképei alkalmazhatók, hanem lényegesen megkönnyítik a légtömegek és a frontok analízisénél felmerülő tisztán szerkezeti kérdések megoldását is.

Hangsúlyozni kell, hogy a földközeli szinoptikus térképen látható frontális tömeg szerkezete főbb vonásaiban meg kell egyezzék az 500/1000 mb-os relatív topográfiai térkép hőmérsékleti mezejével. Ez mindenekelőtt azt jelenti, hogy:

1. a szinoptikus térképen található meleg és hideg légtömegeknek — általánosságban szólva — meg kell egyezniök a relatív topográfiai térképen található meleg és hideg légtömegekkel;

2. a főfrontoknak közelítőleg párhuzamosan kell haladniok az izotermával, (vagyis a relatív topográfia izohipszájával);

3. a jól fejlett okklúziós frontok keskeny meleg hátságokkal vannak összefüggésben. Ezen feltételek figyelembevétele kötelező, mert ellenkező esetben mind a frontok helyzetében, mind pedig a nyomástopográfiában súlyos hibák vannak.

10. A termikus advekció meghatározása a topográfiai térképeken

Gyakorlati utasítást adunk még arra nézve, hogyan kell kiválasztani az advekció zónáit a nyomástopográfiai térképeken.

Mint már tudjuk, *termikus advekciónak* nevezzük a meleg áthelyeződését horizontális légmozgás mellett. A termikus advekció erősségét megadhatja az a helyi hőmérsékletváltozás, amely ettől a folyamattól függ. Így a termikus advekciót a $\mathbf{V} \cdot \nabla T$ szkaláris szorzat fejezi ki, ahol $\mathbf{V}$ — az áramlás

sebessége, ∇T — a hőmérséklet horizontális aszcendense. A **V** sebességet irány és nagyság szerint a reá merőleges nyomási gradiens határozza meg. Ha a nyomási és hőmérsékleti gradiensek, vagyis az abszolút és relatív izohipszák párhuzamosak, akkor a termikus advekció zérus. Ezzel szemben, ha mindkét gradiens, vagyis az abszolút és relatív izohipszák kölcsönösen merőlegesek egymásra, a termikus advekció maximális értéket vesz fel. Az advekció előjelét tekintve, hideg vagy meleg advekcióról beszélhetünk.

Hideg advekcióról beszélünk, ha a levegő alacsony hőmérsékletű területről, meleg advekcióról, ha magas hőmérsékletű területről áramlik.

Az abszolút topográfiai térkép megadja az áramlás irányát a vizsgált rétegben, vagyis egyértelmű az áramvonal térképpel. A relatív topográfiai térkép megadja a réteg közepes hőmérsékleti eloszlását, vagyis egyértelmű a közepes izotermák térképével. Ha a két térképet összeegyeztetjük, akkor közvetlenül láthatók (felismerhetők) a meleg és hideg advekció területei.

Az AT izohipszák iránya alatt a gradiens szél irányát érjük (az alacsony nyomás balra található), az izotermák (RT izohipszák) iránya alatt pedig azt az irányt, amelynél az alacsony hőmérsékletek balra találhatók. Igy könnyű belátni, hogy *meleg advekciós területen az izotermák (RT izohipszák) az AT izohipszáktól jobbra, meleg advekciós területen balra hajolnak el.* A közöttük lévő szög megadja az advekció mértékét.

Ez a szabály lehetővé teszi, hogy a nyomástopográfiai térképeken elhatároljuk a meleg és hideg advekciós zónákat. Ha az RT^{500}_{1000} és AT_{700} térképeket világító állványon összeegyeztetjük (vagy felhasználjuk a fentebb leírt komplex termobárikus térképet), az advekciós zónák határait az AT térképeken fekete pontokkal tüntetjük fel. A meleg advekciós zónákat piros, a hideg advekciós zónákat kék színnel satirozzuk be. A zérus advekciójú zónákat, (ahol az izotermák párhuzamosak az AT izohipszákkal) satirozatlanul hagyjuk.

Ott, ahol meleg advekció van, a réteg közepes hőmérséklete növekszik, tehát nő a réteg relatív geopotenciálja is. Ez azonban azt jelenti, hogy növekednie kell az adott réteget felülről határoló felület abszolút geopotenciáljának is. Hideg advekciónál a relatív geopotenciál csökken és csökken az abszolút is. A zérus advekció zónáiban az izobárfelületek helyzete stacionárius, hacsak nem játszanak közre más tényezők (vergencia, nem advektív hőmérsékleti változások stb.). Az itt elmondottak alapján az advekció hatása alatt álló magassági nyomási mező jövőbeli változását minőségileg kiértékelhetjük (lásd 59. §.).

71. §. A szinoptikai objektumok áthelyeződésének prognózisa

1. A frontok áthelyeződésének prognózisa

A frontok áthelyeződésének előrejelzése magában foglalja a légtömegek áthelyeződésének prognózisát is. Ha tudjuk, hogyan helyeződnek át a légtömegek közötti határok, ezzel maguknak a légtömegeknek az áthelyeződését is meghatározhatjuk. A feladat végrehajtható:

1. közvetlenül a front területén található légáramláseloszlás alapján;
2. a légnyomási mező prognózisa alapján.

A második út eléggé világos. Ha a fronttal összefüggő légnyomási teknő áthelyeződésének prognózisát már meghatároztuk, akkor ezzel a front áthelyeződésének prognózisát is meghatároztuk. Ha megállapítottuk, hogy hova helyeződik át a ciklon középpontja, akkor ez lehetővé teszi, hogy kisebb-nagyobb közelítéssel meghatározzuk az ebben a ciklonban fekvő frontok jövőbeli helyzetét is. A pontosság kedvéért természetesen a feladat megoldásának első módszerét is alkalmazni kell, mivel a frontok a ciklonban a ciklonnal együtt nemcsak áthelyeződnek, hanem a ciklon középpontja körül forgást is végeznek. A forgás különböző sebességgel történik, attól függően, hogy milyen a szél eloszlása a ciklonban.

Ebben a részben a feladat megoldásának csak az első útját érintjük; a másodikat a légnyomás prognózisára vezetjük vissza, amelyről a későbbiekben lesz szó.

Számításba kell venni, hogy a geosztrofikus szél alapján készített frontáthelyeződési prognózis *az adott esetben* csak kis, kb. határás nagyságrendű időközre érvényes. Egy nap folyamán azonban például a légnyomási mező és vele a geosztrofikus szél lényegesen megváltozhat és ezzel együtt megváltozik a front áthelyeződésének sebessége is. Ezért az egy napra szóló prognózisoknál nagyon fontos, hogy előzetesen a nyomásváltozás prognózisát készítsük el.

A front áthelyeződésének sebessége tapasztalati úton közvetlenül is meghatározható, ha a front helyzetét néhány (legalább 3) szinoptikus térképen összehasonlítjuk; az így kapott sebesség alapján a front áthelyeződése extrapolálható.

A front sebességét és gyorsulását extrapoláció céljára a 74. §. formulája alapján kaphatjuk meg.

A gradiens széllel történő frontáthelyeződés általános tételéből néhány gyakori eset következik: 1. az izobárokkal párhuzamos front stacionárius; 2. erősen fejlett teknő lassan mozgó fronttal függ össze; 3. a front annál gyorsabban mozog, minél sűrűbbek az izobárok a hideg levegőben és minél közelebb áll a frontot metsző izobárok által alkotott szög a derékszöghöz.

A frontnak a gradiens széllel történő áthelyeződési szabálya, különösen hullámszerű kvázistacionárius frontra, nem alkalmazható. Megadott időpontban ez a szabály természetesen a front minden darabjára alkalmazható. Amikor azonban a hullám a front mentén tovább terjed, az áramláseloszlás a front minden darabján gyorsan változik és ezzel együtt megváltozik a front adott darabjának jellege is.

A meleg fronttal kapcsolatban számításba kell venni azt a lehetőséget is, hogy hideg levegőpárna képződhet, aminek következtében a front vonalának mozgása a földfelszínen elmaradhat a frontfelület áthelyeződésétől. Ennek a levegőpárnának a feloszlása azonban a front vonalának meggyorsulásához vezet, ami nem felel meg a frontfelület áthelyeződésének.

A nyomási tendenciák alapján tehetünk bizonyos következtetést a front athelyeződésére vonatkozólag. Így a negatív tendenciák területe (a front mozgási irányát tekintve) a front előtt, a pozitív tendenciák területe a front mögött fekszik. A front annál gyorsabban mozog, minél nagyobbak előtte a negatív nyomási tendenciák (meleg front esetében), vagy minél nagyobbak mögötte a pozitív nyomási tendenciák (hideg front esetében).

Meg kell még említeni egy gyakori esetet. Ha a front stacionárius anticiklonhoz közeledik, mozgása lassúbbá válik, mivel a fronttal összefüggő

izobár-teknők egyre inkább párhuzamosak lesznek a fronttal. Különösen gyakran észlelhető ilyen meglassúbbodás a Kelet-Európa fölött fekvő stacionárius anticiklont nyugatról megközelítő okklúziós frontok esetében. Néhány ilyen front a szárazföldi anticiklon nyugati peremén össze is torlódhat.

Végül meg kell még emlékezni a frontoknak az orográfiai akadályokon történő megszakadásáról, az orográfiai okklúzióról stb.

2. A ciklon áthelyeződésének extrapolációja

A szinoptikus prognózis egyik legfontosabb mozzanata a ciklonális örvénylések jövőbeli helyzeteinek meghatározása. A ciklon áthelyeződésével függ össze a frontjainak, felhő- és csapadékrendszerének, valamint a szél irányának és erősségének változása is.

Ennek a feladatnak a megoldásánál mindenekelőtt a formális extrapoláció módszerét alkalmazhatjuk. Ha a jelenlegi és megelőző térképek alapján ismerjük a ciklon középpontjának helyzetét, akkor áthelyeződésének eddigi iránya és sebessége alapján jövőbeli helyzete meghatározható. Ha a ciklon áthelyeződésének pozitív vagy negatív gyorsulása van, akkor azt számításba kell venni. Pl. tegyük fel, hogy a ciklon 7-től 13 óráig 330 km, 13-tól 19 óráig 300 km, 19-től 1 óráig 240 km és 1 órától 7 óráig 150 km utat tett meg. Látjuk tehát, hogy a ciklon negatív gyorsulással mozog. Ebből feltételezhetjük, hogy a következő 24 óra folyamán a ciklon csak kis távolságra helyeződik át és majdnem mozdulatlan marad. Az extrapolációra Petterssen formuláját alkalmazhatjuk (lásd 74. §.).

Az extrapolációnál számításba kell venni a mozgás irányának törvényszerű megváltozását, vagyis a trajektóriák görbületét is. Ha pl. az eddigiek során a délről észak felé irányuló mozgási összetevő folytonosan növekedett, akkor fel kell tételeznünk, hogy ez az összetevő a továbbiakban is növekedni fog.

A leírt formális extrapoláció távolról sem mindig oldja meg kielégítően a feladatot, mivel az idő folyamán az általános szinoptikai helyzet megváltozik, sőt valószínűleg megváltoznak a ciklon áthelyeződését meghatározó tényezők is. Egy új tényező megjelenése erősen megváltoztathatja mind az áthelyeződés gyorsulását, mind az irányát; ilyen lehetőséggel találkozunk pl. akkor, amikor a ciklonok regenerációjáról beszélünk. Sőt magának a ciklon fejlődésének folyamata is jelentékeny gyorsulásváltozást okozhat, amelyet nem szabad a formális extrapoláció segítségével előrejelezni; pl. a ciklon áthelyeződésének sebessége az okklúzió pillanatától kezdve erősen csökken.

Ezért a prognózisnál fontos számításba venni: 1. a ciklon áthelyeződése és az általános szinoptikus helyzet közötti összefüggést; 2. a ciklon áthelyeződése és szerkezete közötti fizikai kapcsolatokat.

3. A ciklon áthelyeződése és az általános szinoptikai helyzet

Minden különálló ciklon áthelyeződését az általános szinoptikus helyzet határozza meg, vagyis az áthelyeződés attól függ, hogy milyen a főfrontok és légtömegek elhelyezkedése és hogy a ciklonhoz közelebb eső örvénylések milyen hatással vannak a viselkedésére.

A mozgékony ciklonok, mint tudjuk, a főfronton képződnek és annak mentén helyeződnek át. Egy adott körzetben a frontmenti levegőáramlások

irányát és sebességét az általános nyomáseloszlás határozza meg. Ettől függ, hogy a fronton létrejövő ciklonális örvénylések lassan vagy gyorsan fognak-e áthelyeződni, vagy hogy eltolódnak-e egyik, vagy másik irányban.

Ha a front nyugatról kelet felé mozog és a hideg levegő északon fekszik, akkor, mint a 49. §.-ból ismeretes, két esetben jönnek létre gyorsan áthelyeződő örvénylések: ha a meleg levegőben nyugati, a hidegben keleti az áramlás; vagy ha a meleg levegőben nyugati, a hidegben pedig kevésbbé erős a nyugati áramlás. A harmadik lehetséges eset — amikor mindkét áramlás keleti — lassan mozgó, néha (nagysebességű áramlásoknál) nyugat felé áthelyeződő örvényléseket ad.

A földrajzi iránytól eltekintve, vagyis ha feltételezzük, hogy a front bármilyen irányban mozog, ez a tény így fogalmazható meg: ha a front a meleg áramlás irányától balra helyezkedik el, akkor az örvénylés gyors, ha jobbra, akkor lassú mozgású. Ugyancsak a 49. §-ból következik, hogy a gyors örvénylés mindig a meleg áramlás irányába helyeződik át. Ez az ismeretes *Bjerknes—Solberg-szabály*.

A tárgyalt esetek stabilis hullámszerű örvénylésre és fiatal ciklonra vonatkoznak. Okkludált ciklonra ezek a szabályok nem alkalmazhatók, mivel az okkludált ciklon már elveszítette a főfronttal való szoros kapcsolatát és a meleg levegő ebben nem a hideg mellett, hanem a hideg fölött helyezkedik el.

A ciklon-szériának minden instabilis örvénylése eltolja a főfrontot a meleg levegő irányába. Ha a front nyugatról kelet felé mozog és északon hideg levegő fekszik, akkor végeredményben minden új ciklon olyan trajektóriák szerint fog mozogni, melyek délebbre feküsznek, mint az előző ciklon trajektóriái.

A légáramlások irányát a »hatásközpontok«, vagyis a középponti ciklonok és stabilizálódott anticiklonok határozzák meg. Ebből következik, hogy ez határozza meg a mozgó ciklonok áthelyeződését is. Többek között a mozgó depresszió a stabilis anticiklont az óramutató járásának megfelelő irányban, vagyis az anticiklon cirkulációjának irányában kerüli meg. Az újból kialakuló ciklonális örvénylés egy sokkal nagyobb (különösen lassú mozgású) depresszió pereme mentén az óramutató járásával ellenkező, vagyis a ciklon cirkulációjának megfelelő irányban mozog. Ez a szabály elsősorban a középponti ciklon pereme mentén kialakuló fiatal frontális örvénylésre vonatkozik. Két, közel azonos mélységű és kiterjedésű ciklonális örvénylés egymáshoz viszonyítva az óramutató járásával ellentétes irányú mozgást végez.

Érdekes a légnyomási teknők és hátságok áthelyeződése között tapasztalati úton levont összefüggés *(Guilbert—Grossman-szabály)*. Az alacsonynyomású teknő nagyon gyakran 24 óra alatt helyeződik át az ezt megelőző magasnyomású hát helyére, az utóbbi pedig az ezt megelőző teknő helyére. Elég gyakran észlelhető ezenkívül kétszeresen gyorsabb áthelyeződés; ebben az esetben 24 óra alatt hátság helyére hátság, vagy teknő helyére teknő kerül. Ez a mozgó ciklonok és anticiklonok áthelyeződésére is vonatkozik.

A ciklon áthelyeződésének a fejlődési stádiummal és a szerkezeti sajátosságokkal való összefüggését az 57. §.-ban tárgyaltuk. Ugyanitt vizsgáltuk meg azt is, hogy milyen minőségű összefüggés van a légnyomási tendencia és a ciklon áthelyeződése között, ezért ezekre a kérdésekre itt nem térünk ki.

4. A nyomásrendszerek áthelyeződése és a szabad légkör állapota[1]

Már tudjuk, hogy a mozgó (»alacsony« és »közepes«) légnyomási rendszerek, vagyis a még nem okkludált ciklonok és a közbeeső anticiklonok a »főáramlás« irányában, vagyis (ami ugyanaz) az örvénylés fölött fekvő középtroposzféra (700—500 mb) izobárfelületének izohipszái irányában helyeződnek át. Ezek az ú. n. »magassági frontálzóna« izohipszái.

Az örvénylés mozgásának átlagos sebessége 1,0—0,7-szerese a 700 mb-os szinten, a magas frontálzónában észlelhető áramlási sebességnek (Hesselberg szerint a *Ci* mozgási sebességének 0,3—0,6-szorosa). Az örvénylés tengelyének hajlása a horizontális hőmérsékleti gradiens nagyságától függ : minél nagyobb a gradiens, annál nagyobb a hajlás. A ciklon tengelye a hőmérsékleti gradiens irányába hajlik, tehát a tengelyen átmenő függőleges síknak merőlegesnek kell lenni az izotermák irányára. A magasban történő áramlások iránya azonban megközelíti az izotermák irányát, az áramlás sebessége pedig a horizontális hőmérsékleti gradienssel arányos. Így a ciklon tengelyének hajlása, mozgási iránya és sebessége között a következő összefüggés állapítható meg :

1. A ciklon a tengelyén átmenő függőleges síkra merőleges irányba mozog, miközben a tengelye a mozgás irányától balra hajlik.

2. Gyorsan áthelyeződő ciklonoknál a tengelynek a vízszintessel alkotott hajlásszöge kisebb 1°-nál. 6°-nál nagyobb hajlásszögek esetén a ciklonok lassú mozgásúak.

Hasonló tételek alkalmazhatók az anticiklonokra is, azzal a különbséggel, hogy a tengelye a mozgás irányától jobbra hajlik.

Emlékeztetünk még a nyomási képződményeknek a hidrodinamikai elméletből és az advektív-dinamikus analízis elméletéből folyó áthelyeződési tételeire.

Az 57. §. 5. pontjában kimutattuk, hogy a ciklon vagy anticiklon középpontja, melynek nyomása változatlan marad, a H = konst. izohipsza mentén közelítőleg 20%-kal kisebb sebességgel helyeződik át, mint a H magasságban észlelhető geosztrofikus sebesség.

A kimélyülő ciklon és gyengülő anticiklon a mozgás során a középponton átmenő H = konst. izohipszától balra hajlik el.

A kitöltődő ciklon és erősödő anticiklon a mozgás során a középponton átmenő H = konst. izohipszától jobbra hajlik el.

Az 57. §.-ban tárgyalt tételek csak különleges esetekben nem bizonyulnak igaznak.

Ezek a tételek az adott pillanatban fennálló áthelyeződés irányára vonatkoznak és csak rövid időközre (6—12 óra) érvényesek, amíg a magassági mező nem változik meg lényegesen.

A bárikus középpont trajektóriájának hosszabb időre (egy napra) vonatkozó vizsgálatánál figyelembe kell venni, hogy az áthelyeződés fejlődéssel és ezen fejlődés sajátosságaival függ össze. Többek között a meleg légnyomási gerinc a ciklon elülső részében a ciklon trajektóriáját balra hajlítja el. A meleg gerinc fejlődése azonban »nagy« meleg advekcióval ($\varepsilon > 45°$) és a magassági deformációs mező anticiklonális átalakulásával függ össze. Tehát a ciklon trajektóriájának kérdését a termobárikus mező várható átalakulásának alapján kell megoldani.

[1] Hromov és N. L. Taborovszkij közös munkája.

Ebből a célból mindenekelőtt tanulmányozni kell az adott ciklonnal összefüggő frontálzóna szerkezetét. Ettől a szerkezettől függ az izallobár-pár helyzete és előjele, tehát a frontálzóna dinamikus deformációjának jellege is. Mint tudjuk, a pozitív izallobár-pár a hideg advekciót, a negatív izallobár-pár a meleg advekciót erősíti (59. §.).

Ezért »nagy« meleg advekciót és a meleg gerinc megnövekedését csak a negatív izallobár-párok fejlődésével kapcsolatban lehet várni.

Fordítva, ha a frontálzónában a pozitív izallobár-pár a domináló érték, akkor hiányzik a meleg gerinc fejlődésének szükséges feltétele és a ciklon trajektóriái nem feltétlenül hajlanak el balra.

5. A ciklon áthelyeződése és a magassági izallobárok

A légnyomási rendszerek áthelyeződésének (és fejlődésének) előrejelzésénél felhasználhatók magassági izallohipsza térképek is, vagyis olyan térképek, melyek az izallobárikus felületek magasságának egy bizonyos időre (rendszerint egy napra) eső változását tüntetik fel. Ott, ahol az izallobárikus felület lesüllyedt, — a légnyomás csökkent ; ott, ahol emelkedett, — a légnyomás növekedett ; ezért beszélhetünk magassági izallobár területekről.

Tapasztalati úton azt találták, hogy a főáramlás irányában áthelyeződő földközeli depresszió egy nap múlva az esetek túlnyomó többségében azt a körzetet foglalja el, ahol előtte két, a főáramlás oldalán fekvő, sokkal erősebben süllyedő terület között nyomásnövekedési, vagy gyenge nyomássüllyedési terület fekszik. Ha a földközeli ciklon-középpont közelítőleg a magassági nyomássüllyedés vagy nyomásemelkedés területének középpontja alatt helyezkedik el, akkor a ciklon stacionárius marad. Erős izallobárikus gradiensek esetén azonban ilyen magassági nyomássüllyedés mellett a ciklon áthelyeződik a főáramlás irányába.

72. §. A szinoptikai objektumok fejlődésének előrejelzése

1. A légtömegek fejlődése

Az időjárás előrejelzésénél nemcsak azt kell figyelembe venni, hogy a bennünket érdeklő körzetet milyen légtömeg fogja elfoglalni, hanem azt is, hogy az előrejelzés tartama alatt a jelenlegihez viszonyítva hogyan változnak meg ennek a légtömegnek a jellemző tulajdonságai.

Világos, hogy ha a légtömeg sokkal melegebb felszín fölé kerül, instabilitása megnövekszik és lehetséges, hogy a stabilis légtömeg instabilissá válik. Ez fordul elő a mérsékelt szélességeken, amikor a légtömegek télen a szárazföldről a tengerre, nyáron a tengerről a szárazföldre érkeznek, különösen akkor, ha a mozgásuknak déli összetevőjük van. A helyi légtömegek a szárazföld felett tavasszal és nyáron instabilissá, ősszel és télen stabilissá válnak. Az anticiklon szárazföld feletti stabilizálódása a zsugorodási inverzió erősödése következtében a légtömeg stabilitásának fokozódását segíti elő, különösen ősszel és télen. Meleg évszakban az olyan körzetekben, mint a Szovjetunió európai része, Kazahsztán, Közép-Ázsia, a légtömegek néhány nap alatt más földrajzi típusú, sokkal melegebb légtömeggé transzformálódnak át.

Meg kell továbbá említeni a légtömeg orográfiai akadály körüli mozgását, illetőleg efölötti áramlását és a hegyoldalon a felfelé és lefelé irányuló mozgás során a légtömeg sajátosságaiban bekövetkező változást.

A légtömeg hőmérsékleti állapotának prognózisáról részletesebben a következő fejezetben lesz szó (lásd 76. §.).

A légtömegek fejlődésének analízisénél nem elegendő a kifejtettekhez hasonló általános meggondolásokra támaszkodni, hanem konkrétan tanulmányozni kell a földfelszín állapotát az adott időpontban, különösen hótakaró esetén, amely erősíti az éjtszakai kisugárzást és olvadásnál is megtartja 0°-os hőmérsékletét.

2. A frontok fejlődése

A frontokról szóló fejezetben (lásd 40. §.) eléggé részletesen tisztáztuk azokat a feltételeket, amelyek mellett a troposzféra mozgási mezőiben frontok keletkeznek és feloszlanak. Nem ismételjük az elmondottakat, hanem röviden csak azt említjük meg, hogy a front különösen olyan deformációs mezőkben jön létre, melynek szétáramlási tengelye többé-kevésbbé az izotermák irányába esik; a meglévő front kiélesedése ugyancsak a front és a szétáramlási tengely közötti elég kicsiny szög esetén következik be. A frontfeloszlás feltételei akkor jönnek létre, amikor a front a zsugorodási tengely mentén helyezkedik el. Meg kell emlékezni a ciklonok és légnyomási teknők frontkeltő, valamint az anticiklonok és gerincek frontfeloszlató hatásáról, továbbá a gyorsan mozgó hideg front feloszlásáról és a különböző minőségű földfelszín hatása alatt bekövetkező topográfiai frontogenezis lehetőségéről (jég, hótakaró stb. határa mentén).

Néhány szóval megemlékezünk még a frontok fejlődésének az izentrópikus térkép alapján történő előrejelzéséről.

Ha az izentrópikus térképen a földközeli front területén az izobárok szétágaznak, ez a front labilitási energiájának csökkenését, tehát frontfeloszlást jelent.

Ha az izentrópikus térképen az izobárok a frontot derékszög, vagy közel derékszög alatt metszik, akkor a front energiája az oldalsó keverő mozgásokra fordítódik és a front elmosódik.

Namies szerint a levegő rendszerint az izentrópikus felületek mentén végez oldalsó keverő mozgást. Az izentrópikus felülettel párhuzamos frontfelület tehát meg fog maradni, az izentrópikus felületeket metsző frontok pedig már akkor feloszlanak, amikor a többi feltétel a frontogenezisnek kedvez.

Csapadék esetén az oldalsó keverő mozgást az egyenlő ekvivalens potenciális hőmérsékletű felület mentén találjuk meg.

Az izobárok sűrűsödése az izentrópikus térkép azon területén, ahol a földközelben nincs front, frontkialakulás lehetőségére utal.

3. Az örvénylések újjáéledése[1]

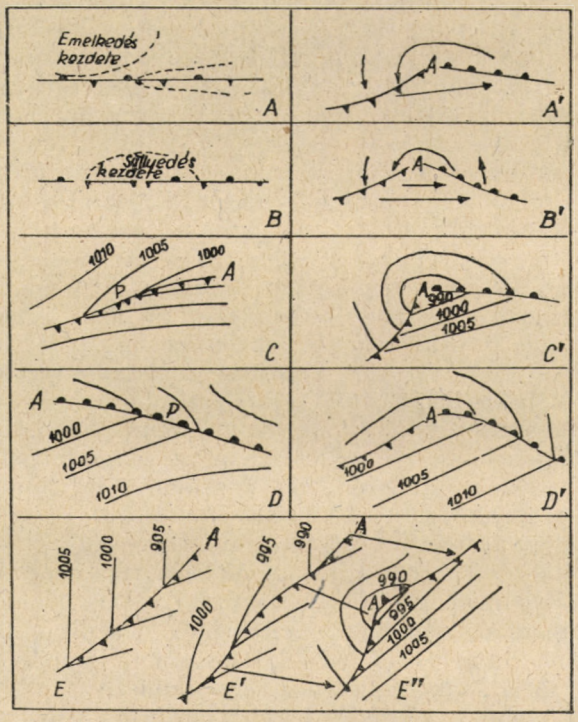
A szinoptikai prognosztikának egyik legnehezebb és eddig csak részben megoldott feladata a ciklonok újjáéledésének, vagyis új ciklon megjelenésének előrejelzése a prognózis időtartamára.

A következőkben kifejtjük Petterssennek a fronton képződő hullámokra és azok frontális előjeleire vonatkozó elgondolását.

Ciklonhullámok stacionárius vagy lassan mozgó első típusú hideg frontokon alakulnak ki. Ezért, ha egy ciklon már kifejlődött, új örvénylés kialaku-

[1] Hromov és N. L. Taborovszkij közös munkája.

lása nem előtte, hanem mögötte, a hideg front szélén a legvalószínűbb. Egyes esetekben lassan mozgó meleg fronton is lehetséges hullámképződés. Stacionárius fronton a hullámképződés kezdetének leggyakoribb előjele az, ha a hideg levegőben a légnyomás növekedni kezd (237/A ábra). A frontnak az a része, ahol a nyomás növekszik, déli irányban gyorsulni kezd és bizonyos idő múlva a front a 237/A ábrán látható formát ölti. Az ilyen hullámokban az áramlási vonalak aszimmetrikusak; az áramlás a hátoldalon erősebb, mint a hullám elülső részében és a ciklon gyorsan kifejlődik, majd okkludálódik.



237. ábra. A hullámképződés néhány ismertetőjele és a megfelelő hullámtípusok

Más, a hullámképződésnek kevésbbé gyakori előjele a stacionárius fronton az, ha a hideg levegőben a légnyomás csökkeni kezd (237/B ábra). A nyomássüllyedés területén a front északi irányban gyorsulni kezd és bizonyos idő múlva a *B'* helyzetet éri el. Az áramvonalrendszer itt sokkal szimmetrikusabb; a hullám lassabban fejlődik ki és okkludálódik, mivel a hideg és meleg front sebessége közel azonos.

A hideg fronton a hullám fejlődése során (237/C ábra) a geosztrofikus szélnek a front normálisába eső összetevője valamilyen *P* területen maximális értéket vesz fel. A frontnak ez a darabja gyorsabban mozog, mint a tőle balra és jobbra fekvő rész. A front hullámszerű görbületet mutat és bizonyos idő múlva a *C'* helyzetet veszi fel. Az ilyen hullám, hasonlóan az *A* típushoz, gyorsan fejlődik és okkludálódik.

Lassan mozgó meleg fronton (237/D ábra) a hullám fejlődése során a front *P* darabja ugyancsak gyorsabban mozog, mint a front többi része és *D'* típusú hullámszerű örvénylés jön létre. Ilyen esetekben a hullám fejlő-

dése a ciklonban lassú ; jelentős kimélyülés csak akkor történik, amikor az áramlás az örvénylés hátoldali részében megnövekszik és a hideg front normálisába eső összetevőt nyer.

Néha megtörténik, hogy az örvénylés mérsékelt sebességű hideg fronton jön létre (237/E, É,'E" ábra). A hullámképződés első előjele, mint a 237/E' ábrán látható, a front normálisának irányába eső nyomási gradiens csökkenése. A front egy darabja a környezethez viszonyítva lassúbb mozgású lesz és fokozatosan kialakul a hullámszerű örvénylés. A tendenciák eloszlása ebben az esetben is a hullám kifejlődésére utalhat : azon a részen, ahol a hideg front melegbe megy át, a nyomásemelkedést süllyedés váltja fel, vagy a nyomásemelkedés legalább is mérsékeltebbé válik. Az ilyen típusú hullámok is gyorsan kifejlődnek és okkludálódnak, mint az A típus esetében.

A *C* és *E* típusú hullámképződés gyakran hegylánc hatása folytán jön létre (lásd 47. §).

A hullám területén kezdődő ciklonális cirkulációt a térképen hamarabb észrevehetjük, mint a légnyomás süllyedését. Ez azzal van összefüggésben, hogy hullámképződésnél a szél iránya eltér a geosztrofikus szél irányától.

A hullámképződés lehetőségének megítélésére az advektív-dinamikus analízis következő általános tétele lehet az irányadó : a ciklonális örvénylés kialakulásához az szükséges, hogy a termobárikus mező adott darabján egyidejűleg individuális frontfeloszlás és lokális frontképződés legyen ; az anticiklonális örvénylés kialakulásához az szükséges, hogy a mező adott darabján egyidejű individuális és lokális frontképződést találjunk.

Az eddigi megfogalmazásoknál nem tettünk említést az izohipszák szerkezetének vergenciájáról ; ezek általában tetszésszerinti alakúak lehetnek, csak az szükséges, hogy a mező adott darabján a légnyomás dinamikusan csökkenjék, vagy emelkedjék (individuális frontfeloszlás vagy frontképződés) és hogy ez a nyomásváltozás megerősödjék (lokális frontképződés). A nyomás, mint tudjuk, különböző formájú izohipszák mellett is megváltozhat dinamikusan és egyáltalában nem kötelező, hogy dinamikus nyomássüllyedés csak az izohipszák divergenciájának, nyomásemelkedés pedig csak az izohipszák konvergenciájának területén lépjen fel. Dinamikus nyomássüllyedés az izohipszák konvergenciájának területén is előfordulhat, ha ott »erős« advekciót észlelünk. Ezért a hullámképződés feltételeinek tanulmányozását különösen gondosan kell végezni a frontálzónák középső részeit követő területeken, ahol a legnagyobb hőmérsékletkülönbségek találhatók és ahol az advekció jellegének és eloszlásának megfelelően a zóna egyik vagy másik részén dinamikus változás léphet fel.

4. Az örvénylés következő fejlődési foka
Általános meggondolások

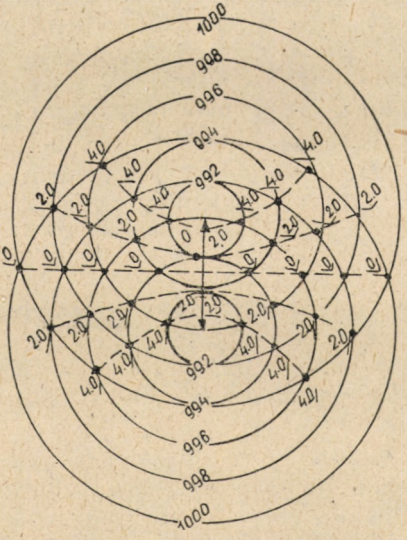
A ciklon kimélyülése az okklúzióig elég egyenletesen történik és rendszerint nem tart tovább 24 óránál. Az okklúzió után a ciklon néha nagyon gyorsan feltöltődik, hacsak nincs másodlagos hőmérsékleti aszimmetriája, vagyis ha nincs lényeges hőmérsékleti különbség a ciklon elülső és hátoldali részében fekvő hideg levegő között. Ha az ál meleg szektorban nedvesen instabilis légtömegek vannak, ez nagymértékben elősegíti a ciklon kimélyülését. A ciklont alkotó légtömegek instabilitásának növekedése is hozzájárul a kimélyülés növeléséhez ; ezért a ciklonok kimélyülhetnek, ha télen szárazföldről a ten-

gerre, nyáron a tengerről a szárazföld fölé érkeznek. Ha a ciklon területére hideg (néha meleg) légtömegek hatolnak be, akkor ez a ciklon regenerálódásához, vagyis kimélyüléséhez vezet.

Az anticiklonokkal kapcsolatban a következőket említjük meg. A ciklonszériák egyes tagjai között gyakran gyengén fejlett magasnyomású területek feküsznek. A ciklon-szériát bezáró anticiklon azonban már sokkal erőteljesebb. Déli irányú mozgása során ez az anticiklon megerősödik, míg a tőle délre fekvő stacionárius anticiklon (szubtrópusi, ha a polár fronton és kontinentális, ha az arktikus fronton jött létre) meggyengül.

5. *A nyomásrendszerek és a tendencia mező fejlődése*

Nyilvánvaló, hogy a ciklon középpontjában a légnyomás süllyedése (negatív tendenciák) a ciklon kimélyülésére, a nyomás emelkedése a kitöltődésére utal, míg az anticiklon középpontjában a nyomás süllyedése az anticiklon gyengülését, növekedése az erősödését mutatja.



238. ábra. Izobárok és tendenciák áthelyeződő ciklonban

Mivel a légnyomási tendenciák a középpontban részben összefüggésben vannak a rendszer áthelyeződésével, ezért a meleg szektor tendenciáit felhasználhatjuk a ciklon fejlődésének meghatározására. Mivel a ciklon a meleg szektor izobárjainak irányában mozog, a ciklon áthelyeződése nem változtatja meg a meleg szektor légnyomását. Tehát a meleg szektor nyomási tendenciája a középpont közelében nem a ciklon áthelyeződésétől, hanem csak a kimélyülésétől vagy kitöltődésétől függ. Ha a tendencia a meleg szektorban zérus, akkor a ciklon nem mélyül és megmarad a stabilis hullám állapotában. Minél gyorsabb a ciklon kimélyülése, annál korábban következik be az okklúziója.

A ciklon fejlődésének kiértékeléséhez a különálló tendencia értékek helyett a zérus izotendenciák helyzetét használhatjuk fel. Ha a zérus izotendencia vonala a ciklon középpontján megy át és merőleges a sebesség vektorra,

akkor a ciklon kimélyül. Ez érthető, mivel ebben az esetben a nyomássüllyedés nemcsak a ciklon elülső, hanem középponti részét is magában foglalja.

Ha a zérus izotendencia az említett vonal előtt fekszik, a ciklon feltöltődik. Hasonlóképpen, a légnyomási teknő kimélyül, ha a zérus izotendencia a teknő tengelye mögött, és kitöltődik, ha a teknő tengelye előtt fekszik.

Anticiklonra és gerincre fordított összefüggés érvényes.

Az említett eljárást azonban helyesbíteni kell. A térképen feltüntetett tendenciák nem a pillanatnyi, hanem a háromórás nyomásváltozást jelentik. Ha a ciklon nem mélyül és nem töltődik, csak áthelyeződik, a zérus izotendencia mégsem megy át pontosan a ciklon középpontján, hanem a ciklon középpontján átmenő és a sebességre merőleges vonal mögött fog elhelyezkedni; e vonal és az izotendencia közötti távolság egyenlő azzal az úttal, amit a depresszió 1½ óra alatt megtesz (3 : 2 óra). A 238. ábra egy ciklont tüntet fel, olyan meleg szektorral, melynek középpontjában a nyomás nem változik. Az ábra a ciklont két egymást követő helyzetben tünteti fel; a két helyzet között három óra a különbség. A nyíl a ciklon útját jelenti ezen idő alatt. Az izobárok metszéspontjain a három órára eső nyomásváltozást, vagyis a tendenciákat, számjegyek tüntetik fel. A szaggatott vonalak az izotendenciákat jelölik. Látjuk, hogy a ciklon nem mélyül, a zérus izotendencia a ciklon középpontja mögött, annak két egymásutáni helyzete között fekvő távolság felező egyenesén helyezkedik el.

A légnyomási rendszerek fejlődése és a tendencia mező között fennálló összefüggéseket a 74. §.-ban tárgyaljuk, Petterssen extrapolációs módszerének keretében.

6. *A légnyomási rendszerek fejlődése és a szabad légkör állapota**

Abból, amit az 51. §.-ban kifejtettünk, következik, hogy a nyomásváltozás a bárikus örvénylés középpontjában csak a középpont fölött fekvő izohipszák vergenciájától függ, mivel itt $\varepsilon = 0$.

Ha tehát már kialakult egy ciklonális örvénylés, melynek határozott nyomási középpontja van, akkor a légnyomás ebben a középpontban csak abban az esetben fog tovább süllyedni, ha fölötte az izohipszáknak divergenciája van. A ciklon középpontja természetesen akkor töltődik fel, ha fölötte az izohipszáknak konvergenciája van.

Ha az izohipszák a középpont fölött közelítőleg egyenesvonalúak $\left(\frac{1}{r} \approx 0\right)$, párhuzamosak $\left(\frac{\partial^2 H}{\partial n\, \partial s} \approx 0\right)$ és egymástól egyenlő távolságra vannak $\left(\frac{\partial^2 H}{\partial n^2} \approx 0\right)$, akkor a légnyomásnak az 51. §. (4) formulájának megfelelően nem kell megváltozni.

Ha azonban a földközeli rétegben súrlódási konvergencia van, akkor a légnyomás kissé növekszik.

Teljesen hasonló tételek érvényesek az anticiklon középpontjára is: az anticiklon középpontjában a légnyomás növekszik, ha fölötte az izohip-

* Hromov és N. L. Taborovszkij közös munkája.

száknak konvergenciájuk és csökken, ha divergenciájuk van. A földközeli réteg súrlódási divergenciája természetesen a légnyomás süllyedését segíti elő. A gyakorlatban nagyon fontos lehet annak a megállapítása, hogy a *magassági* nyomási képződményeknek milyen a stabilitási foka. Ebből a célból mindenekelőtt azt kell meghatározni, hogy az adott magassági képződmény különböző részein a nyomás dinamikusan változott-e és ennek a változásnak milyen az előjele. Ezt a meghatározást az 51. §. (4) formulájának segítségével a termobárikus mező minőségi tanulmányozásának útján végezhetjük el.

Annak a kérdésnek az eldöntésére, hogy *a magassági középpontban*, vagyis a $p_H = \text{konst.}$ izobárfelület szélső magassági pontjában változott-e a légnyomás, Djubjuknak az általános hidrodinamikai elméletből levont következtetését használhatjuk fel.

Ha a magassági középpontot határoló $H = \text{konst.}$ zárt izohipszák alakját közelítőleg elliptikusnak fogadjuk el és az x tengelyt az ellipszis nagy tengelyének, az y tengelyt a kis tengelyének irányában vesszük fel, akkor a következő tételt kapjuk: a magassági középpontban a nyomásváltozás nagysága és előjele a

$$\frac{\partial p_0}{\partial x}\,\frac{\partial p_0}{\partial y}\left(\frac{\partial^2 H}{\partial y^2}-\frac{\partial^2 H}{\partial x^2}\right)$$

kifejezés nagyságától és előjelétől függ, ahol $\frac{\partial p_0}{\partial x}$ és $\frac{\partial p_0}{\partial y}$ a légnyomási gradiens összetevői a magassági középpont alatt.

Az általunk értelmezett koordináta tengelyek mellett ellipszis alakú magassági ciklonra $\frac{\partial^2 H}{\partial y^2}-\frac{\partial^2 H}{\partial x^2}>0$, anticiklonra $\frac{\partial^2 H}{\partial y^2}-\frac{\partial^2 H}{\partial x^2}<0$. Köralakú izohipsza középpontra $\frac{\partial^2 H}{\partial y^2}-\frac{\partial^2 H}{\partial x^2}=0$, tehát ilyen középpontban a légnyomás nem változik. Ha a $\frac{\partial p_0}{\partial x}, \frac{\partial p_0}{\partial y}$ differenciálhányadosok előjelét tanulmányozzuk, a következő tételeket kapjuk. Ha a magassági képződmény középpontján átmenő földközeli izobár az izohipszák által alkotott ellipszis második és negyedik negyedében fekszik, akkor a légnyomás a magassági ciklon középpontjában növekszik, a magassági anticiklon középpontjában csökken. Ha pedig a magassági középponton átmenő földközeli izobár az első és harmadik negyedben fekszik, akkor a légnyomás a magassági ciklon középpontjában csökken, a magassági anticiklon középpontjában növekszik.

Figyelembe kell venni, hogy a kritikus ellentétről szóló tétel (59. §.) lényeges kiegészítő feltétele a földközeli nyomási képződmények fejlődésének. Mégpedig, ha az örvénylés középpontja fölött az izohipszáknak vergenciája van, az örvénylés rendszerint abban az esetben fejlődik ki, ha a hőmérsékleti különbség a frontálzónában nem kevesebb 8 dkb-nél.

Amerikai szerzők új frontális hullámkeletkezés előjelének tekintik, ha a lassan mozgó hideg front mögött az advekció típusában változás következik be, vagyis ha a hideg advekció csökken, vagy melegbe megy át.

Újabb amerikai adatok szerint a hullám instabilissá válik és kimélyül, ha a 10 000 láb magas (3000 m) szélmező szintjén fölötte úgynevezett ciklonális örvényesség, vagyis ciklonális görbületű izobár, vagy ciklonális szakadás van. Anticiklonális örvényesség mellett a hullám stabilis lesz.

A relatív áramlási örvénylést a

$$Vorticity = \frac{c}{r} + \frac{\partial c}{\partial r}$$

egyenlet adja meg, ahol c a szél sebessége, r az áramlási vonalak görbületi sugara. Ha a front mentén több hullám van, akkor a többiek rovására ezek közül az a hullám fejlődik ki, amely felül legerősebb ciklonális örvénylést mutat. A hullámok a fronton általában abban az esetben fejlődnek ki, ha 10 000 láb magasságban az áramlás párhuzamos a fronttal.

A ciklon fejlődésének meghatározására a magassági izallobárok (izallohipszák) használhatók fel, melyekről az előző paragrafusban beszéltünk. A tapasztalat azt mutatja, hogy a ciklon újjáéledését, különösen nagy izallobárikus gradiensek esetén, a magassági nyomásemelkedés és nyomássüllyedés közötti zérus izallobáron kell várni. Az újjáéledés a zérus izallobáron és a már okkludált ciklon okklúziós pontja közelében jön létre.

7. *Az izentrópikus térképek felhasználása az örvénylések fejlődésének előrejelzéséhez*

Ciklonok és anticiklonok általában olyan területeken jönnek létre, ahol az izentrópikus térképeken az izobárok (izohipszák) összesűrűsödnek, vagyis a frontálzónákban. Az ilyen területeken, mint tudjuk, a labilitási energia jelentős koncentrációja észlelhető.

Ha az egymást követő szinoptikus térképeken valamely terület fölött hideg levegőkupolát találunk, akkor a kupola keleti oldalán, ahol az izobárok sűrűek, ciklontevékenységet feltételezhetünk. Itt a hideg levegő szétfolyik, egyik része ciklonális, másik anticiklonális örvénylésbe kezd. A hideg levegő szétáramlásának kezdetétől az anticiklon teljes kifejlődéséig rendszerint 36 óra telik el.

Az északról lenyúló és csaknem minden esetben jól fejlett hideg levegőnyelvnek baloldalán ciklon, jobboldalán anticiklon jön létre. Ugyanez vonatkozik a délről északra nyúló meleg nyelvre is.

A ciklonok fejlődése az izentrópikus térképeken található nedves nyelvek segítségével is megítélhető. Amikor a nedves levegőnyelv egy ciklonális és egy anticiklonális áramlású ágra oszlik, a szétágazás területe fölött ciklonképződés indul meg. A nedves levegőnyelv feloszlása egy bizonyos ideig még azután is tovább tart, miután a ciklon elérte maximális fejlődési fokát és tovább már nem mélyül. Fontos, hogy a prognózist akkor állítsuk össze, amikor a meleg nyelv feloszlása éppen megkezdődött.

8. *A Guilbert-féle szabályok*

Guilbert tapasztalati szabályai nemcsak a ciklonok (és részben anticiklonok) fejlődésére, hanem áthelyeződésére is vonatkoznak; mi azonban helyesnek tartjuk, ha a szabályokat egy helyen ismertetjük, mivel azok összefüggésben vannak alapelgondolásunkkal.

Guilbert a gradiensre vonatkozó »normál« szél értelmezéséből indul ki. Ezen Guilbert azt a szelet érti, amelyet a

$$V = 1{,}5\,G$$

egyenlet határoz meg, ahol V — a szél erőssége Beaufort fokokban és G — a nyomási gradiens értéke *millibárokban* egyenlítői fokonként. A normál szél nagysága a ($1 : 10^7$ léptékű) térkép bármely darabján a Taborovszkij-féle gradiens vonalzó segítségével határozható meg, melynek abszcissza tengelyén az alsó skálán éppen a Guilbert szerinti normál szélsebességek vannak feltüntetve. Ha hozzáillesztjük a vonalzó ordináta tengelyét az egyik izobárhoz, akkor a másik izobár metszéspontjában a normál szélskálán leolvashatjuk a normál szél fokokban kifejezett sebességét.

Azt a szelet, amely adott gradiens mellett nagyobb sebességű, mint a normál szél, Guilbert »túl erős«, amelynek sebessége kisebb a normál szélsebességnél — «túl gyenge« szélnek nevezte.

Guilbert a nyomásváltozásban látja annak okát, hogy a szél nagysága eltér a normálistól. A depresszió mélysége csak abban az esetben marad változatlan, ha a gradiens szél és a földfelszínen észlelt szél között a fenti összefüggés áll fenn. Ha a szél a gradienshez képest túl gyenge, a depresszió kimélyül és kibővül; ha a szél a gradienshez viszonyítva túl erős, a depresszió kitöltődik.

Ha az óceán felől (nyugatról) érkező depresszió elülső részében a szél túl erős, akkor a depresszió áthelyeződése lassúbbá válik, vagy megszakad. Ha pedig a depresszió középpontjánál minden irányban erős szél észlelhető, akkor a depresszió egy nap vagy fél nap alatt kitöltődik. Ha a depresszió területén túl gyenge szél esetén erősen süllyed a légnyomás, a depresszió kimélyül és gyakran viharciklonná válik.

A depresszió, »a legkisebb ellenállás« területe felé mozog, vagyis arra, ahol a szelek a gradienshez képest túl gyengék, vagy ahol általában gyenge vagy szétáramló szelet észlelünk.

Túl erős és összeáramló szelek a depressziót feltöltik, erős szétáramló szelek pedig az anticiklon gyengülését idézik elő.

A Guilbert szabály elméleti megalapozását már sokszor keresték, de ez nem járt különös sikerrel. Úgy látszik, hogy a ciklon nyomásváltozásának mechanizmusára vonatkozó korszerű elgondolások alapján (lásd 51. §.) ez eléggé egyszerű. Túl erős szél a depresszióban a súrlódási konvergencia megerősödését idézi elő, amely akár a depresszió feltöltésével, akár (rendkívüli helyzet esetén) az áthelyeződés lassításával felülmúlja a magassági divergencia hatását. Nagyon gyenge szél és gyenge súrlódási konvergencia esetén viszont akadály nélkül megnyilvánul a magassági divergencia hatása.

73. §. A légnyomási mező előrejelzése

Ebben a paragrafusban nem az egyes szinoptikus elemek fejlődésének és áthelyeződésének előrejelzéséről, hanem a légnyomási mező előrejelzéséről vagy a mező egyes területein várható változás előrejelzéséről fogunk beszélni, függetlenül a légnyomási rendszer formájától.

Itt elsősorban tapasztalati és minőségi módszerekről van szó. Az extrapoláció számításának módszereit és a hidro-termodinamikai egyenletek alapján történő számításokat a következő fejezetekben vizsgáljuk.

1. Adott pont vagy körzet légnyomásváltozására vonatkozó szabály

A légnyomásváltozás tisztán advektív természetének elgondolásából adódik a következő *Exner-féle szabály:*

Ha egy adott területre egy sokkal alacsonyabb hőmérsékletű területről áramlik a levegő, — akkor ott a légnyomás növekszik. Ellenkezőleg, ha a levegő egy sokkal magasabb hőmérsékletű területről egy sokkal alacsonyabb hőmérsékletű területre áramlik, akkor a légnyomás csökken. A nyomásváltozás mindkét esetben annál nagyobb, minél nagyobb a légnyomás és hőmérséklet horizontális gradiense és minél közelebb áll a derékszöghöz az a szög, amely alatt az izobárok és izotermák egymást metszik (vagyis minél nagyobbak az adott körzetben az izobárok és izotermák által alkotott parallelogrammák). Ha az izobárok és izotermák párhuzamosak, akkor a légnyomás az adott területen az idővel nem változik lényegesen.

A fenti szabályból következik, hogy ha valamely területen a hőmérsékleti gradiens vektorát az óramutató járásának megfelelően 90°-kal elfordítjuk, akkor ez az izobárok áthelyeződésének irányát mutatja.

Defant az előzőhöz hasonló következő tapasztalati szabályhoz jutott:

Ha az áramlási vonalak magas hőmérsékletű területről alacsony hőmérsékletű terület felé irányulnak, akkor az utóbbi területen a légnyomás annál erősebben csökken, minél nagyobb a két terület között fennálló hőmérsékleti különbség. Ha az áramlási vonalak alacsony hőmérsékletű területről magas hőmérsékletű terület felé irányulnak, a légnyomás az utóbbin emelkedik.

Exner összefüggést állapított meg a nyomásváltozás és a magassági szélfordulás között is. Ha a szél (a súrlódási szint fölött) a magassággal jobbra fordul, akkor a légnyomás csökken; ha balra fordul, a nyomás emelkedik (az Északi-félgömbön). Ez a szabály még így is megfogalmazható: ha a szélnek a magasban a földfelszíni alacsony nyomású területből eredő összetevője van, akkor a légnyomás csökken; ha a szélnek a magasban a földfelszíni anticiklonból eredő összetevője van, — a nyomás növekszik.

Ugyanebből az elméletből következik, hogy ha a szél nagy magasságig megtartja az eredeti irányát, a nyomás nem, vagy alig változik meg.

Mihel elve a nyomási képződmények fejlődésére vonatkozik és általános formában a következőképpen fogalmazható meg:

Szétáramló magassági szelek (3—5 km magasságban) nyomássüllyedést idéznek elő, ha ezt nem ellensúlyozza erős alacsony súrlódási konvergencia. Összeáramló magassági szelek nyomásnövekedést idéznek elő, ha a súrlódási konvergencia nem túl nagy.

Jelenleg ezek a szabályok sokkal pontosabb megfogalmazásban állnak rendelkezésünkre az 51. §-ban kifejtett advektív-dinamikus analízis alaptételei segítségével.

Ezek a szabályok természetesen a nyomásváltozásnak csak advektív részét érintik.

Az (**51**, 4) formulából következik, hogy Mihel elve fenntartás nélkül csak a nyomási képződmény középpontjára alkalmazható; a mező más pontjaiban a dinamikus nyomásváltozás nemcsak az izohipszák vergenciájától fog függni. Ennek előjele, többek között, az izotermák és izohipszák közötti ε-szögtől is függhet.

Az 51. §. 1. pontjában ismertettük az említett formulákból folyó alapvető következtetéseket és gyakorlati alkalmazásuk megvilágítására szkematikus példákat idéztünk. Ezekkel tanácsos külön megismerkedni.

2. A magassági légnyomási mező változása*

Magassági légnyomási mezőn az advektív-dinamikus analízisben elsősorban azt a reprezentatív mezőt értjük, amelynek a p_H (500—700 mb) izobárfelület topográfiája felel meg.

Mint tudjuk, ez a mező csak dinamikusan változik, mivel ebben a szintben az advektív nyomásváltozás zérussá válik. (**31**, 6). A H szint alatt az advektív nyomás- és hőmérsékletváltozás különböző előjelű (nyomásnövekedés — hőmérsékletcsökkenés és fordítva); a H szint fölött ezek a változások egyenlő előjelűek, úgyhogy a felső troposzférában ($z > H$) a meleg advekció az izobárfelületek emelkedésével, a hideg advekció azok süllyedésével függ össze.

A szinoptikus helyzet advektív-dinamikus módszerrel történő elemzésénél és prognózisánál azonban gyakorlatilag nem szükséges, hogy a H szinten kívül valamilyen más troposzféra szintet is vizsgáljunk. Ezért mi csak azokat a körülményeket vizsgáljuk meg, amelyek a p_H = konst. izobárfelület megváltozására vonatkoznak.

Ezeknek a változásoknak a minőségi analízisére ugyanaz a (**59**, 4) formula szolgál, csak az advektív tag nélkül. Ennek a formulának, amely a magassági légnyomási mező változásának meghatározására szolgál, a törvényszerű alapja a

$$\frac{\partial \Theta}{\partial t} = \beta \left(\frac{\partial p_0}{\partial t}\right)_2$$

egyenlőségből következik, amelyet a 31. §-ban kaptunk és amely a Θ és H közötti ismeretes összefüggés alapján a

$$\frac{\partial H}{\partial t} = \frac{\beta}{k} \left(\frac{\partial p_0}{\partial t}\right)_2$$

összefüggést adja.

A p_H magassági légnyomási mező (vagy a p_H = konst. izobárfelület topográfiája) dinamikus tényezők hatása alatt változik. Ez a fontos körülmény egyszerű módszert ad a földközeli nyomásváltozás dinamikus részének kiválasztására azokban az esetekben, ahol advektív rész is szerepel. Ebből a célból csak a magassági izallobár mezőt, vagy (nyomástopográfia esetében) a p_H = konst. izobárfelület izallohipszáit kell megszerkeszteni, melyek elegendő közelítéssel megadják a földfelszíni nyomásváltozás dinamikus részét.

A magassági nyomási mező változását az 59. §.-ban részletesen ismertettük, itt csak a legfontosabb eredményeket említjük meg röviden.

A délkörmenti mozgás kifejlődése (vagyis a frontálzóna dinamikus deformációja) »kicsiny« advekciós szög esetén ($\varepsilon < 45°$) annál nagyobb, minél nagyobb azoknak az izohipszáknak a magasságkülönbsége, amelyekre a dinamikus nyomásnövekedés és nyomáscsökkenés középpontjai vonatkoznak (a növekedés középpontjának ebben az esetben a legalacsonyabb izohipszán kell feküdnie).

* Hromov és N. L. Taborovszkij közös munkája.

»Kicsiny« advekció mellett a légnyomási teknő nemcsak a divergenciális süllyedés rovására fejlődhet ki, hanem az izohipszák konvergenciájának hátoldali területén »nagy« hideg advekció mellett is ($\varepsilon > 45^0$), mivel ilyen feltételek mellett itt a nyomás dinamikusan süllyed.

Légnyomási gerinc létrejön : »közepes« ($\varepsilon \simeq 45^\circ$) meleg advekció esetén az anticiklonális görbületű izohipszák rovására ; a gerinc hátoldali részén »nagy« advekció mellett a divergenciális növekedés és az elülső részen »kicsiny« advekció mellett a konvergenciából eredő nyomásnövekedés rovására.

A magassági légnyomási képződmények középpontjaiban a nyomás akkor változik meg, amikor a zárt izohipszák elnyújtott (ellipszis) alakúak és amikor a földközeli és magassági nyomási középpont nem esik össze. A nyomásváltozás előjelének meghatározása a 72. §. 6. pontjában található.

Ugyanezek a tételek alkalmazhatók *a magassági deformációs mező hiperbolikus pontjaira*, ha a mező közelítőleg szimmetrikus, úgyhogy a középpontja neutrális (hiperbolikus) pontnak tekinthető. Ekkor, ha az x tengelyt a deformációs mező magassági anticiklonjainak középpontján, az y tengelyt a magassági ciklonjainak középpontján vezetjük át, azt találjuk, hogy a

$$\frac{\partial p_0}{\partial x}\frac{\partial p_0}{\partial y}\left(\frac{\partial^2 H}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 H}{\partial x^2}\right)$$

kifejezésben a $\frac{\partial^2 H}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 H}{\partial x}$ különbség (lásd **72**, 6) pozitív lesz. Tehát, ha ilyen magassági deformációs mezőben a hiperbolikus pont alatt átmenő földközeli izobár a második és negyedik negyedben fekszik, akkor $\frac{\partial p_0}{\partial x}\frac{\partial p_0}{\partial y} > 0$ és a hiperbolikus pontban a nyomás dinamikusan növekszik.

Ha pedig ez az izobár az első és harmadik negyedben fekszik, akkor $\frac{\partial p_0}{\partial x}\frac{\partial p_0}{\partial y} < 0$ és a hiperbolikus pontban a légnyomás csökken.

Ezek a tételek a magassági deformációs mező átalakulására vonatkozó kérdések megoldásánál is hasznosnak bizonyulnak néha.

Az átalakulás részletes analízise és előrejelzése az 59. §. 7. pontjában kifejtett tételek alapján történik.

3. A magassági légnyomási mező előrejelzésének amerikai módszerei

Az USA-ban a standard szintekre vonatkozó nyomási és hőmérséklet térképek feldolgozásánál az alábbi tételeket alkalmazzák, amelyek természetesen nyomástopográfiai térképek feldolgozására is alkalmazhatók.

Mindenekelőtt bevezetjük Rossby és Wexler formuláját, amely zónális (nyugati) magassági áramlás mellett a hullám áthelyeződésének sebességére vonatkozik. A nyomási mezőben az ilyen hullámot az izobárnak a zónális iránytól való bemélyedő és kitüremlő elhajlása fejezi ki, a formula tehát a magassági légnyomási teknők és gerincek áthelyeződésének sebességét határozza meg. A formula a következő alakú :

$$C = U - \frac{\beta L^2}{4\pi^2},$$

ahol C a magassági légnyomási teknő kelet felé történő áthelyeződésének sebessége, U a nyugati áthelyeződés közepes sebessége, L a hullám hosszúsága, β az adott szélességen állandó Coriolis paraméter ($2\,\omega \sin \varphi$) délkörmenti irányú változása. A formula alkalmazásának főnehézsége a hullám hosszúságának pontos meghatározása, különösen a kis és nagy bemélyedések és kitüremlések gyakori egymásrahelyeződésének esetén. $\beta L^2 : 4\,\pi^2$ értéke a 45°-os szélesség alatt $3{,}95 \times 10^{-3} L^2$ szélességi fok egy nap alatt. L szokásos nagyságrendje mellett a 10—20.° szélességen fekvő légnyomási teknőre ez a tag 1 szélességi fok nagyságrendű lesz egy nap alatt, így a magassági teknők és gerincek sebessége kevéssé különbözik az általános nyugati áthelyeződés sebességétől.

Rossby (1942.) feltételezte, hogy a nyomásváltozás csak advektív jellegű (a vergencia hiányzik) és hogy a hőmérséklet konzervatív (vagyis gyakorlatilag nem változik az idővel). Ennek alapján a következő összefüggéshez jutott:

$$\frac{U}{U-c} = \frac{A_T}{A_p},$$

ahol c magassági nyomásrendszer (légnyomási teknő vagy gerinc) sebessége, U a zónális (nyugati) áthelyeződés, vagyis a főáramlás közepes sebessége, A_T az izotermák amplitudója és A_p az izobárok amplitudója a standard szintre (a gyakorlatban rendszerint 10 000 lábra) vonatkozó magassági térképen. Érthető, hogy a topográfiai térképeken az izobárokat közelítőleg az abszolút, az izotermákat pedig a relatív izohipszákkal azonosíthatjuk. Ebből az egyenletből többek között az is következik, hogy a magasban meleg advekciónál a nyomás növekszik, hideg advekciónál csökken.

Ha $A_T < A_p$, c negatív, vagyis a nyomásrendszer fordított irányban mozog. Ha az izobárok és izotermák párhuzamosak (advekció nincs) $U = U - c$, vagyis $c = 0$, tehát a rendszer mozdulatlan és sem kimélyülés, sem kitöltődés nincs. Minél nagyobb az izotermák amplitudója az izobárok amplitudójához képest, vagyis minél közelebb van a szél iránya az izotermákra merőleges irányhoz, annál gyorsabb a légnyomási teknő mozgása.

Tapasztalati úton azt találták, hogy 10 000 láb magas szinten a hőmérséklet Celsius fokokban kifejezett változása közelítőleg az ugyanezen időköz alatt bekövetkező millibárokban kifejezett nyomásváltozással egyenlő. Ez lehetőséget ad arra, hogy a magassági nyomási mező változását meghatározzuk, mivel a hőmérsékleti értékek az ezen a ponton átmenő szél-trajektóriák irányában helyeződnek át. A levegőrészecske jövőbeli trajektóriáját a 10 000 láb magas szinten vagy a jelenlegi szél alapján történő közelítéssel, vagy a Rossby által kidolgozott elméleti módszer (trajektóriák módszere) alapján határozhatjuk meg. Az utóbbit azonban nem vesszük tekintetbe, mivel a bonyolult elméleti alapnak kicsiny a gyakorlati felhasználhatósága.

A nyomási mezőnek a 10 000 láb magas szinten bekövetkező változására a 13 km magasságban található potenciális hőmérséklet változásából következtethetünk. Ha feltételezzük, hogy a magas szintekben a nyomásváltozás csak advektív jellegű, akkor a $\Theta_{13\ km}$ emelkedése az alacsonyabban fekvő szintekben nyomáscsökkenést, $\Theta_{13\ km}$ süllyedése viszont az alacsonyabban fekvő szintekben nyomásemelkedést von maga után. A $\Theta_{13\ km}$ változásának előrejelzésére természetesen megfelelő módszert kell találni. Feltételezik, hogy az erre a szintre vonatkozó extrapoláció könnyebb és megbízhatóbb,

mint az alacsonyabban fekvő szintekre. $\Theta_{13\ km}$ helyett a tropopauza magassága is felhasználható, melynek növekedése az alsó légnyomás növekedésével, csökkenése a nyomás csökkenésével függ össze (lásd 58. §). A tropopauza magasságának változása az ezen a szinten uralkodó áramlás iránya alapján jelezhető előre.

A magassági nyomási mező kiszámítására alkalmazzák még a földközeli nyomási mezőt is a légréteg feltételezett közepes hőeloszlása segítségével. Ehhez azonban már a földközeli mező előrejelzése szükséges, mi viszont először a magassági mező előrejelzésére törekszünk, hogy ennek segítségével oldjuk meg a földközeli mező előrejelzésének feladatát.

4. *Az izallobár-módszer*

A 11. §.-ban beszéltünk az *izallobár térkép* megszerkesztéséről, vagyis olyan térkép összeállításáról, amely meghatározott, pl. 6, 12 és 24 órás időközökre vonatkozó nyomásváltozást tüntet fel; az izallobároknak tulajdonképpen az ilyen térképek izovonalait nevezik. Az izallobár térképeket már a múlt században Milber és Szreznyevszkij kezdte alkalmazni Oroszországban, rendszeres, mindennapi alkalmazását pedig Ekholm vezette be 1906. körül. Ekholm az izallobárikus területek áthelyeződésének extrapolációját a bárikus kép jövőbeli változásának meghatározása céljából ajánlotta. Ez a módszer azután a későbbiekben Franciaországban fejlődött tovább.

a) Izallobárikus területek

Az izallobárikus területek fejlődésére és áthelyeződésére vonatkozólag egész sor tapasztalati tényt állítottak fel. Először a süllyedő légnyomású és az ezt követő emelkedő légnyomású terület kölcsönösen összefüggő *párt* alkot. Ez azt jelenti, hogy ezeknek a területeknek az alakja és mélysége (a nyomás eltérése a középpontban) közel azonos, áthelyeződésük sebessége közelítőleg egyenlő és trajektóriáik nagyon közel állnak egymáshoz. Másodszor: ezek az izallobár vagy örvénypárok »széria« *(örvényléses áramlás)* formájában a középtroposzféra általános áramlásának (főáramlásának) sebességével és annak irányában helyeződhetnek át. Azt a tényt, hogy az izallobárikus területek a főáramlás sebességével helyeződnek át, a nagy aerológiai megfigyelési anyag is alátámasztja. Mivel a főáramlás iránya a magassági stacionárius nyomási rendszerek (hatásközpontok), vagyis középponti ciklonok és stabilizálódott anticiklonok elhelyezkedésétől függ, ezért az izallobárikus területek áthelyeződése is ezzel az elhelyezkedéssel van összefüggésben. Az izallobárikus (örvényléses áramlású) területek trajektóriái Nyugat-Európában, főleg nyugatról kelet felé irányuló mozgásuk során, az anticiklonális hatásközpontokat az északi peremük mentén megkerülik, a ciklonális hatásközpontokon azonban keresztülmennek. A nyomásváltozás területének trajektóriái egyszerűbbek és rendszerezettebbek, mint a ciklonok és anticiklonok trajektóriái; gyakran nagy területeken egyenesvonalúak. Az izallobárikus területek mélységének változásai és deformációi szintén egyszerűbbek és rendszerezettebbek, mint a nyomási rendszerek megfelelő változásai.

Az izallobárikus területek áthelyeződése kifejezésre jut a bárikus képen. Az áthelyeződő izallobárikus területpár mozgó ciklonnal függhet össze, amelyet a hátoldalán légnyomási gerinc vagy anticiklon követ. Ha a negatív

izallobárikus terület (süllyedő nyomású terület) olyan körzetbe érkezik, ahol a légnyomás addig közel normális, vagy még annál magasabb volt, az eredeti légnyomási gradienstől függően az adott körzetben vagy önálló ciklonközéppont, vagy légnyomási teknő alakul ki, vagy csak az izobárok görbületében következik be változás. Ha a területpárok lassú mozgású depresszió körzetén haladnak át, akkor azt gyorsabb mozgásúvá tehetik, de lehetséges, hogy csak a mélységében idéznek elő változást. Mindazonáltal az izallobárikus területek és a nyomási rendszerek áthelyeződése között nincs szigorú összefüggés.

A francia szerzőknek az a véleménye, hogy az izallobárikus területek *önálló* képződmények és ezek a légkörben végbemenő nyomásváltozások hullámait mutatják. A francia szerzők arra törekedtek, hogy a nyomásváltozásnak ezeket a hullámait tisztán termikus okokkal, vagyis a meleg és hideg légtömegek változásával magyarázzák; ez a magyarázat azonban, mint már a ciklonok fejlődésénél tisztáztuk, naív és helytelen. A francia szerzők elképzelése szerint a meglévő nyomási mezőre ráhelyeződő izallobárikus hullámok a mező megváltozásához, vagyis a ciklonok, légnyomási teknők és gerincek áthelyeződésének átalakulásához, a nyomási rendszerek intenzitásának megváltozásához stb. vezetnek. Ilymódon a mozgó ciklonokat és anticiklonokat, mint az izallobárikus területek következményeit kell tekinteni.

A jelenségek okaira vonatkozó fenti elképzelés nem bizonyíték és nem állja ki a kritikát. Nagy fizikai alátámasztással éppen a fordítottja tehető fel: hogy *az izallobárikus területek jelenléte és áthelyeződése a mozgó ciklonokat és anticiklonokat előidéző dinamikus folyamatok következménye, de következménye az utóbbiak áthelyeződésének is.* Pontosabban úgy lehetne mondani, hogy az izallobárikus területek jelenléte *előjele* a ciklonok és anticiklonok áthelyeződésének vagy fejlődésének, de semmi esetre sem *indító oka.* Az említett módszer gyakorlati alkalmazására vonatkozó egyik vagy másik nézet sem érinti a folyamatok lényegét, amennyiben a módszer teljesen formális.

Ha megnöveljük az izallobárok megszerkesztésének időközét, akkor a terület *mélysége* (vagyis a maximális negatív vagy pozitív változás a terület középpontjában) kezdetben növekszik; például a 12 órára vonatkozó izallobárok területének mélysége nagyobb lesz, mint a tendenciák területének mélysége. Az intervallum további növelése során azonban a terület mélysége csökkeni kezd, mivel túl nagy intervallum esetén az adott terület légnyomásváltozása ellenkező előjelűvé válik. A »legkedvezőbb« intervallum, amelyben a terület mélysége a legnagyobb értéket veszi fel, Nyugat-Európában közel 24 óra. A változás területe, a megfelelő nagy intervallumú területhez viszonyítva, minden intervallumra előre tolódik. Így pl. a tendenciák területe az ugyanerre az időközre vonatkozó 12 órás izallobárok területéhez képest előre fog tolódni. A tendenciák és a 12 órás izallobárok területének alapja, mint a tapasztalat igazolja, nagyon hasonlók. Ha a terület mélysége eléggé állandó marad, akkor a 12 órás terület mélysége 3—4-szer nagyobb lesz, mint a tendenciák területének mélysége.

b) Az izallobárikus területek áthelyeződésének extrapolációja

A nyomásváltozás területeinek jövőbeli helyzete a lineáris extrapoláció módszerével határozható meg. Megkeressük (bármely intervallum) területének az adott t és a megelőző $t - \Delta t$ időre vonatkozó közepes irányát és sebes

ségét ; Δt igen gyakran 12 órával egyenlő. Feltételezve, hogy a terület a továbbiakban ugyanabban az irányban és ugyanazzal a sebességgel fog áthelyeződni, megkapjuk a terület jövőbeli helyzetét a $t + \Delta t$ időpontra. Nagy intervallumú terület áthelyeződésének irányára kisebb intervallumú terület áthelyeződése alapján következtethetünk. Pl. a 12 órás terület az ebbe az intervallumba eső tendencia területek középpontjainak irányába fog áthelyeződni. Ezt olyan esetekben használjuk fel, amikor a terület áthelyeződésének iránya változik.

A tapasztalat azt mutatja, hogy a 12 órás és 3 órás területek középpontjainak távolsága gyakran a 12 órás területnek a következő 4,5 óra alatt történő áthelyeződésével egyenlő. Fentebb már említettük, hogy az izallobárikus területek a középtroposzféra főáramának sebességével és annak irányában helyeződnek át. Ez lehetőséget ad arra, hogy az izallobárikus területek áthelyeződését pl. a magassági izohipsza térkép alapján meghatározzuk, ha a magassági bárikus mező eléggé stacionárius vagy ha változása előrelátható.

A tapasztalat azt mutatja, hogy az izallobárikus területek az 500 mb-os felület izohipszáinak irányában mozognak, sebességük mintegy $^2/_3$-a az ezen a felületen észlelhető geosztrofikus szél sebességének. Különösen fontos az a körülmény, hogy ha az izallobárok áthelyeződését a magassági izohipszák segítségével extrapoláljuk, akkor azt a helyet is meg lehet határozni, ahol az izallobárikus terület trajektóriája hajlást fog szenvedni, vagy el fog térni az eredeti iránytól ; a formális extrapoláció erre nem ad lehetőséget.

Az izallobárikus területek és a magassági izohipszák közötti összefüggés azzal magyarázható, hogy az izallobárikus területek feltétele a magassági áramlások vergenciája, tehát áthelyeződésük és fejlődésük közvetlen összefüggésben van a magassági frontálzónák áthelyeződésével és fejlődésével. Hozzátesszük, hogy a kis területű és pontosan megjelölhető középponttal bíró izallobárikus területek mozgásuk során sokkal szigorúbban követik az AT izohipszák irányát, mint a nagykiterjedésű és elmosódott területek. Az első esetben sokkal élesebb a magassági frontálzóna és sokkal intenzívebb a vergencia, mint a második esetben.

Újabb amerikai adatok szerint (1944.) a napi nyomássüllyedés földfelszíni területe a magassági áramlás irányában mozog és 24 óra alatt a 10 000 lábnyi (3000 m) magasság napi nyomásemelkedés területére helyeződik át. Ezt a szabályt a légnyomásnak öt vagy ennél több mb-ral történő megváltozásánál alkalmazzák. Fizikailag ez a szabály azzal magyarázható, hogy a trópusi levegőnek a sztratoszférába való beáramlása, mely felül nyomásnövekedést idéz elő, egy nappal korábban történik meg, mint a trópusi levegőnek ugyanezen körzet alsóbb rétegeibe történő beáramlása, amely nyomássüllyedést okoz.

Az izallobárikus terület áthelyeződésének irányát és sebességét a térkép alapján határozzuk meg. Ha a feltételezett területről semmiféle adat nem áll rendelkezésünkre, akkor számításba kell venni, hogy süllyedő területet ugyanolyan irányú és sebességű emelkedő területnek kell követni és fordítva. Tisztázni kell azonban, hogy a nyomásemelkedés nem lesz-e annyira erős, hogy megszünteti az örvénylés áramát, vagyis az egymást követő izallobárikus területeket.

A területek sebességei és trajektóriái az idővel változhatnak. Fel kell tételezni, hogy az emelkedő terület ugyan olyan irány- és sebességváltozást szenved, mint az előtte haladó süllyedő terület és fordítva.

Érdekes megjegyezni, hogy télen Eurázia területe fölött a 24 órás izallobárikus területek áthelyeződésének sebessége gyakran lehet olyan (hosszú periódusok folyamán), hogy az emelkedő terület 24 óra alatt a megelőző süllyedő terület helyét foglalja el és fordítva.

c) Az izallobárikus területek fejlődésének extrapolációja

Ha a nyomásváltozás területei az idővel lényegesen megváltoznak, akkor ezt a prognózis elkészítésénél is számításba kell venni. Mégpedig összehasonlítjuk a terület mélységét néhány egymást követő izallobárikus térképen és a változást lineárisan extrapoláljuk. Összehasonlíthatjuk az izallobárokat a jelenlegi térképhez tartozó különböző időközökben is, pl. a 12 órás izallobárokat összehasonlíthatjuk a tendenciákkal. Jelöljük a 12 órás terület mélységét p_{12}-vel, a tendencia területének mélységét pedig p_3-mal. Ha a $p_{12} : p_3$ arány nagyobb, mint 3, akkor a 12 órás izallobárikus terület mélysége csökken, ha az arány 3-nál nagyobb, akkor növekszik. Ha a változást lineáris jellegűnek tételezzük fel, akkor ezekből az adatokból megkaphatjuk a 12 órás terület jövőbeli mélységét ; a számítás részleteire nem térünk ki.

Az izallobárikus területek áthelyeződésének extrapolációja során találkozhatunk olyan esettel is, amikor a terület részben vagy egészben olyan felszín fölött helyezkedik el, ahol nincsenek megfigyelések, pl. óceán felett. Ilyen esetben az extrapolációnál a következő meggondolást kell követni.

Ha t időpontra ismeretes a tendencia-terület középpontjának helyzete, de a 12 órás izallobár-terület középpontjának helyzete ismeretlen, akkor a 12 órás terület mélységét azzal a feltételezéssel számíthatjuk ki, hogy az 3-szor nagyobb, mint a tendenciák területének mélysége. Ezután rárajzolhatjuk a térképre a 12 órás izallobár területet, melynek formája hasonló lesz a tendenciák területéhez, középpontja a zérus izallobártól ugyanolyan távolságra lesz, mint amennyi a tendenciák területének középpontja és a zérus izotendencia közötti távolság.

A terület intenzitására vonatkozó meggondolásnál abból a feltételezésből kell kiindulni, hogy a terület mélysége és fejlődése az előző terület mélységéhez és fejlődéséhez hasonló.

A magassági térképek felhasználásánál számításba lehet venni, hogy a magassági áramlás éles fordulópontjain az izallobárikus területek intenzitása (a vergencia változásának hatása alatt) megváltozik. Ciklonális görbületek esetében a süllyedő területek nagyrészt gyengébbekké válnak, az emelkedő területek megerősödnek, miközben a negatív izallobárikus területek meggyengülése élesebben jut kifejezésre, mint a pozitív területek megerősödése. Anticiklonális görbületek esetében a területek trajektóriáinak első felében a süllyedés erősebbé válik, a nyomásnövekedés területe gyengül ; a trajektóriák második felében fordítva.

d) A légnyomási mező előrejelzése izallobárok segítségével

Ha meghatározzuk pl. a 12 órás izallobárikus terület jövőbeli mélységét, áthelyeződésének irányát és sebességét, áthelyeződésének pontjait extrapoláljuk a következő 12 órára és a jövőbeli helyzetét a térképre rárajzoljuk. Ezután a jelenlegi, t időpontra vonatkozó térkép nyomási mezejét és a 12

órás izallobárok extrapolált jövőbeli helyzetét algebrailag összegezzük, így megkapjuk a 12 óra múlva bekövetkező légnyomási helyzetet, vagyis a $t + 12$ órára vonatkozó izobár térképet. A nyomási és izallobárikus mezőnek az összeadása gyakorlatilag könnyen elvégezhető. Az izobár térképről feljegyezhetők például az extrapolált izallobár értékek és az izobárok és ezallobárok metszéspontjaiban feltüntethetjük azok algebrai összegét. Ezeknek a számoknak az alapján azután megvonjuk az izobárokat. Összeegyeztethető az izobár és az extrapolált izallobár térkép fényforrással történő átvilágítás segítségével is.

A $t + 24$ órai időpontra vonatkozó izobár térkép megszerkesztésénél azonban sokkal jobb, ha az izallobárok egymást követő megszerkesztésének útját követjük, mégpedig először megszerkesztjük a $t + 12$ órára vonatkozó izobár térképet ezután megvonjuk a jelenlegi és ezen prognosztizált térkép közötti új izallobárokat, az új izallobárokat még 12 órára extrapoláljuk és ehhez a $t + 12$ órás izallobárokat hozzáadva megszerkesztjük a $t + 24$ órára vonatkozó új izobár térképet.

A gyakorlat azt mutatja, hogy a földközeli nyomási mezőnek az izallobárok segítségével 12 órára történő előrejelzése jó eredményeket ad. A 24 órára vonatkozó extrapoláció kevésbbé kielégítő.

74. §. A légnyomási mező kiszámítása Petterssen szerint*

A légnyomási mező extrapolációjának kiszámítására vonatkozó különböző módszerek közül ebben a paragrafusban Petterssen módszerét ismertetjük. Ez a módszer kapcsolatban van a többi módszerrel is és így általános képet nyujt a számítás módszeréről. Ezenkívül Petterssen módszere lehetőséget ad egész sor minőségi prognosztikai szabály elméleti megalapozására, melyeknek gyakorlati értéke talán több, mint maguknak a kiszámított eredményeknek. Petterssen formulái a legegyszerűbb esetekre korlátozódnak. Sokkal általánosabb és elméletileg sokkal szigorúbban megalapozott formulákat kapott E. Sz. Kuznyecov és A. F. Djubjuk.

1. A mező karakterisztikus pontjai és vonalai, azok sebessége és gyorsulása

A $p = p\,(x, y, t)$ függvény jelentse a nyomáseloszlás függvényét a tengerszinten. A nyomási mező bármely t időpillanatra ábrázolható a $p = p_0, p_1, p_2, \ldots$ ekviszkaláris görbék — izobárok — segítségével, ahol $p_0, p_1, p_2, \ldots$ állandó értékek. Az izobárok tehát *karakterisztikus görbék*, vagyis olyan görbék, melyek jellemzik a nyomási mezőt. Sokkal magasabbrendű karakterisztikus görbék lesznek az izallobárok, a légnyomási teknők és gerincek tengelyei. A nyomási mező *karakterisztikus pontokat* is feltüntet: a magas és alacsony nyomás középpontjait, hiperbolikus vagy semleges pontokat. A karakterisztikus pontok mint a karakterisztikus görbék metszéspontjai foghatók fel. *A nyomási mező kiszámításának feladata így a karakterisztikus görbék áthelyeződésének extrapolációjához vezet.* Szükséges tehát, hogy a karakterisztikus görbék sebességére és gyorsulására formulákat találjunk. Ezt a feladatot először általános formában oldjuk meg.

A $p = p\,(x, y, t)$ nyomásfüggvény differenciálhányadosaira vezessük be a

$$p_{lmn} = \frac{\partial p^{l+m+n}}{\partial x^l \partial y^m \partial t^n} \text{ jelölést.}$$

Pl.:

$$p_{201} = \frac{\partial^3 p}{\partial x^2 \partial t}, \quad p_{012} = \frac{\partial^3 p}{\partial y \partial t^2},$$

$$p_{101} = \frac{\partial^2 p}{\partial x \partial t} \text{ stb.}$$

*Írta: V. A. Bugajev.

Minden karakterisztikus görbét a $p_c = p\,(x, y, t)$ függvénynek vagy differenciálhányadosának állandó értéke határoz meg. Így például a $p_{000} = p = \text{konst.}$ feltétel izobárt határoz meg. A nyomásváltozás időbéli eloszlását a $p_{001} = \frac{\partial p}{\partial t} = \text{konst.}$ feltételnek eleget tevő izallobárok ábrázolják. A karakterisztikus görbének általános feltétele :

$$p_{lmn} = \text{konst.}$$

Válasszuk ki a karakterisztikus görbének egy elemét és tekintsük annak mozgását N normálisa irányában. A karakterisztikus görbe (C) sebessége :

$$C = \lim \left(\frac{\Delta N}{\Delta t}\right)_{\Delta t \to 0}$$

gyorsulása :

$$A = \frac{dC}{dt}.$$

A koordináta tengelyeket úgy célszerű megválasztani, hogy az x tengely összeessék a normális irányával, mert így valamennyi y szerint vett parciális differenciálhányados elhagyható. Ha mozdulatlan koordináta rendszerben a nyomás időszerinti változását szimbólikusan $\frac{\partial}{\partial t}$-vel, a karakterisztikus görbével összefüggő mozgó koordináta rendszerben pedig $\frac{\delta}{\delta t}$-vel jelöljük, akkor az egyik koordináta rendszerről a másikra való átmenet az ismert

$$\frac{\delta}{\delta t} = \frac{\partial}{\partial t} + C \cdot \nabla \tag{1}$$

Euler operátor segítségével történik, ahol ∇ a (bárikus, izallobárikus stb.) mező ascendense, $\mathbf{C}$ a mozgó koordináta rendszer vagy másszóval a karakterisztikus görbe sebessége, a pont a szkaláris szorzás jele.

Ha tehát az (1) operátort a $p = p\,(x, y, t)$ nyomásfüggvényre alkalmazzuk azt mondhatjuk, hogy a $\frac{\delta p}{\delta t}$ nyomásváltozás a mozgó koordináta rendszerben a nyomás-, nak $\frac{\partial p}{\partial t}$ idő szerinti változásából és a koordináta rendszer áthelyeződésének változásából tevődik össze.

A koordináta tengelyek választásának megfelelően $\frac{\partial}{\partial y}$ kiesik, az (1) operátor tehát a következő alakban állítható elő :

$$\frac{\delta}{\delta t} = \frac{\partial}{\partial t} + C \frac{\partial}{\partial x} \tag{2}$$

és második differenciálhányadosa :

$$\frac{\delta^2}{\delta t^2} = \frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\partial}{\partial t} + C \frac{\partial}{\partial x}\right) + C \frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\partial}{\partial t} + C \frac{\partial}{\partial x}\right),$$

vagy

$$\frac{\delta^2}{\delta t^2} = \frac{\partial^2}{\partial t^2} + 2C \frac{\partial^2}{\partial x\, \partial t} + C^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial C}{\partial t} \frac{\partial}{\partial x}. \tag{3}$$

A karakterisztikus görbe C sebességét a (2) operátor, a $\frac{\partial C}{\partial t}$ gyorsulását a (3) operátor segítségével határozzuk meg. A karakterisztikus görbe $p_{lmn} = \text{konst.}$ feltételéből : $\frac{\delta p_{lmn}}{\delta t} = 0$, vagy (2)-nek megfelelően $\frac{\partial p_{lmn}}{\partial t} + C \frac{\partial p_{lmn}}{\partial x} = 0$;

innen

$$C = -\frac{\frac{\partial p_{lmn}}{\partial t}}{\frac{\partial p_{lmn}}{\partial x}}$$

vagy

$$C = -\frac{\partial p_{lmn+1}}{\partial p_{l+1\,mn}}. \tag{4}$$

Ugyanígy

$$\frac{\delta^2 p_{lmn}}{\delta t^2} = 0$$

vagy

$$\frac{\partial^2 p_{lmn}}{\partial t^2} + 2C\frac{\partial^2 p_{lmn}}{\partial x\,\partial t} + C^2\frac{\partial^2 p_{lmn}}{\partial x^2} + \frac{\partial C}{\partial t}\cdot\frac{\partial p_{lmn}}{\partial x} = 0,$$

ahonnan

$$\frac{\partial C}{\partial t} = A = -\frac{p_{lmn+2} + 2C p_{l+1\,mn+1} + C^2 p_{l+2mn}}{p_{l+1mn}},$$

vagy

$$A = -\frac{p_{lmn+2} + 2C p_{l+1\,mn+1} + C^2 p_{l+2\,mn}}{p_{l+1\,mn}} \tag{5}$$

A karakterisztikus görbe sebességére és gyorsulására kapott általános alakú (4) és (5) formulákat a továbbiakban speciális alakú karakterisztikus görbékre alkalmazzuk.

2. Az izobárok mozgása

Az izobárt meghatározó $p_{lmn} = p_{000} = \text{konst.}$ feltételből

$$\frac{\partial p_{lmn}}{\partial t} = p_{001},\quad \frac{\partial p_{lmn}}{\partial x} = p_{100},\quad \frac{\partial^2 p_{lmn}}{\partial t^2} = p_{002},\quad \frac{\partial^2 p_{lmn}}{\partial x\,\partial t} = p_{101},\quad \frac{\partial^2 p_{lmn}}{\partial x^2} = p_{200}.$$

Ekkor az izobárnak a normálisa irányába eső C_i sebessége és A_i gyorsulása (4) és (5) alapján:

$$C_i = -\frac{p_{001}}{p_{100}}; \tag{6}$$

$$A_i = -\frac{p_{002} + 2C_i p_{101} + C_i^2 p_{200}}{p_{100}}. \tag{7}$$

A p_{101}, p_{200}-stb. differenciálhányadosok fizikai értelmezését, valamint a szinoptikus térképről való leolvasásuk módjait a továbbiakban fogjuk tisztázni.

A (6) és (7(formulák a gyakorlati alkalmazás számára sokkal kényelmesebb alakban állíthatók elő. A (6) formulának megfelel a

$$C_i = -\frac{\frac{\partial p}{\partial t}}{\frac{\partial p}{\partial x}}. \tag{8}$$

Ha az x tengely az izobár normálisának irányába esik, az 1 mb-ként megvont izobárokra $\frac{\partial p}{\partial x} = |\nabla p| = \frac{1}{h}$, ahol h két, egységenként megrajzolt izobár közötti távolság. Legyen $\frac{\partial p}{\partial t} = T$, ahol T a légnyomási tendencia, akkor (8)-ból

$$C_i = -T h, \tag{9}$$

vagyis *az izobár mozgásának a normális irányban vett sebessége egyenlő a negatív előjellel vett tendencia és két különálló izobár távolságának szorzatával.*

A (9) formula felhasználásával kiszámítható a nyomási gradiens várható változása a mozgó bárikus térben. Legyen p' és p'' két szomszédos különálló izobár, C_i' és C_i'' pedig legyen a sebességük. A h_0 távolságnak az időegységre eső változását a $C_i'' - C_i'$ sebességkülönbség adja, ezért h értékét t idő mulva a

$$h = h_0 + (C_i'' - C_i')\, t$$

egyenlet határozza meg.

Ezután könnyen megkapjuk a nyomási gradiens értékét, mint h reciprokát és könnyen megállapítható a szél erősödése vagy csökkenése. Eddig feltételeztük, hogy a sebesség állandó marad. Általában azonban a gyorsulást is figyelembe kell venni. Az ennek kiszámítására vonatkozó formula azonban eléggé bonyolult, így ezt általános alakban nem közöljük.

3. Az izallobárok sebessége

Az izallobárt meghatározó feltétel:

$$p_{lmn} = p_{001} = \text{konst.}$$

Innen $\frac{\partial p_{lmn}}{\partial t} = p_{002}$ és $\frac{\partial p_{lmn}}{\partial x} = p_{101}$.

(4) alapján

$$C_T = -\frac{p_{002}}{p_{101}} = -\frac{\frac{\partial T}{\partial t}}{\frac{\partial T}{\partial x}}.$$

4. A légnyomási teknők vagy gerincek tengelyének mozgása

Vegyük fel az x tengelyt a légnyomási teknő tengelyének az izobárral alkotott metszéspontjában húzott érintő irányába és az abszcissza tengelyre a vízszintes távolságot, az ordináta tengelyre a nyomás nagyságát felmérve szerkesszük meg a nyomás profilját (239-B ábra). Nyilvánvaló, hogy az x tengely mentén a teknő (vagy a gerinc) nyomási profiljának maximális görbülete van. Az így megszerkesztett nyomási profil görbületét a diff. geometria ismeretes formulája fejezi ki.:

$$\sigma = \frac{\frac{\partial^2 p}{\partial x^2}}{\left[1 + \left(\frac{\partial p}{\partial x}\right)^2\right]^{3/2}} = \frac{p_{200}}{(1 + p_{100}^2)^{3/2}}. \tag{10}$$

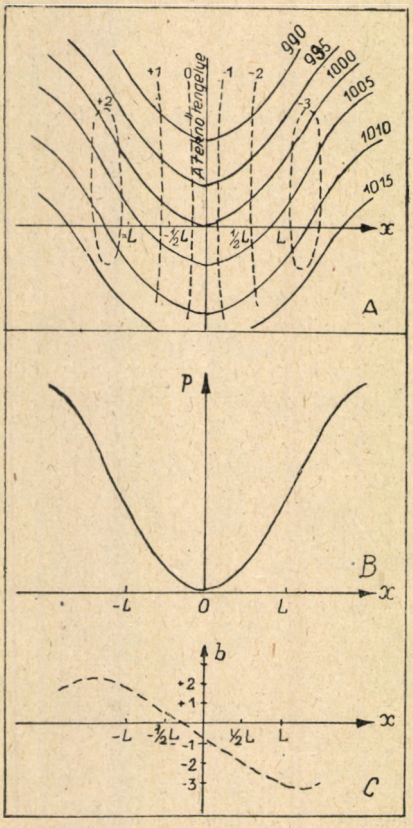
Az x tengely azonban a teknő (vagy gerinc) tengelyének metszéspontjában a bárikus profilhoz vont érintő és itt a nyomási gradiens az x tengely mentén zérus, vagyis $\frac{\partial p}{\partial x} = p_{100} = 0$, ahonnan (10)-nek megfelelően $\sigma = p_{200}$.

Mint ismeretes, a maximális görbület feltétele:

$$\frac{\partial \sigma}{\partial x} = 0 \tag{11}$$

vagy

$$\frac{\partial \sigma}{\partial x} = \frac{\partial p_{200}}{\partial x} = p_{300} = 0.$$



239. ábra. A légnyomási teknő tengelyének áthelyeződéséhez

A kifejtettekből következik továbbá, hogy olyan állandó feltétel mellett, amelyet a teknő vagy gerinc tengelyének ki kell elégítenie,

$$\frac{\delta}{\delta t}\left(\frac{\partial \sigma}{\partial x}\right) = 0.$$

Ekkor (4) szerint az olyan típusú karakterisztikus görbe sebességére, mint a teknő vagy gerinc tengelye, kapjuk

$$C_L = -\frac{\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\partial \sigma}{\partial x}\right)}{\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\partial \sigma}{\partial x}\right)} = -\frac{\frac{\partial^2 \sigma}{\partial x\, \partial t}}{\frac{\partial^2 \sigma}{\partial x^2}}.$$

Ha a (10)-ből kiszámítjuk a második diff.-hányadosokat és behelyettesítjük ebbe az egyenletbe, akkor a $p_{100} = p_{300} = 0$ kezdeti feltételt bevezetve kapjuk, hogy

$$C_L = -\frac{p_{101} - \frac{p_{301}}{3\,p_{200}^2}}{p_{200} - \frac{p_{400}}{3\,p_{200}^2}}. \qquad (12)$$

Ha a nyomást millibárokban fejezzük ki, hosszúságegységét pedig 3 meridián foknak vesszük, akkor a (12) egyenletben szereplő diff.-hányadosoknak következő a nagyságrendje:

$p_{301} \approx 10^{-2}$, $p_{400} \approx 10^{-}$, $p_{101} \approx 10^{0}$, $p_{200} \approx 10^{1}$.

Nyilvánvaló, hogy (12) számlálójának és nevezőjének másodfokú tagjai az elsőfokú tagokhoz viszonyítva elhanyagolhatók, így

$$C_L = -\frac{p_{101}}{p_{200}}. \qquad (13)$$

A teknő (vagy gerinc) tengelyének gyorsulása (5) alapján

$$A_L = -\frac{\frac{\partial^2}{\partial t^2}\left(\frac{\partial \sigma}{\partial x}\right) + 2\,C_L\,\frac{\partial^2}{\partial x\, \partial t}\left(\frac{\partial \sigma}{\partial x}\right) + C_L^2\,\frac{\partial^2}{\partial x^2}\left(\frac{\partial \sigma}{\partial x}\right)}{\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\partial \sigma}{\partial x}\right)}.$$

Ha kiszámítjuk a (10) egyenletből a harmadik diff.-hányadosokat is és behelyettesítjük a $p_{100} = p_{300} = 0$ kezdeti feltételeket, akkor a magasabbrendű tagok elhanyagolásával kapjuk a következő végleges eredményt:

$$A_L = -\frac{p_{102}\,p_{200} - 2\,p_{101}\,p_{201}}{p_{200}^2} \qquad (14)$$

A teknők és gerincek mozgására vonatkozó számításoknál akkor kapjuk a legjobb eredményt, ha forgás nélkül helyeződnek át és a profiljuk meredek (p_{200} nagy és a mozgás lassú.)

5. A nyomási középpontok mozgása

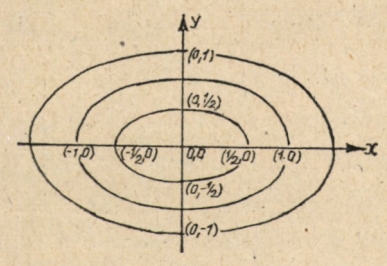
A nyomási középpontot a bárikus profil (vagy izobár) maximális és minimális görbületének megfelelő két tengely metszéspontja adja (240. ábra). Mivel az utóbbira fennáll a (11) feltétel, ezért a minimális görbületű tengely áthelyeződésére a (13) és (14) formula alkalmazható. Nyilvánvaló, hogy a két tengely általában nem ortogonális és nem egyenesvonalú.

Ha a koordinátarendszer kezdőpontját a nyomási rendszer középpontjába helyezzük (240. ábra), kiszámíthatjuk az y tengelynek az x tengelyhez viszonyított mozgását (a (13) és (14) formulák alapján), így megkapjuk C_{cx} és A_{cx} értékeit, majd kiszámíthatjuk az x tengelynek az y tengelyhez viszonyított mozgását (C_{cy} és A_{cy}-t).

A C_{cy} és A_{cy}-ra vonatkozó formulák hasonlók a (13) és (14) formulákhoz, mégpedig

$$C_{cy} = -\frac{p_{011}}{p_{020}}, \tag{15}$$

$$A_{cy} = -\frac{p_{012}\,p_{020} - 2\,p_{011}\,p_{021}}{p_{020}^2}. \tag{16}$$



240. ábra. A nyomási középpont áthelyeződéséhez

A sebesség és gyorsulás alapján kiszámíthatjuk a középpont útját.

6. A frontok mozgása

Ha p_1 és p_2 a frontfelület kétoldalán felvett két pont nyomása, akkor, mint ismeretes, a frontfelület megmaradásának dinamikai feltétele: $p_1 - p_2 = 0$.

A mozgó frontelemmel összefüggő koordinátarendszerben a következő összefüggésnek kell teljesülni:

$$\frac{\delta\,(p_1 - p_2)}{\delta t} = 0.$$

Ekkor, ha (4) és (5)-ben p_{lmn} helyett p_1 és p_2-t helyettesítünk, megkapjuk a front C_f és A_f sebességét:

$$C_f = -\frac{\dfrac{\partial p_1}{\partial t} - \dfrac{\partial p_2}{\partial t}}{\dfrac{\partial p_1}{\partial x} - \dfrac{\partial p_2}{\partial x}} = -\frac{\Delta p_{001}}{\Delta p_{100}}, \tag{17}$$

$$A_f = -\frac{\left(\dfrac{\partial^2 p_1}{\partial t^2} - \dfrac{\partial^2 p_2}{\partial t^2}\right) + 2C_f\left(\dfrac{\partial^2 p_1}{\partial x\,\partial t} - \dfrac{\partial^2 p_2}{\partial x\,\partial t}\right) + C_f^2\left(\dfrac{\partial^2 p_1}{\partial x^2} - \dfrac{\partial^2 p_2}{\partial x^2}\right)}{\dfrac{\partial p_1}{\partial x} - \dfrac{\partial p_2}{\partial x}} \tag{18}$$

vagy

$$A_f = -\frac{\Delta p_{002} + 2C_f\,\Delta p_{101} + C_f^2\,\Delta p_{200}}{\Delta p_{100}}. \tag{18'}$$

Ha a nyomási gradiens és az áramlási mező szakadása a front zónájában kisímul, a front áthelyeződésére a (13) és (14) formulákat alkalmazhatjuk.

7. A karakterisztikus görbe útja t idő alatt

A karakterisztikus görbéknek és középpontoknak eddig csak pillanatnyi sebességét és gyorsulását határoztuk meg. A t idő alatt megtett s útnak a kiszámítása minden esetben az egyenletesen gyorsuló mozgás formulája szerint történik:

$$s = C\,t + A\,\frac{t^2}{2}. \tag{19}$$

8. A légnyomási rendszerek feltöltődése és kimélyülése

A kimélyülés és feltöltődés mozgó nyomási rendszerrel összefüggő koordinátarendszerben a nyomásra vonatkozik. A kimélyülés és feltöltődés csak előjelben különbözik egymástól, kiszámításuk módja azonos.

A mozgó nyomási rendszerben észlelt nyomásváltozás és a mozdulatlan állomáson észlelt nyomásváltozás között (1) alapján a következő összefüggés áll fenn:

$$\frac{\delta p}{\delta t} = \frac{\partial p}{\partial t} + \boldsymbol{C} \cdot \nabla p. \tag{20}$$

Mivel a nyomásrendszer C sebessége, a ∇p gradiens és $\frac{\partial p}{\partial t}$ lokális nyomásváltozás részben kiszámítható, részben a szinoptikus térképekről leolvasható, így a $\frac{\delta p}{\delta t}$ kimélyülési sebesség a nyomásrendszer bármely pontjára meghatározható. A kimélyülés intenzitásának időbeli változását (»a kimélyülés gyorsulását«) $\frac{\delta^2 p}{\delta t^2}$ értéke adja, amelynek kiszámítása a (3) operátor segítségével történik.

A t időközre vonatkozó nyomásváltozás a mozgó nyomásrendszer bármely pontjában a (19) formulához hasonló módon számítható ki:

$$\Delta p = \left(\frac{\delta p}{\delta t}\right) t + \frac{1}{2}\left(\frac{\delta^2 p}{\delta t^2}\right) t^2. \tag{21}$$

9. A légnyomási teknő feltöltődése és kimélyülése (a nyomási gerinc gyengülése vagy erősödése)

Ebben az esetben $C_L = -\frac{p_{101}}{p_{200}}$ és mivel ez az x tengely irányába esik, ezért

$$C_L \cdot \nabla p = C_L \frac{\partial p}{\partial x} = -\frac{p_{101}}{p_{200}} \frac{\partial p}{\partial x};$$

következésképpen

$$\frac{\delta p}{\delta t} = \frac{\partial p}{\partial t} + C_L \frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\partial p}{\partial t} - \frac{p_{101}}{p_{200}} \frac{\partial p}{\partial x}.$$

Ez az egyenlet a kiválasztott x tengely bármely pontjára alkalmazható. A p_{101} és p_{200} együtthatók a teknő tengelyére, $\frac{\partial p}{\partial t}$ és $\frac{\partial p}{\partial x}$ az x tengely vizsgált pontjára vonatkoznak. A $\frac{\partial p}{\partial t} = T$ az észlelt nyomási tendenciát, $\frac{\partial p}{\partial x}$ pedig az egységenként megrajzolt izobárok negatív távolságának értékét helyettesíti. A távolságot a bárikus aszcendens irányában vesszük pozitívnak.

A teknő tengelyén $\frac{\partial p}{\partial x} = 0$ és a kimélyülés intenzitása itt egyenlő a $\frac{\partial p}{\partial t} = T$ nyomási tendenciával.

A teknő és gerinc kimélyülésének »gyorsulását« a

$$\frac{\delta^2 p}{\delta t^2} = \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} + 2C_L \frac{\partial^2 p}{\partial x \partial t} + C_L^2 \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + A_L \frac{\partial p}{\partial x}$$

egyenletből kapjuk meg.

A teknő tengelyén a t időközre vonatkozó nyomásváltozást (21)-hez hasonlóan kapjuk, számításba véve, hogy $C_L = -\frac{p_{101}}{p_{020}}$, $\frac{\partial p}{\partial x} = 0$, $\frac{\partial p}{\partial t} = T$, $\frac{\partial^2 p}{\partial T^2} = \Delta T$ két egymást követő tendenciaérték különbsége. Ekkor

$$\Delta p = Tt + \frac{1}{2} \Delta T t^2 - \frac{1}{2} \frac{p_{101}^2}{p_{200}} t^2. \tag{22}$$

10. A légnyomási középpontok erősödése és gyengülése

Tekintettel arra, hogy a nyomási középpontban a horizontális nyomásgradiens $\nabla p = 0$, ezért az erősödés vagy gyengülés sebessége:

$$\frac{\delta p}{\delta t} = \frac{\partial p}{\partial t} = 0. \tag{23}$$

Az időközre vonatkozó teljes erősödés vagy gyengülés kiszámítására Petterssen (a gyorsulás figyelembevételével) a

$$\Delta p = T^{00} t + \frac{1}{2}\left(\Delta T^{00} - \frac{p_{101}^2}{p_{200}} - \frac{p_{011}^2}{p_{020}}\right) t^2$$

formulát kapta, ahol T^{00} a tendencia a középpontban.

A nyomásrendszerek kimélyülésének (erősödésének) vagy kitöltődésének (gyengülésének) meghatározására szolgáló műveletek egyszerűsítése végett a számítást csak néhány pontra végezzük el.

Ezeket a pontokat a legnagyobb és legkisebb görbületeknek megfelelő tengelyen vesszük fel és ezekre a teknő kimélyülésének — feltöltődésének (a gerinc gyengülésének-erősödésének) formuláit alkalmazzuk. A féltengelyek mindegyikén elegendő egy pontot venni. A kimélyülésre vonatkozó formulák azt mutatják, hogy a velük való számolás nem okoz különösebb nehézséget, ha a nyomásrendszer sebességének és gyorsulásának meghatározására szolgáló együtthatók már ismeretesek.

11. A front erősödése és feloszlása

A frontot a nyomási mezőben a front normálisának irányába eső nyomási gradiensben beálló szakadás, vagyis a $\Delta p_{100} = \frac{\partial p_2}{\partial x} - \frac{\partial p_1}{\partial x}$ érték jellemzi. Ekkor a front megerősödésének vagy feloszlásának sebességét a

$$\frac{\delta}{\delta t} \Delta p_{100} = \frac{\partial}{\partial t} \cdot \Delta p_{100} + C_f \frac{\partial}{\partial x} \Delta p_{100}$$

egyenlet adja meg, amelyben, ha a második differenciálhányadosokat kiszámítjuk és a $C_f = -\frac{\Delta p_{001}}{\Delta p_{100}}$ helyettesítést elvégezzük, kapjuk

$$\frac{\delta \Delta p_{100}}{\delta t} = \Delta p_{101} - \frac{\Delta p_{001}}{\Delta p_{100}} \Delta p_{200}.$$

12. A differenciálhányadosok fizikai értelmezése

Az előző pontok formuláiban szereplő parciális diff.-hányadosoknak a következő fizikai jelentésük van:

$p_{100} = \frac{\partial p}{\partial x}$ az x tengelymenti nyomásváltozás vagy az x tengelymenti légnyomási gradiens.

$p_{200} = \frac{\partial^2 p}{\partial x^2}$ az x tengelymenti nyomásváltozás sebességének változása, vagy a bárikus profil x tengelymenti görbülete (239—B ábra).

$p_{020} = \frac{\partial^2 p}{\partial y^2}$ ugyanaz az y tengelyre.

$p_{001} = \frac{\partial p}{\partial t}$ a 3 órára eső nyomásváltozás, amellyel a T tendencia helyettesíthető

$p_{002} = \frac{\partial^2 p}{\partial t^2}$ a légnyomási tendencia időbeli változása vagy a barogramm görbülete (a tendencia helyi változása) (239—C ábra).

$p_{101} = \frac{\partial^2 p}{\partial x \partial t}$ a nyomási tendencia x tengelymenti változása, vagy az x tengely mentén képezett izallobárikus aszcendens (I_x). Ez közelítőleg a front és a teknő (gerinc) hátoldala közötti tendencia különbségével egyenlő.

$p_{011} = \frac{\partial^2 p}{\partial y \partial t}$ ugyanaz az y tengelyre.

$p_{102} = \frac{\partial^3 p}{\partial x \partial t^2}$ a teknő tengelyére merőleges x tengelymenti tendencia-változás különbsége a teknő hátoldala és a front között.

$p_{012} = \frac{\partial^3 p}{\partial y \partial t^2}$ ugyanaz az y tengely szerint.

$p_{201} = \frac{\partial^3 p}{\partial x^2 \partial t}$ az x tengelymenti izallobárikus aszcendens különbsége a front és a teknő hátoldala között.

$p_{021} = \frac{\partial^3 p}{\partial y^2 \partial t}$ ugyanaz az y tengely szerint.

Mindezek a bárikus és izallobárikus mező jellegétől függő diff.-hányadosok egyetlen szinoptikus térkép adataiból megkaphatók, az időszerinti második diff.-hányadosok kivételével, amelyek meghatározásához két szomszédos térkép szükséges. Ha a tengelyek menti bárikus és izallobárikus profilt megszerkesztjük, nagyon pontos differenciálértékeket kapunk a grafikus differenciálási módszerrel.

13. A számszerű differenciálás formulái

A nyomásrendszerek (tengelyek és középpontok) kiszámításánál a számszerű differenciálás közelítő formuláit célszerű felhasználni. Az ehhez szükséges adatokat a térképről vesszük a következő sorrend szerint:

Választunk egy tetszésszerinti hosszúságegységet és a pontok koordinátáit az x, y tengelyeken megjelöljük (240. ábra) (0, 0), (—1, 0), (—½, 0), (½, 0), (1, 0), (0, 1), (0, ½), (0, —½), (0, —1). Jelöljük p^{00}, $p^{-1,0}, \ldots$ $T^{0,0}$ $T^{-1,0}$ …-val a nyomásértékeket és a nyomási tendenciákat a (0, 0), (—1, 0), . . . pontokban, jelöljük továbbá $\Delta T^{1,0}$, $\Delta T^{-1,0}$, . . .-val két szomszédos tendencia különbségét a (1, 0), (—1, 0), . . . pontokban.

Ebben az esetben a parciális diff.-hányadosok értékeit a következő formulákból kapjuk:

$$p_{101} = T^{½,0} - T^{-½,0} \text{ vagy } p_{101} = \frac{1}{2}(T^{1,0} - T^{-1,0}),$$

$$p_{200} = p^{1,0} - 2p^{0,0} + p^{-1,0},$$

$$p_{102} = \Delta T^{½,0} - \Delta T^{-½,0} \text{ vagy } p_{102} = \frac{1}{2}(\Delta T^{1,0} - \Delta T^{-1,0}),$$

$$p_{201} = T^{1,0} - 2T^{0,0} + T^{-1,0},$$

$$p_{011} = T^{0,½} - T^{0,½} \text{ vagy } p_{011} = \frac{1}{2}(T^{0,1} - T^{0,-1}),$$

$$p_{020} = p^{0,1} - 2p^{0,0} + p^{0,-1}$$

$$p_{012} = \Delta T^{0,\frac{1}{2}} - \Delta T^{0,-\frac{1}{2}} \text{ vagy } p_{012} = \frac{1}{2}(\Delta T^{0,1} - \Delta T^{0,-1}),$$

$$p_{021} = T^{0,1} - 2T^{0,0} + T^{0,-1}.$$

A p_{101}, p_{102}, p_{011} és p_{012}-re vonatkozó formulákat olyan esetekben alkalmazzuk, amikor valamilyen okból kis hosszúságegységet választunk (pl. hiányos adatú térképen) és nem célszerű a teknő (gerinc) tengelyének közelében fekvő pontok tendenciaértékeit a térképről venni.

14. Az egység megválasztása

A hosszúságegység kiválasztásánál számításba kell venni, hogy matematikai szempontból a formulák annál pontosabbak lesznek, minél kisebb a választott egység. A nyomás, de különösen a tendencia adatok pontatlansága azonban a hosszúságegység csökkentése esetén az esetleges hibákat megnöveli. Ezenfelül a tendenciákat háromórás időközre olvassák le és a közvetlenül a teknő (gerinc) tengelyein fekvő tendenciákra pedig kihatással van a tengely áthaladása folytán előálló nyomásváltozás is. Ezért Petterssen azt ajánlja, hogy hosszúságegységül 3 meridián fokot válasszunk, mivel ez a korszerű szinoptikus állomáshálózat sűrűségéhez teljesen kielégítő.

Ami az időegységet illeti, tekintettel arra, hogy a tendenciák háromórás időközre vonatkoznak, időegységül 3 órát választunk.

15. A valódi és számított térképek közötti eltérés okai

Amellett, hogy a nyomási mezők analitikai extrapolációs módszerei további feldolgozást igényelnek, a valódi és számított térképek közötti eltérés a pontatlan adatok következtében áll elő. A műszerek hibái, hibás javítások, helytelen állomási magasságok, aminek következtében hibás lesz a tengerszintre átszámított légnyomás, az elfogadott hőmérsékleti gradiensek — mind az adatok pontosságában jutnak kifejezésre. A barográfról leolvasott tendencia nem mentes teljesen a durva hibáktól, úgyanakkor a tendencia szerepe a számításnál igen nagy. Az ilyen természetű hiba elkerülése végett célszerű, ha a térképen az izallobárokat gondosan megrajzoljuk, a háromórás tendencia nagyságát pedig a barométerek leolvasásai alapján adjuk meg.

A számítás eredménye függ a tengelyek szerencsés választásától is. Petterssen módszere ebben a tekintetben nem mentes a szubjektív elgondolástól és a helyes választást csak gyakorlat útján szerezhetjük meg.

A számítás kis időközre (18 óráig) sokkal kielégítőbb eredményeket ad, mint nagy időközre. Ez jelentős mértékben a pontatlan gyorsulástól függ, amely a legtöbb esetben túlzottan nagy érték, a t^2-vel való szorzás pedig megnöveli a hibát.

Ha a nyomási térképek számítása nem is ad még teljesen kielégítő mennyiségi eredményeket, azért az extrapolációs módszerek alapján a szinoptikus folyamatok fejlődésére vonatkozó minőségi előjelek nagy érdeklődésre tartanak számot.

A továbbiakban közöljük azokat a prognosztikai szabályokat, melyek a fentebb kifejtett általános tételekből következnek.

16. A nyomási középpontok mozgása

A köralakú vagy majdnem köralakú izobárokkal rendelkező nyomási középpontok az izallobárikus aszcendens irányában mozognak. Legyen ϑ az a szög, amelyet az x tengely a középpont mozgásának irányával bezár. A középpontnak a koordináta-tengelyek szerint vett C_{cx} és C_{cy} sebességi összetevőit a (13) és (15) formulák fejezik ki. Ekkor

$$\operatorname{tg} \vartheta = \frac{C_{cy}}{C_{cx}} = \frac{-p_{011} \cdot p_{200}}{-p_{101} \cdot p_{020}}. \tag{24}$$

Köralakú izobárok esetén a bárikus profil görbülete bármely tengely mentén azonos, vagyis $p_{200} = p_{020}$. Ezért $\operatorname{tg} \vartheta = \frac{p_{011}}{p_{101}}$. De p_{101} és p_{011} az izallobárikus aszcendens x és y tengely szerint vett összetevői; tehát $\operatorname{tg} \vartheta$ úgy tekinthető, mint az y tengely és

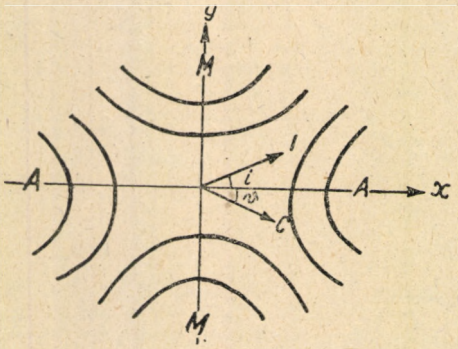
az izallobárikus aszcendens közötti szög tangense. Ez azonban azt jelenti, hogy az izallobárikus aszcendens iránya egybeesik a középpont sebességének irányával, amit be kellett bizonyítani.

Az 1. szabályt kiegészíti a 2. és 3.

2. A ciklonális középpontok az izallobárikus gradiens, az anticiklonális középpontok az izallobárikus aszcendens irányába mozognak.

Ez abból következik, hogy p_{200} és p_{020} a ciklonális középpontokra pozitív, az anticiklonális középpontokra negatív értékűek (a függvénynek minimuma van, ha a második diff.-hányados pozitív, maximuma van, ha negatív). Ha p_{200} és p_{020} pozitív, a sebesség iránya az izallobárikus aszcendens irányával ellentétes.

3. A nyeregpont olyan irányban mozog, amely az x tengelyhez viszonyítva szimmetrikus az izallobárikus aszcendenssel.



241. ábra. A nyeregpont áthelyeződéséhez

Az x tengelyt a 241. ábrának megfelelően választjuk ki. p_{200} és p_{020} a nyeregpontban különböző előjelűek. Választásunknak megfelelően $p_{200} < 0$. Ha a $p_{020} = -p_{200}$ helyettesítést elvégezzük, a (24) formulából kapjuk:

$$\operatorname{tg} \vartheta = -\operatorname{tg} i,$$

ahol i az x tengely és az izallobárikus aszcendens közötti szög.

4. A ciklonális vagy anticiklonális középpont a középponton átmenő izallobár normálisának irányában mozog. Ez következik abból, hogy a nyomási középpont sebessége az izallobárikus aszcendens vagy gradiens felé irányul. (1. és 2. szabály.)

5. A nyomási középpont sebessége egyenesen arányos az izallobárikus aszcendenssel és fordítottan arányos a bárikus profil görbületével.

Köralakú izobárok esetén, amikor $p_{200} = p_{020}$, azt írhatjuk, hogy

$$C_c = \frac{\sqrt{p^2_{101} + p^2_{011}}}{p_{200}} = \frac{I}{p_{200}}, \tag{25}$$

ahol I az izallobárikus aszcendens. Innen is következik, hogy a sebesség nem a tendencia nagyságától, hanem az izallobárikus mező aszcendensének vagy gradiensének nagyságától függ. A (25) összefüggés még három szabály megfogalmazását teszi lehetővé:

6. Azok a nyomási középpontok, amelyeknek éles profiljuk van (p_{200} nagy) *lassan mozognak.*

7. Azok a lapos nyomási középpontok, melyeket nagy izallobárikus gradiens (aszcendens) kisér, gyorsan mozognak.

8. A nyomási középpont stacionárius, ha a tendenciák minden irányban egyenlők ($I = 0$, $C_c = 0$).

A nem köralakú izobárokkal rendelkező nyomási középpontokra fennáll a következő szabály:

9. A nagyon elnyujtott izobárú középpont rendszerint saját nagytengelyének irányában mozog.

Ez könnyen látható a (24) formulából, ha p_{200}-t p_{020}-hoz viszonyítva nagyon kicsinynek vesszük, p_{101}-t pedig majdnem azonosnak vesszük p_{011}-gyel, ami közel áll a valóságos feltételekhez. Ennek következtében $\operatorname{tg} \vartheta$ zérushoz tart, vagyis a sebesség iránya egybeesik az x tengellyel.

Nyilvánvaló, hogy az elliptikus izobárokkal rendelkező középpont sebességének iránya valahol a tengely és az izallobárikus aszcendens között kell legyen. Ha ezt a tételt a ciklonra vonatkoztatjuk, a következőképpen fogalmazható meg:

10. Az elliptikus izobárokkal rendelkező ciklonális középpont mozgásának iránya az izallobárikus gradiens és a nagy tengely között fekszik, az utóbbihoz annál közelebb, minél elnyúltabbak az izobárok.

A nyomásrendszerek mozgási sebességnek kiértékelésére a következő szabályt dézzük :

11. Nagyon elnyúlt izobárokkal rendelkező nyomási középpontoknál a gyorsulás, valamint a sebesség is a hosszabb tengely felé irányul, ennek következtében a középpontok trajektórái egyenes vonalak.

Valóban, ha *pl.* p_{200} nagyon kicsiny, p_{020} pedig nagy, akkor (14) és (16) szerint A_x lényegesen nagyobb lesz A_y-nál, ami a gyorsulás irányát a nagy tengelyhez közel eső irányúvá teszi.

Ha p_{200} értéke közel esik p_{020} értékéhez, akkor A_x és A_y között nem lesz nagy különbség, ami jelentős mértékben megnyilvánul a gyorsulás irányában is.

Így :

12. Köralakú középpontok gyorsulása bármilyen irányú lehet. Az ilyen középpontok trajektóriái köralakúak.

13. A nagyon elnyujtott alakú nyomási középpontok gyorsulása kicsiny, mivel itt p_{200} *és* p_{020} *nagy,* tehát A_x és A_y kicsiny.

17. A légnyomási rendszerek fejlődése

A nyomásrendszerek kimélyülésére vonatkozó formulákból adódnak a következő szabályok :

14. A nyomási középpont kimélyülésének sebessége a benne található nyomási tendenciával egyenlő [lásd a (23) formulát].

15. A kimélyülés sebessége a középponton átmenő és a középpont sebességének irányára merőleges egyenes mentén az ezen a vonalon található nyomási tendenciával egyenlő. A szabály a (20) formulából következik. A ∇p tag a sebességre merőleges irányban eltűnik, mivel ∇p aszcendense a középponthoz sugaras irányú.

Ez a szabály lehetőséget ad arra, hogy a bárikus terület említett egyenesén fekvő egész sor pontra számítás nélkül meghatározzuk a kimélyülés nagyságát. Ezzel együtt a nyomási gradiens (aszcendens) növekedése is meghatározható a sebesség irányára merőleges bárikus profilban.

A 14. és 15. szabály alapján azt mondhatjuk, hogy

16. a ciklonális középpont akkor mélyül ki (töltődik fel), amikor a zérus izallobár a középponton átmenő és a sebesség irányára merőleges vonal mögött (előtt) halad át ;

17. az anticiklonális középpont akkor erősödik meg, (gyengül), amikor a zérus izallobár a középponton átmenő és a sebesség irányára merőleges vonal mögött (előtt) halad át.

A 16. és 17. szabályokhoz hasonló szabályok fogalmazhatók meg a légnyomási teknőkre és gerincekre is. A sebességre merőleges vonalnak ezekben az esetekben maga a teknő vagy gerinc tengelye felel meg.

Ha a meleg szektorral biró ciklonban az x tengely a meleg szektor izobárjainak irányába mutat, akkor $\frac{\partial p}{\partial x} = 0$ és (20) alapján a következő szabályhoz jutunk :

18. A kimélyülés sebessége a meleg szektor területén a meleg szektor tendenciájával egyenlő. Sőt, mint Petterssen kimutatta, *a meleg szektorral rendelkező ciklon gyorsulás nélkül, egyenletesen mélyül ki.*

Annak meghatározására, hogy növekszik-e vagy csökken a nyomási középpont intenzitása (a benne észlelhető nyomási gradiens nagysága), másszóval, hogy meghatározzuk a ciklon vagy anticiklon intenzitását, a p_{200} és p_{020} bárikus profil görbületének intenzitását vesszük alapul.

Mozgó koordináta-rendszerben ezek nagyságának változását a következő egyenletek adják :

$$\frac{\delta p_{200}}{\delta t} = \frac{\partial p_{200}}{\partial t} + C \nabla p_{200} ,$$

$$\frac{\delta p_{020}}{\delta t} = \frac{\partial p_{020}}{\partial t} + C \nabla p_{020} .$$

A nyomási középpontban azonban az egyenletek jobboldalán álló második tag zérussá válik, ahonnan

$$\frac{\delta p_{200}}{\delta t} = p_{201} \tag{26}$$

$$\frac{\delta p_{020}}{\delta t} = p_{021}. \tag{27}$$

De $p_{201} = T^{1,0} - 2T^{0,0} + T^{-1,0}$ és $p_{021} = T^{0,1} - 2T^{0,0} + T^{0,-1}$

a tendencia-profil görbületének nevezhető.

Így a bárikus profilok görbültségének változását a tendencia profilja határozza meg, amely a bárikus profilhoz hasonlóan épül fel.

Számításba véve, hogy ciklonban p_{200} és $p_{020} > 0$, anticiklonban < 0, kapjuk:

19. A ciklonális középpont intenzitása növekszik, ha a tendencia profiljai ciklonális görbületűek (homorúak) *és csökken, ha anticiklonális görbületűek* (domborúak).

20. Az anticiklonális középpont intenzitása növekszik, ha a tendencia profilja anticiklonális görbületűek (domborúak) *és csökken, ha ciklonális görbületűek* (homorúak)

A (26) és (27) formulák alapján mondhatjuk, hogy:

21. a nyomási középpontok intenzitásának növekedése vagy csökkenése a tendenciai profil görbületének nagyságával egyenlő.

18. A frontok mozgása

A (17) formulából következik:

22. *A front mozgásának sebessége a front két oldalán észlelt tendenciák algebrai különbségével egyenesen, a nyomási gradiensnek a fronton észlelt szakadásával fordítottan arányos.* Másszóval, a front annál gyorsabban mozog, minél nagyobb a front két oldalán található tendenciák közötti különbség és minél gyengébben fejlett a frontális teknő.

23. Az éles légnyomási teknővel összefüggő frontok lassan mozognak, mivel ekkor nagy a nyomási gradiensekben beálló szakadás és (17) nevezője szintén nagy lesz.

24. A front stacionárius, ha a tendenciák a front mindkét oldalán egyenlők.

Ebben az esetben $C_f = 0$. Mivel azonban a frontot a nyomási gradiensek szakadásának kell kísérnie, ezért (17) szerint $\frac{\partial p_1}{\partial x} - \frac{\partial p_2}{\partial x} \gtrless 0$. Tehát szükséges, hogy $\frac{\partial p_1}{\partial t} - \frac{\partial p_2}{\partial t} = 0$. Ebből következik, hogy *nem stacionárius frontot nem szabad ott megvonni, ahol nincs szakadása a nyomási tendenciáknak.*

Az izobárokkal párhuzamos frontok *csak abban az esetben stacionáriusak,* ha a $\frac{\partial p_1}{\partial t} - \frac{\partial p_2}{\partial t} = 0$ feltétel teljesül; más esetben ezek is, mint minden más front, a legalacsonyabb tendenciák irányába helyeződnek át. Ez a megjegyzés különösen fontos a két ciklon között fekvő hideg levegőnyelvre, vagy az anticiklon déli peremén fekvő hideg frontra. A hideg levegő mindkét esetben dél felé áramlik, jóllehet a hideg frontok párhuzamosak az izobárokkal.

19. Az okklúzió sebességétől függő ciklontípusok

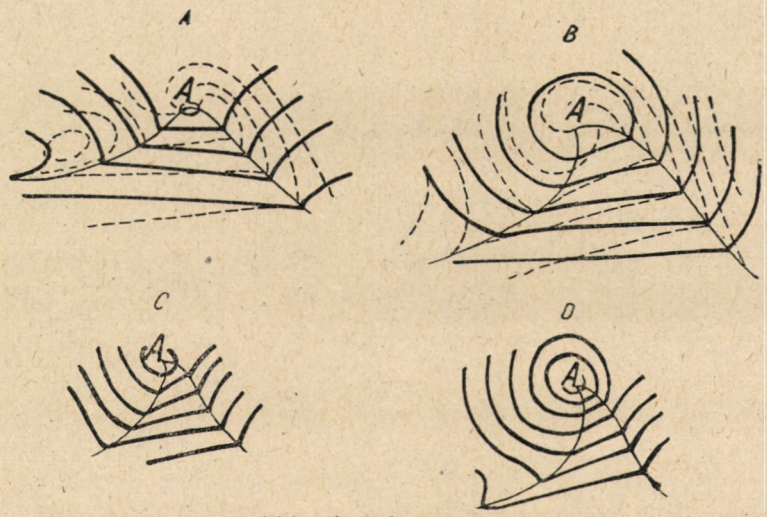
A ciklonok okkludálódási sebességének kérdését általában nem nehéz megoldani, ha a meleg és hideg frontok sebességét és gyorsulását ismerjük valamilyen tengely mentén. A gyakorlatban azonban a gyorsulás, de különösen a frontális szakadásokra vonatkozó számítás igen nagy nehézséget okoz. Az elmélet útján kapott eredmények erős eltérést mutathatnak a gyakorlati értékektől, ezért Petterssen részletesen analizálta a front gyorsulására vonatkozó formulát (18) abból a célból, hogy a különböző típusú izobárok és izallobárokhoz tartozó gyorsulás előjelét meg lehessen határozni. A kapott eredmények számítás nélkül is lehetővé teszik annak eldöntését, hogy a ciklon meleg és hideg frontja milyen esetekben lesz gyorsuló vagy lassuló, tehát hogy az okklúzió folyamata milyen esetekben lesz gyorsabb vagy lassúbb.

A különböző típusú ciklonok gyorsulására vonatkozó eredmények nagy vonásokban a következőket mutatják:

1. Az *A* típust (242. ábra) a meleg front előtt és a hideg front mögött anticiklonális, görbületű szimmetrikus nyomáseloszlás és széles, egyenesvonalú izobárokkal rendelkező meleg szektor jellemzi.

Ennél a típusnál a meleg front bármely (például p_1) pontjának gyorsulása kelet felé (jobbra) irányul (pozitív irány). A meleg szektor csúcsában a Q pont gyorsulása dél felé irányul. A hideg fronton a ciklon középpontjának közelében (pl. a p_2 pontban) a gyorsulás lehet pozitív vagy negatív, az izallobárikus aszcendens irányától függően. A ciklon középpontjától távolabb eső p_3 pont gyorsulása mindig negatív.

Ilyen gyorsuláseloszlás mellett a ciklon dinamikusan stabilis hullám: a meleg front előrenyomul, miközben a ciklon középpontja a főfront mentén helyeződik át; a frontnak a meleg szektor csúcsánál fekvő darabjai dél felé ereszkednek le és a ciklon hátoldalát alkotják; a hideg front lassúbb mozgásúvá vált peremrésze fokozatosan megállapodik.



242. ábra. Ciklontípusok Petterssen szerint

Az *A* típusú ciklon nagyon lassan okkludálódik és ritkán fejlődik ki nagy örvényléssé.

2. *B* típus. A meleg és hideg front közelében a hideg levegőben az izobárok ciklonális görbületűek, a meleg szektorban egyenes vonalúak, vagy gyengén negatív görbületet mutatnak.

Az ilyen típusú ciklon gyorsan okkludálódik, mivel a hideg front gyorsabban (a légnyomási teknő gyengén fejlett), a meleg front lassabban mozog (a teknő erősen fejlett). A fiatal ciklonok legnagyobb része, legalábbis központi részüket tekintve, ehhez a típushoz tartozik.

3. A *C* típus *A* típusú meleg front és *B* típusú hideg front kombinációjából áll és mindkét front gyorsulással mozog. Ennek következtében a ciklon lassabban okkludálódik, mint a *B*, de sokkal gyorsabban, mint az *A* típus.

A fordított kombináció: *B* típusú meleg és *A* típusú hideg front gyakorlatilag igen ritka.

4. A *D* típus nagyon gyakori és a fentemlített három típus kombinációjából áll, kapcsolódásuk a következő: az L_1 vonal *B*, L_2 *C*, L_3 *A* típusú. A ciklon a középpont közelében gyorsan okkludálódik és déli részén hosszú ideig megmarad a meleg szektor. A hideg front déli része stacionáriussá válik és rajta a ciklon-szériának új tagjai képződhetnek.

20. Az okkludált ciklon

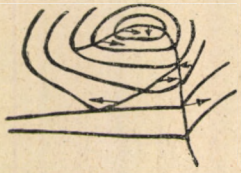
A gyorsulás eloszlása a hajlott okklúziójú ciklon frontjain a 243. ábrán látható. Ez a ciklonok főbb típusainak analíziséből következik.

Hogy kedvezőek-e az okklúzió feltételei, azt a gyorsulás számítása nélkül is megtalálhatjuk, ha előre kielemezzük a meleg (C_w) és hideg frontok (C_k) sebességének különbségét. A (17) formula alapján

$$C_w = -\frac{\frac{\partial p_1}{\partial t} - \frac{\partial p_2}{\partial t}}{\frac{\partial p_1}{\partial x} - \frac{\partial p_2}{\partial x}}, \quad C_k = -\frac{\frac{\partial p_3}{\partial t} - \frac{\partial p_4}{\partial t}}{\frac{\partial p_3}{\partial x} - \frac{\partial p_4}{\partial x}}.$$

Itt az 1 és 4 indexek a hideg levegőre, a 2 és 3 indexek a meleg levegőre vonatkoznak. Ha az x tengely a meleg szektor izobárjának irányába esik, akkor

$$\frac{\partial p_2}{\partial x} = \frac{\partial p_3}{\partial x} = 0.$$



243. ábra. Gyorsulás az okkludált ciklonban

Ha a nyomáseloszlást a ciklon elülső és hátoldala mentén szimmetrikusnak vesszük, kapjuk

$$\frac{\partial p_1}{\partial x} = -\frac{\partial p_4}{\partial x},$$

ahol mindig fennáll, hogy $\frac{\partial p_1}{\partial x} > 0$ és $\frac{\partial p_4}{\partial x} < 0$, mivel mindkét érték a tengelyek menti nyomási aszcendens összetevőjét állítja elő. A sebesség nagyságát, amellyel a hideg front utóléri a meleget, a

$$C_k - C_w = \frac{\frac{\partial p_1}{\partial t} - \frac{\partial p_2}{\partial t} - \frac{\partial p_3}{\partial t} + \frac{\partial p_4}{\partial t}}{\frac{\partial p_1}{\partial x}}$$

különbség adja.

Ha a meleg szektor $\frac{\partial p_2}{\partial t}$ és $\frac{\partial p_3}{\partial t}$ tendenciái negatív értékek, a tört számlálójában 3 pozitív minimum-érték lesz (a $\frac{\partial p_1}{\partial t}$ kivételével), aminek következtében a $C_k - C_w$ különbség aránylag nagy marad.

Ílymódon a meleg szektor negatív tendenciái elősegítik a ciklon okklúzióját.

Ha a hideg front mögötti $\frac{\partial p_4}{\partial t}$ nyomásnövekedés nagyobb, mint a meleg front előtti $\frac{\partial p_1}{\partial t}$ nyomáscsökkenés, ez ugyancsak kedvező körülmény az okklúzió kialakulására, mivel a $C_k - C_w$ különbség, vagyis az a sebesség, amellyel a hideg front a meleget megközelíti, nagyobb lesz.

75. §. I. A. Kibel módszere[1]

A 31. és 59. paragrafusokban I. A. Kibel elméletének alapformuláival foglalkoztunk. Ezeket a formulákat a légnyomás, a hőmérséklet és a szél előre történő kiszámítására alkalmazzák.

Itt nem bocsátkozhatunk a számítás technikai részleteibe, hanem csak az elmélet alkalmazásának néhány általános mozzanatára mutatunk rá.

[1] Írta: A. Sz. Zverev.

1. Az első közelítés. A számítás grafikus módszere

A (31., 21. és 22.) pontjainak megfelelően

$$\frac{\partial p_0}{\partial t} = \frac{\partial \Theta}{\partial y}\frac{\partial p_0}{\partial x} - \frac{\partial \Theta}{\partial x}\frac{\partial p_0}{\partial y} \tag{1}$$

és

$$\frac{\partial T_0}{\partial t} = \frac{\partial \Theta}{\partial y}\frac{\partial T_0}{\partial x} - \frac{\partial \Theta}{\partial x}\frac{\partial T_0}{\partial y}. \tag{2}$$

$A\ \frac{\partial p_0}{\partial t} = u\frac{\partial p_0}{\partial x} + v\frac{\partial p_0}{\partial y}$ formulának a hőmérséklet időbeli lokális változására vonatkozó hasonló formulával való összehasonlítása azt mutatja, hogy a légnyomás és hőmérséklet a Θ = konst. izovonal (izotéta) mentén »helyeződik át«

$$u = \frac{\partial \Theta}{\partial y},\quad v = -\frac{\partial \Theta}{\partial x}$$

sebességgel.

Így, ha megszerkesztjük a $\Theta = \alpha T_0 + \beta p_0$ izovonalat, akkor a nyomás- és hőmérsékletváltozás előrejelzése első közelítésben az észlelt T_0 és p_0 értékeknek az izotéta-menti

$$V = \frac{d\Theta}{dn} \tag{3}$$

sebességgel történő áthelyeződésével valósítható meg.

Az áthelyeződés irányának meghatározása ugyanúgy történik, mint izobárok esetén — Θ kis értékei az áthelyeződés irányának baloldalára esnek. Ha Θ kis értékei északon találhatók, akkor »az áthelyeződés« nyugatról kelet felé történik. Ha pl. az áthelyeződés sebessége 40 km/óra, akkor az adott pontban egy nap mulva olyan nyomási és hőmérsékleti értékeket kell várni, mint amilyet az adott pillanatban a 960 km-re nyugatra eső pontban észlelnek.

A gyakorlatban az izotéta helyett a

$$K = \frac{\alpha}{\beta}T_0 + (p_0 - 1000) \tag{4}$$

izovonal értékét számítják, ahol T_0 a Celsius fokokban kifejezett hőmérséklet. Ezt az izovonalat szintén izotétának nevezik.

Nyomástopográfiai térkép esetén p_0 és T »áthelyeződése« az AT_{700}-as izohipsza mentén történik. Az »áthelyeződés« sebessége az ebben a szintben uralkodó gradiens szél 0,8-szoros sebességének felel meg. Az izotéta térképről a nyomástopográfiai térképre való átmenet lehetőségére az 59. §.-ban mutattunk rá, mivel (**59,1**)-nek megfelelően

$$\frac{\partial \Theta}{\partial x} = \frac{g}{l}\frac{T_s}{T_H}\frac{\partial H}{\partial x}$$

vagy

$$\frac{\partial \Theta}{\partial x} = m\frac{\partial H}{\partial x}, \tag{5}$$

ahol H a 3—4 km-es szintben fekvő izobárfelület magassága.

Az izotéta térkép és az AT_{700}-as izohipsza térképnek fenti egyezését a gyakorlat elég jól igazolja, ha a földközeli hőmérsékletek, melyek szerint Θ (vagy K) kiszámítása történt, eléggé reprezentatívek voltak.

2. A számítás analitikai módszere

$A \frac{\partial p_0}{\partial t}$ és $\frac{\partial T_0}{\partial t}$ értéke az izotéta megszerkesztése nélkül analitikusan is meghatározható. Ehhez az szükséges, hogy a nyomás és hőmérséklet diff.-hányadosait a szinoptikus térkép alapján határozzuk meg.

Vezessük be rövidség kedvéért az $f_x = \frac{\partial f}{\partial x}$, $f_y = \frac{\partial f}{\partial y}$, $f_{xx} = \frac{\partial^2 f}{\partial x^2}$ stb. jelöléseket, ahol f alatt a szinoptikus térképen szereplő (pl. T_o, p_o, K) értékeket értjük. A diff.-hányadosoknak ezekből az értékekből történő kiszámítására a következő módszert alkalmazzuk.

p és T értékének analítikus módszer segítségével az 0 pontra vonatkoztatott (24 órai) előrejelzésénél az 0 pont körül $r = 400$—750 km-es sugárral kört rajzolunk (minél nagyobb az áthelyeződés sebessége, annál nagyobb sugarat veszünk). Gyakorlatban a szinoptikus térkép adott területére ráhelyezünk egy átlátszó anyagból készült körlapot, melyre előre megállapított sugarú koncentrikus köröket rajzolunk (legalkalmasabb az $r = 500$ km vagy $r = 0{,}5$ az alkalmazott egységrendszerben). A körön 8 pontot jelölünk ki, melyek mindegyikének meg van a száma, mint ez a 244. ábrán látható. Ugyanezekkel az indexekkel jelöljük az ebben a pontban a szinoptikus térkép alapján meghatározott p légnyomás, T hőmérséklet, K és általában f értékeit.

Fennállnak a következő formulák:

$$\left.\begin{aligned} f_x &= \frac{1}{4r}\,[f_1 - f_3 + 0{,}7(f_5 + f_8 - f_7 - f_6)\,], \\ f_y &= \frac{1}{4r}\,[f_2 - f_4 + 0{,}7(f_5 + f_6 - f_7 - f_8)\,], \\ f_{xx} &= \frac{1}{r^2}\,(f_1 + f_3 - 2f_0), \\ f_{yy} &= \frac{1}{r^2}\,(f_2 + f_4 - 2f_0), \\ f_{xy} &= \frac{1}{2r^2}\,(f_5 + f_7 - f_6 - f_8). \end{aligned}\right\} \qquad (6)$$

Durva számításoknál az első két formula helyett a következő formulákat alkalmazhatjuk:

$$\left.\begin{aligned} f_x &= \frac{1}{2r}\,(f_1 - f_3), \\ f_y &= \frac{1}{2r}\,(f_2 - f_4). \end{aligned}\right\} \qquad (6')$$

A K_x és K_y értékeket az ismert T_x, p_x, T_y, p_y alapján számítjuk ki, ha az α együttható minden pontban egyforma. Ha pedig a különböző pontokban az α együttható nem azonos, akkor az 1, 2 ... 8 pontokban kiszámíthatjuk a $K = 2\alpha T + p$ értéket, majd K_x és K_y-t a két első formula alapján határozzuk meg (6).

A légnyomás és hőmérsékleten kívül Kibel módszere a szél előrejelzését is lehetővé teszi.

A szélsebesség koordináta-tengelyek szerint vett összetevőit, melyeknek kölcsönös helyzetét a 244. ábra tünteti fel, a következő formulák adják:

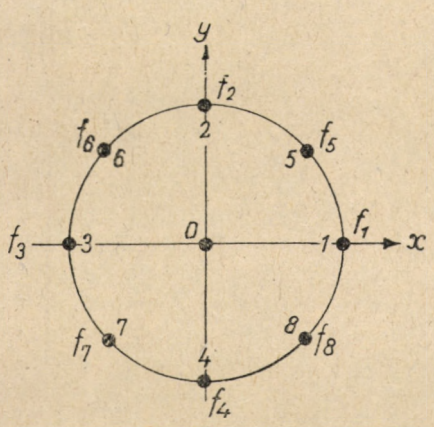
$$\left.\begin{aligned} v_x &= -0{,}3(2p_y + T_y z) + 0{,}012(4\alpha - z)\,\Delta_y t, \\ v_y &= 0{,}3(2p_x + T_x z) - 0{,}012(4\alpha - z)\,\Delta_x t. \end{aligned}\right\} \qquad (7)$$

A talajmenti szélre $z = 1$, de a földközeli súrlódás hatását is figyelembevéve, a kapott irány 30°-os szöggel balra fordul, a sebességet pedig 0,6-del kell megszorozni.

A formulákban

$$\Delta_x = T_{xx} p_y + T_x p_{xy} - T_{xy} p_x - T_y p_{xx};$$
$$\Delta_y = T_{xy} p_y + T_x p_{yy} - T_{yy} p_x - T_y p_{xy}.$$

Kibel első közelítése azonban elvileg nagyon korlátozott, mivel *csak a változatlan nyomás transzlációját adja meg és nem veszi számításba a nyomási képződmények intenzitásának változását.* Ezért az erősen feltöltődő vagy kimélyülő ciklon középpontjának környezetében tudatosan nagy lesz a hibaforrás, mivel az első közelítés a középpontban változatlannak tételezi fel a nyomást. Azonban még az ilyen leegyszerűsített szkéma is értékes adatokat nyujthat a nyomási középpontok és frontok áthelyeződésére vonatkozólag (ha a pont a hőmérsékleti mezőben beállt szakadás határára helyeződik), annál is inkább, mivel a grafikus módszerrel való számítás nagyon gyorsan elvégezhető. Nagyjelentőségű az az előnye is, hogy nem kötelező a nyomástopográfiai térkép használata.



244. ábra. Vázlat az első közelítés alapján történő számításhoz

3. *A második közelítés*

I. A. Kibel módszerének második közelítése a nyomási képződmények fejlődésének számítására vonatkozik. A számítás analitikusan történik a (**31.**, 25.) formula felhasználásával, amely a fentebb bevezetett jelölések felhasználásával a következő alakba írható:

$$\left(\frac{\partial p_0}{\partial t}\right) = A\,[T_x T_y (\tilde{\Theta}_{yy} - \tilde{\Theta}_{xx}) + (T_x^2 - T_y^2)\,\Theta_{xy}]. \qquad (8)$$

Ebben a formulában $\tilde{\Theta}$ és az első közelítésben szereplő Θ között jelentéktelen a különbség (mint a 31. §-ban említettük, a különbség az α és $\tilde{\alpha}$ együtthatók közötti különbségnek felel meg).

Sokkal jelentősebb az a tény, hogy a második közelítés alapján történő előrejelzés már számításba veszi az izotéták időbeli változását is. Ezért a p_0 és T_0 változásának a második közelítéssel való előrejelzésénél ezeknek az elemeknek az »áthelyeződése« a $\left(\frac{\partial p_0}{\partial t}\right)_1$ összetevő kiszámításánál az izotétának a prognózis időtartamára vonatkozó előfordulása figyelembevételével történik. Az izotéták irányváltozására könnyen levezethető a következő formula:

$$\frac{\partial \tilde{\Theta}}{\partial t} = A\beta\,[T_x T_y (\tilde{\Theta}_{yy} - \tilde{\Theta}_{xx}) + (T_x^2 - T_y^2)\,\tilde{\Theta}_{xy}]. \qquad (9)$$

Nem sokkal bonyolultabb a (8) formulánál a hőmérséklet előrejelzésére vonatkozó formula, ez azonban kevésbbé fontos.

Nagy pontosság érhető még el a nyomásváltozás »gyorsulására«, vagyis a második differenciálhányadosok kiszámítására vonatkozó számításoknál. Ekkor az egy napra előrejelzett p_t légnyomást a

$$p_t = p_0 + \left(\frac{\partial p_0}{\partial t}\right)_1 + \left(\frac{\partial p_0}{\partial t}\right)_2 + \frac{1}{2}\left(\frac{\partial^2 p_0}{\partial t^2}\right) \tag{10}$$

formula állítja elő.

4. I. A. Kibel módszerének jelentősége

Az 59. §.-ban láttuk, hogy I. A. Kibel természetes koordinátákban kifejezett egyenleteinek minőségi analízise alapján milyen messzemenő következtetéseket lehet tenni a légkörben lezajló folyamatok tisztázása terén. Az elmélet alapján sok tapasztalati szabály pontosabb lett és sok szabály elméleti alapra helyeződött. De a Kibel-módszer alapján a légnyomás, a hőmérséklet és a szél mennyiségi előrejelzése is a legtöbb esetben jól egyezik a tényleges értékekkel.

Mindezek ellenére Kibel módszerét nem úgy kell tekinteni, mint amely már kimerítően megoldotta a szinoptikus helyzet előre való kiszámításának problémáját. A kapott formulák a hidro-termodinamika egyenleteinek csak közelítő megoldását adják, bizonyos egyszerűsített feltevések mellett. Ez lehetőséget ad a módszer pontosabbá tételére és további általánosítására.

Az analítikus módszerrel történő számítás még eléggé terjedelmes és pontossága erősen függ a meteorológiai és aerológiai észlelések pontosságától. Ebben a tekintetben is fennáll a módszer további korszerűsítésének lehetősége.

Sokkal fontosabb azonban az, hogy Kibel módszerével a szinoptikus meteorológia fejlődésében új korszak kezdődik, amikor a szinoptika és az elemi extrapoláció minőségi meggondolásait az elméletileg megalapozott számítás váltja fel.

5. A légnyomási mező kiszámítása Pogoszjan és Taborovszkij szerint

Ismeretes, hogy van olyan H magasság, amelyben a légnyomás advektív változását ellensúlyozza a hőmérséklet advektív változása. Az alsó troposzférában ezek a változások fordított előjellel folynak le (a lehülésnek advektív nyomásnövekedés, a felmelegedésnek advektív nyomáscsökkenés felel meg). Ebben a szintben tehát a nyomás csak dinamikusan változik. A H magasság közelítőleg a 700 mb-os izobárfelület magasságának felel meg. Ezért az AT_{700} izallohipszái fokmérői a nyomás dinamikus változásának, melyet ε-nal jelölünk.

A nyomási mező előrejelzése Pogoszjan és Taborovszkij szerint úgy történik, hogy a földközeli nyomási mezőnek az AT_{700} izohipszák menti áthelyeződéséhez hozzáadjuk ε értékeit. Ha dekaberkekben számoltunk, akkor az összeadásnál ε értékét 0,8-del kell megszorozni. Pogoszjan és Taborovszkij módszerét itt részleteiben nem ismertethetjük.

IX. FEJEZET

AZ IDŐJÁRÁS ELŐREJELZÉSE

Ebben a fejezetben az időjárás előrejelzésének elveit és annak gyakorlati végrehajtását fogjuk ismertetni. Ez az előrejelzés a szinoptikus helyzet prognózisából következik és mint valamennyi szinoptikus munkafolyamat végleges eredménye kerül felhasználásra. A feladat alapvető megoldását a szinoptikus helyzet prognózisa jelenti, de az időjárás előrejelzésére bizonyos fokig a helyi megfigyelések vagy az időjárási jelenségek statisztikai elemzéséből levont következtetések is felhasználhatók.

Az időjárás előrejelzésének alapvető eljárása »az időjárás áthelyeződésének« alapelvén nyugszik (lásd 21. §). Az időjárás a légtömegekkel, frontokkal és örvénylésekkel együtt »áthelyeződik a térben«. Ezzel egyidejűleg azonban az említett szinoptikus elemek fejlődésével az időjárás is változik. Az időjárás változása általában a szinoptikus elemek áthelyeződésével és átalakulásával jellemezhető. Nem szabad azonban ilyen »általános szabályként« felfogni az időjárás valamennyi lehetséges és bonyolult esetét. A szinoptikában itt is az *adott* konkrét helyzet gondos analíziséhez, a szinoptikus feltételek és a jelenlegi időjárás közötti kapcsolat megállapításához kell folyamodnunk. Szükséges tehát, hogy a jelenségek fizikai eredetét világosan lássuk.

A prognózis formájának szabatosnak, célszerűnek és ellenőrizhetőnek kell lenni. A prognózisok megszövegezésével valamint az ellenőrzés és kiértékelés problémájával mi is fogunk foglalkozni ebben a fejezetben.

76. §. A hőmérséklet előrejelzése

1. A hőmérséklet változásának alapvető okai

Ha az Euler-operátort a hőmérséklet időbeli változására alkalmazzuk, a következő kifejezést kapjuk :

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{dT}{dt} - V \cdot \nabla T, \tag{1}$$

ahol a baloldal a hőmérséklet helyi változását, a jobboldali rész első tagja a hőmérséklet individuális, a második tagja az advektív változását jelenti ; **V** a sebesség vektora, ∇T a hőmérséklet aszcendense, a pont a szkaláris szorzás jele.

Tehát a hőmérséklet $\frac{\partial T}{\partial t}$ helyi változása az adott pontban (aminek az előrejelzését is adjuk) függ *a légtömegen belüli individuális változásától és a termikus advekciótól*, vagyis a levegőnek a hőmérsékleti gradiensnek megfelelő vagy azzal ellentétes irányú áthelyeződésétől. Ez a két tényező rendszerint egyidejűleg hat : a levegő áthelyeződik és ugyanakkor felmelegszik vagy lehül. Különleges esetekben egyik vagy másik tényező teljesen elhanyagolható. Így pl. ha a levegő termikusan homogén tenger fölött a szélességi körök mentén gyorsan mozog, akkor az individuális változás gyakorlatilag zérusnak tekinthető. Ezzel szemben szárazföld fölött fekvő stabilis anticiklonban a hőmérséklet-változások csaknem teljesen individuálisak lesznek és a hőmérséklet napi menete a földfelszín hőmérsékletének napi menetéhez igazodik.

Vizsgáljuk most meg az (1) egyenlet jobboldali részének mindkét tagját külön-külön. Az advektív tag nyilván annál nagyobb, minél nagyobb a horizontális hőmérsékleti gradiens, minél nagyobb a szél sebessége és minél közelebb esik egymáshoz a két vektor iránya. Ha a két vektor merőleges egymásra, vagyis ha a levegő az izotermák irányában helyeződik át, az advektív tag zérus. Az individuális tag sokkal bonyolultabb. Analíziséhez a termodinamika első törvényét használjuk fel a következő formában (**3**, 15) :

$$\frac{dT}{dt} = \frac{1}{c_p}\frac{dQ}{dt} + \frac{AR}{c_p}\frac{T}{p}\frac{dp}{dt}. \tag{2}$$

Ha ebbe az egyenletbe $\frac{dp}{dt}$ helyett behelyettesítjük az Euler-formula alapján vett

$$\frac{dp}{dt} = \frac{\partial p}{\partial t} + \mathbf{V}\cdot\nabla p = \frac{\partial p}{\partial t} + \mathbf{V}_2\cdot\nabla_2 p + w\frac{\partial p}{\partial z} \tag{3}$$

értékét, kapjuk

$$\frac{dT}{dt} = \frac{1}{c_p}\frac{dQ}{dt} + \frac{ART}{c_p p}\frac{\partial p}{\partial t} + \frac{ART}{c_p p}\mathbf{V}_2\cdot\nabla_2 p + \frac{ART}{c_p p}w\frac{\partial p}{\partial z}. \tag{4}$$

Amint látjuk, a hőmérséklet individuális változása több olyan tagból áll, amelyek különböző tényezők hatását fejezik ki. Az első tag a nem-adiabatikus felmelegedés vagy lehülés hatását, a következő három az adiabatikus tényezők hatását fejezi ki. A második (izallobárikus) tag a nyomás helyi változásával, a harmadik (izobárikus) tag a levegő horizontális áthelyeződése során fellépő advektív nyomásváltozással, a negyedik tag a levegő vertikális áthelyeződésével járó adiabatikus nyomásváltozással van összefüggésben.

A tagok elemzését a végéről kezdjük. A levegő *adiabatikus felemelkedése* általában nem jut kifejezésre a földközeli hőmérsékletben. A levegő *adiabatikus lesüllyedésének* a földfelszínen csak különleges orográfiai feltételek, fön esetén van jelentősége. A levegőnek *az izobárokon keresztül történő áthelyeződése* (a végéről számított második tag) nem okoz lényeges hőmérsékletváltozást. Például, ha a nyomás gradiense 2 mb/egyenlítői fok és az izobár normálisába eső szélösszetevő 5 m/sec, p és T normál értékei mellett a hőmérsékletcsökkenés 0,03° óránként, vagyis 33 órára 1°, tehát teljesen jelentéktelen. Ugyanilyen kicsiny az *izallobárikus hatás* is (a végéről számított harmadik tag). Ha nagyon

erős a nyomási tendencia, pl. 3 órára 6 mb, akkor a hőmérsékletváltozás ez alatt az idő alatt a 0,4°-ot is elérheti, az ilyen erős tendencia azonban nem sokáig állhat fenn.

A hőmérséklet saját változását tehát *a nem-adiabatikus hatás dönti el*, melyet a (4) egyenlet első tagja fejez ki. Ennek a hatásnak a természete különböző lehet. Mindenekelőtt a földfelszíni levegő felmelegedhet vagy lehülhet: 1. molekulárisan és különösen a turbulens hőkicserélődés folytán; 2. a Nap direkt és szórt sugárzásának elnyelése útján, a földfelszín és a légkör magasabban fekvő rétegeinek besugárzása, valamint a földfelszín és a magasabban fekvő rétegek felé irányuló kisugárzás útján. A gyakorlatban azonban nem különböztetünk meg kétféle hőkicserélődést, mivel a sugárzás csak másodrendű és a tubulenciát kísérő jelenség. Fontos azonban annak a megkülönböztetése, hogy a hőkicserélődés mozgó vagy nyugvó levegőben történik. Az első esetben a hőmérséklet saját változása a földfelszíni hőmérsékleti gradiens irányába eső advekciós összetevő eredménye. A második esetben a földfelszín napi felmelegedésének vagy lehülésének eredménye és szorosan összefügg a felhőzeti viszonyokkal. A hőmérséklet változásának első típusa a meleg és hideg légtömegekre, a második a helyi légtömegekre jellemző. A két tényező végül kölcsönhatásban is lehet, aminek következtében a szárazföld fölött mozgó légtömegben a hőmérsékletnek jelentékeny napi menete lehetséges.

2. *Az előrejelzés kérdésének megfogalmazása*

Arra a következtetésre jutottunk tehát, hogy a hőmérséklet *helyi változásának* előrejelzéséhez általában szükséges:

1. a levegő áthelyeződésének és a vele összefüggő advektív hőmérsékletváltozás prognózisának összeállítása;
2. földfelszíni hőmérsékleti eloszlás számításba vétele és az individuális hőmérsékletváltozás azon részének előrejelzése, amely a levegőnek a termikusan inhomogén felszín fölötti áthelyeződésével függ össze;
3. a felhőzeti körülmények előrejelzésének összeállítása és ennek alapján a földfelszín hőmérsékletének napi menetével összefüggő individuális hőmérsékletváltozás előrejelzése.

A gyakorlatban a felsorolt műveletek közül egyre vagy kettőre korlátozódhatunk. A második műveletet gyakran mellőzik, ha a földfelszín hőmérsékleti gradiense nem nagy. Olyan esetekben azonban, amikor a légtömeg pl. a szárazföldről a tengerre vagy a tengerről a szárazföldre lép, a földfelszín hőmérsékleti eloszlása fontos az eredmény szempontjából.

Ha a levegő termikusan azonos tengerfelület fölött áramlik, úgy elég, ha csak az első műveletre korlátozódunk. Szárazföldi stabilis anticiklonban derült időjárás és gyenge szél esetén elegendő a harmadik művelet elvégzése.

3. *Az advektív változás előrejelzése*

Vizsgáljuk most meg a felsorolt tényezők kiszámításának lehetőségeit. Kezdjük a termikus advekcióval.

A hőmérséklet *advektív változása* a következő tényezőkből tevődik össze. Meg kell határozni, hogy Δt idő mulva milyen levegőrészecske érkezik a bennünket érdeklő A pontba. Ha ennek a részecskének a jelenlegi állapotát a B pontban meghatározzuk, ezzel meghatároztuk azt a hőmérsékletet is,

amely advekció útján a B pontból az A pontba helyeződik át. Másszóval meg kell szerkeszteni annak a részecskének a trajektóriáját, amelynek kezdőpontja (B pont) ismeretes, a sebesség pedig a mozgás végpontjában (az A pontban) előre meghatározott.

Ennek a nagyon nehéz feladatnak a megoldását egyszerűsítések segítségével könnyíthetjük meg.

Így elég rövid Δt időközre a mozgást stacionáriusnak tételezhetjük fel és ezzel együtt a trajektóriát a kezdeti t_0 időpontban megegyezőnek vehetjük az áramlás vonalával. Ez lényeges egyszerűsítést jelent. Feladatunk az, hogy az A ponttól az áramlás vonala mentén visszafelé olyan távolságot mérjünk le, amely az A pontbeli V_A sebesség és a Δt idő szorzatával egyenlő. Ha ezzel a módszerrel eljutottunk a B pontba, a $\frac{V_A + V_B}{2}$ közepes sebességből kiindulva újra megszerkesztjük a trajektóriát. Ekkor a B_1 kiindulási pont az A pont mögött $\frac{V_A + V_B}{2} \Delta t$ távolságra lesz az áramlás vonalán. Ilyen pontosságra azonban aligha van szükség, mivel az áramlási vonalak Δt idő alatti változatlanságára vonatkozólag sokkal durvább engedményt tettünk.

Ha tehát a B vagy B_1 pontot megtaláltuk és ebben a pontban leolvastuk a t_0 időpontra vonatkozó hőmérsékletet, megkapjuk az A pont hőmérsékletét a $t_0 + \Delta t$ időpontban.

A trajektóriák pontosabbá tehetők, ha rendelkezésünkre áll a nyomási mezőnek $t_0 + \Delta t$ időpontra vonatkozó előrejelzése, mivel ebben az esetben megszerkeszthetjük az erre az időpontra eső áramlási vonalakat. Ha ezek erősen különböznek a t_0 időpont áramlási vonalaitól, akkor a levegőrészecskének a B pont meghatározását szolgáló trajektóriáját az A pontból sem a t_0, sem pedig a $t_0 + \Delta t$ időpontbeli áramlási vonal mentén, hanem valahogyan ezek között a vonalak között célszerű megvonni.

A termikus advekció meghatározását könnyebb elvégezni a szabad légkörre, ahol az áramlási vonalak elég jól összeesnek az izohipszákkal (izobárokkal), az áthelyeződés sebessége pedig a geosztrofikus szél egyenletéből sokkal szemléletesebben határozható meg, mint az alsó rétegben. Itt vissza kell emlékeznünk arra, hogy Kibel módszerének a hőmérsékletre vonatkozó első közelítése szerint a hőmérsékleti értékek éppen a 700 millibáros felszín izohipszáinak irányában helyeződnek át. Ha feltételezzük, hogy az izohipszák elhelyezkedése az előrejelzés időtartama alatt nem változik meg lényegesen, akkor a súrlódási szint fölötti rétegekben nyilván ugyanaz az állapot következik be.

A szinoptikus gyakorlatban rendszerint csak az advekció durva kiszámítására szorítkoznak. Meghatározzák, hogy a megadott A pont Δt idő mulva milyen légtömegben és milyen távolságra lesz a fronttól. Ezután megállapítják, hogy ugyanabban a légtömegben a fronttól ugyanakkora távolságra eső kezdeti B pontban mi volt a hőmérséklet értéke. A B pont meghatározásánál a lehetőség szerint számításba veszik a szél irányát is és a B pontot az A ponttól olyan irányban veszik fel, ahonnan a szél a feltevés szerint az A pont felé fog fújni. A hőmérséklet meghatározásánál természetesen figyelembe kell venni azt is, hogy a térképről vett hőmérsékleti adatok reprezentatívak legyenek.

Az ilyen durva számítás rendszerint elégséges, mivel a pontosabb számítás olyan egyszerűsítéseken alapszik, mely az adatok pontosságát meghamisíthatja.

Ha a hőmérséklet eloszlása a várt légtömegben az adatok hiánya miatt nem, vagy nem eléggé ismeretes, akkor azokat a cirkulációs feltételeket kell figyelembevenni, amelyek mellett a légtömeg a bennünket érdeklő körzetbe beérkezik, másszóval, számításba kell venni a légtömeg eredetét és útját. Így a Szovjetunió európai területének középső részein nyáron a középázsiai eredetű *cTM* betörése idézi elő a legerősebb felmelegedést. A téli olvadást főleg a nyugatról érkező ciklonok előoldalának *mPM* és a Szovjetunió európai területétől délkeletre fekvő anticiklon peremének délről érkező *cPM* levegője idézi elő. Rövid ideig tartó, de erős hőmérsékletemelkedést okoz Ukrajnában télen a ciklonok meleg szektoraiban a délről érkező trópusi levegő. Minőségi előrejelzés céljára, habár durva közelítéssel, de felhasználhatók a különböző típusú légtömegek karakterisztikus értékei is.

4. Az individuális változás előrejelzése áthelyeződés esetén

A termikusan homogén felszín fölött mozgó individuális levegőrészecskékben bekövetkező hőmérsékletváltozást a légtömeg relatív transzformációjának nevezzük (lásd 37. §.) Láttuk, hogy a földközeli rétegben a transzformációs hőmérsékletváltozás fő tényezői a földfelszín hatásából eredő nem-adiabatikus felmelegedés és lehülés, beleértve a talajjal és a magasabb légrétegekkel való sugárzáscserét is. Ha az utóbbit elhanyagoljuk, akkor a feladat ismert hőmérsékleti eloszlású felszín fölött mozgó levegő turbulencia és besugárzás útján történő hőmérsékletváltozásának meghatározásából áll. A feladat minőségileg még nincs teljesen megoldva és rendszerint durva minőségi számítást alkalmaznak, amely azon alapszik, hogy ha a levegő a földfelszín hőmérsékleti gradiensének irányával szemben mozog, a hőmérséklete növekszik, ellenkező esetben csökken. Különösen fontos azoknak az éles hőmérsékleti változásoknak a figyelembevétele, amelyek *a talajfelszín hőmérsékletében beálló szakadások esetén* következnek be. Ide tartoznak a levegő áthelyeződésének következő esetei:

1. a szárazföldről a tengerre, vagy a tengerről a szárazföldre;
2. jégfelületről nyilt tengerre, vagy fordítva;
3. a hónélküli talajról a hótakaróval borított talajra vagy fordítva;
4. homokos talajról növényzettel borított talajra történő áthelyeződés vagy ennek fordított esete stb.

A változás irányát ezekben az esetekben könnyű meghatározni. Nehezebb meghatározni a változás nagyságát. Az utóbbi még meghatározott körzetre is nagyon különböző lehet, az évszaktól, a felhőzeti viszonyoktól, stb. függően. Gyakorlott szinoptikus azonban az adott körzetre vonatkozó tapasztalata alapján meg tudja állapítani a változás jövőbeli, sőt távolabbi jövőbeli nagyságát is.

5. A hőmérséklet napi menetének előrejelzése

A hőmérséklet napi menete a földközeli rétegben a legszorosabb összefüggésben van a földfelszín sugárzási viszonyaival; a nappali besugárzás okozta felmelegedéssel és az éjtszakai kisugárzás által okozott lehüléssel. *Ezeket a feltételeket mint főtényező, a felhőzet határozza meg.* Ezért még, ha az

alapvető szinoptikus feltételek meg is egyeznek (ugyanaz a légtömeg, ugyanaz a nyomásrendszer), a felhőzeti feltételek változása éles hőmérsékletváltozást idéz elő, mind éjjel, mind nappal. A napi középhőmérséklet ilyen esetben lényegtelen változást mutathat, a rövidlejáratú előrejelzésnél azonban ennek nincs jelentősége.

Ezért a hőmérséklet előrejelzéséhez, mivel ennek napi menete van, *előzetes felhőzeti prognózis* szükséges. Ha a beérkező légtömeg felhőzeti viszonyaiban nem várunk változást, a feladat könnyű: ekkor ugyanazt a napi menetet fogadhatjuk el, amely már a várt légtömegben észlelhető, függetlenül attól, hogy a légtömeg az adott körzetet elborította-e vagy még csak ezután fogja elborítani. Ha a felhőzeti feltételeknek meg kell változni, a szinoptikusnak számításba kell venni, hogy a hőmérséklet napi menetében milyen változás várható. Ha a felhőzet csökken, a hőmérséklet napközben maximális, éjjel minimális értéket vesz fel; a felhőzet növekedése fordított hatású. Fontos a felhőzet formájának számításbavétele is. Nyáron a magas felhőzet, a derült éghez viszonyítva, csak kissé csökkenti a be- és kisugárzást.

A sokéves észlelési anyag elemzésének alapján az adott körzetre meghatározhatjuk a *napi hőmérsékleti amplitudók jellemző számszerű értékét különböző felhőzeti feltételek* (és különböző abszolút hőmérsékleti értékek) *mellett.*

Néhány pontra történtek ilyen meghatározások. Így derült és teljesen borult égbolt mellett a hőmérséklet napi amplitudóit a következő táblázat tünteti fel:

Felhőzet	Prága		Leningrád		Nyercsinszk
	december	április	január	május	nyáron
0	5,2	12,5	3,6	10,0	15,8
10	1,2	4,0	0,4	3,4	5,8

Párizsra a hőmérséklet közepes napi amplitudóira vonatkozólag sokkal részletesebb feldolgozás készült:

	Felhőzet					
	0	2	4	6	8	10
December	6,5	5,4	4,4	3,5	2,6	1,8
Április	15,0	13,0	10,6	8,4	6,3	4,3

A napi menet előrejelzéséhez célszerű ilyen klimatológiai adatokat felhasználni.

A napi minimum szárazföldön majdnem pontosan a Nap felkeltének időpontjában, vagy 15 perc mulva, tenger fölött nem sokkal a napkelte előtt áll be. A maximum szárazföld fölött 14—15 óra körül, derült napon ½—1 órával később áll be; tenger fölött a maximum kora délután (a trópusokon 12 óra 30 perc körül) áll be.

Megjegyzendő, hogy a hőmérséklet napi menetének amplitudóját a felhőzeten kívül még egész sor más tényező is befolyásolja. Ilyen mindenekelőtt a szél, amelynek erősségétől függ a levegő turbulens keverési foka.

Minél nagyobb a keveredés, annál kisebb az éjjeli földfelszíni hőmérséklet-csökkenés. Földközeli inverzió erős szél mellett nem alakulhat ki. A napi menetet helyi orográfiai feltételek is befolyásolják : ismeretes, hogy a homorú domborzat éjtszakai inverzió kialakulásához vezet, mivel a lehült levegő lefolyását megakadályozza (a mélyebben fekvő területek felé). Igen nagy jelentősége van a földfelszín sajátosságainak, a kisugárzási és elnyelőképességnek.

A hőmérséklet napi menete a tenger fölött ismeretlen ; a hótakaró fölött erős a kisugárzás okozta lehülés, homokos talaj fölött, a rétek, vagy még inkább az erdős területekhez képest, erős a besugárzás által előidézett felmelegedés.

A levegő sajátosságai, így a hőmérséklet, nedvesség- és portartalom ugyancsak hatással vannak a napi menetre. A földfelszíni energiakisugárzás annál nagyobb, minél magasabb a talaj hőmérséklete és minél kisebb a levegő nedvességtartalma ; ha azonban a levegő nedvességtartalma növekszik, akkor magából a levegőből kiinduló direkt kisugárzás késlelteti a lehülést. Az erős légköri homály a felhőzethez hasonlóan megakadályozza a sugárzó energia áthatolását és átadását. A levegő és a talaj közötti hőkicserélődés, valamint a hőmérséklet napi menete sajátosságainak részleteibe itt nem bocsátkozhatunk, ezeket az általános meteorológiai tankönyvekben találja meg az olvasó.

Az utóbbi időben a hőmérséklet napi menetének elméleti úton történő kiszámítása terén jelentős eredmények születtek.

M. E. Svec (1943.) miután megoldotta a hőáramlás és a hővezetés egyenletét, a Napból eredő hőáramlás és a levegő hőmérsékletének napi menetére harmonikus sort kapott, melynek három első együtthatóját kiszámította és a befolyásoló tényezőket feltüntető táblázatba foglalta (lásd : Izvesztija AN. SzSzSz R 1943.).A Napból eredő hőáramlás napi menetére vonatkozó egyenlet :

$$I = I_m + \Sigma j_n \cos \omega t,$$

ahol I_m az áramlás napi átlagos értéke, ω a Föld forgásának szögsebessége és t az idő. Az első három j_n együttható értéke különböző szélességre, évszakra és levegő-átlátszóságra vonatkozik. Ha j_n-t ismerjük, kiszámíthatjuk a

$$T = T_m + \Sigma \tau_n \cos n \omega t$$

sor három első tagjában szereplő τ_n együtthatók értékét különböző j_n értékekre és különböző földfelszíni albedókra, meghatározott magasságok mellett.

Ílymódon, ha meghatározzuk a T_m középhőmérséklet előrejelzését, M. E. Svec táblázatából megkapjuk T-nek a T_m-től való eltérését a megadott órában felhőtlen égbolt mellett. A változó jellegű felhőzet nagyon bonyolulttá teszi a feladatot ; a felhőzetet és a középhőmérsékletet azonban minden esetben előre kell jelezni.

6. A hőmérséklet előrejelzése a magasabb rétegekben

A szabad légkör magasabb rétegeinek hőmérsékletében döntő szerepet játszik az advekció és a függőleges levegőátvitel. Ha egynapos nagyságrendről van szó, akkor a nem-adiabatikus hatások már 1—2 km-es magasságtól kezdve a minimálisak lesznek. Ha feltételezzük, hogy a hőmérsékletváltozás tisztán advektív, akkor az előrejelzésre a fentebb ismertetett transzlációs

elv alkalmazható, amely szerint a hőmérsékleti értékek a megadott szint közelében fekvő izobárfelület izohipszái mentén a gradiens szél sebességével helyeződnek át. Itt természetesen azt is számításba kell venni, hogy a prognózis érvényességének időtartama alatt maguk az izohipszák is változhatnak, vagyis a hőmérséklet előrejelzését a nyomási mező előrejelzésére kell alapítani.

A. Sz. Zverev, miután a hőmérséklet transzlációjának elvét különböző szintekre is kimondta, még a légrétegződés jövőbeli görbéjét is megszerkesztette.

A hőmérsékletváltozás minőségi kiértékelését *a szabad légkörben* a nyomástopográfiai térképeken történő advekció kiszámításának útján végezhetjük. Abban az esetben, ha az abszolút és relatív izohipszák eléggé egybeesnek, a hőmérséklet változása nem nagy. A változás annál nagyobb, minél nagyobb az izohipszák metszési szöge és minél nagyobbak a gradiensek. Az advekció iránya megmutatja, hogy a hőmérséklet emelkedni vagy csökkenni fog-e.

A vertikális mozgás, melyet a hőmérséklet dinamikus változása kisér, ugyancsak döntő szerepet játszik a szabad légkörben. Különösen számításba kell venni a leszálló mozgást stabilizálódó anticiklonban, mely jelentős hőmérsékletemelkedést és inverziót idéz elő. Az erre vonatkozó számítások elvileg akkor lehetségesek, ha a leszálló mozgás sebessége ismeretes (lásd 78. §.) A gyakorlatban ilyen számításokat egyelőre nem alkalmaznak.

A szinoptikus előtt gyakran felmerül a 0°-os hőmérséklet *(zérus izoterma)* magasságának előrejelzése. Ezt a feladatot az aerológiai metszetek vagy izopléták megszerkesztése könnyítheti meg. A feladatnak nincs általános fizikai megoldása, mivel a zérus izoterma magassága a légtömegben függ: 1. a légtömeg földrajzi típusától; 2. az évszaktól; 3. a talajfelszín hatásától; 4. a vertikális mozgásoktól. Ha a feladatot leegyszerűsítjük és kimondjuk, hogy a zérus izoterma-magasság helyi változásának döntő tényezője az advekció, akkor meghatározhatjuk, hogy az advekció irányától és erősségétől függően a zérus izoterma magassága a jelenlegihez képest emelkedni vagy süllyedni fog-e. Ugyanezzel a feltételezéssel kiszámíthatjuk a zérus izoterma magasságát az izohipszák mentén történő transzláció fentebb ismertetett általános módszerével is.

7. *A hajnali fagyok szinoptikus feltételei*

Igen nagy gyakorlati jelentősége van a hőmérséklet előrejelzésének abban az esetben, ha várható, hogy a hőmérséklet átmegy a Celsius-skála nulla pontján. Addig, míg a többi hőmérsékleti értékeknél 2—3 fokos hibának nincs gyakorlati jleentősége, a nulla pont közelében ilyen hiba komoly kellemetlenséget okozhat. A hőmérséklet nulla-fokos előrejelzései közül különösen a tavaszi és őszi *éjtszakai fagyok* prognózisa a legfontosabb vagyis az az eset, amikor a hőmérséklet rövid ideig a fagypont alá süllyed. A hajnali fagyok előrejelzésénél figyelembe kell venni, hogy hajnali fagyok esetén a közvetlen földközeli rétegben a hőmérséklet 2—3 fokkal alacsonyabb lehet, mint a nedvességmérő-házikóban. Ez a különbség néha még az 5°-ot is meghaladhatja. Ezért *hajnali talajmenti fagy* akkor is lehetséges, ha a hőmérő házikóban a hőmérséklet magasabb, mint 0°; a konyhakerti növényzetre azonban a talajmenti fagy igen nagy hatással van.

A hajnali fagy lehet *advektív* és *kisugárzási* eredetű. Ez alatt azt értjük, hogy a hajnali fagyok főoka az első esetben a hideg levegő áramlása, a második

esetben a talaj éjtszakai kisugárzása. Ez a felosztás azonban *nem abszolút jellegű*. A hajnali kisugárzási fagyoknak kiválasztható esetleg olyan kategóriája, ahol a hajnali fagy egyetlen tényezője valóban csak a kisugárzás. Ilyen hajnali fagy abban a légtömegben jön létre, amely eredetileg nem hideg, de stabilis anticiklonban már régen a kontinens fölött tartózkodik és fokozatosan lehül. Ilyen tiszta kisugárzási fagyok csak ősszel fordulnak elő, amikor a nappal időtartama és ezzel együtt a besugárzás fokozatosan csökken, az éjtszakai kisugárzás pedig nő.

A kisugárzási fagyok kialakulásához azonban a legtöbb esetben *előzetes* hideg advekció szükséges. Másrészt advektív fagy kialakulásához *kisugárzás útján bekövetkező hőmérsékletcsökkenés* is szükséges, különben nem hajnali, hanem egésznapos fagy áll be. Mégis, hajnali fagyoknál a hőmérséklet napi amplitudója nagy, a napi menet pedig szabályos. Ezért a hajnali kisugárzási fagyok előrejelzésénél az éjtszakai hőmérsékletcsökkenésre vonatkozó számításokat alkalmazhatjuk, melyek hosszú megfigyelések statisztikai elemzésén alapulnak (lásd a továbbiakban).

A hajnali fagy *szinoptikus feltételei* arktikus eredetű anticiklon vagy legalább is légnyomási hátság jelenléte esetében alakulnak ki. Tehát a hajnali fagyok eredeti oka a legtöbb esetben az, hogy arktikus eredetű levegő hatol be a szárazföldre. Április—június és szeptember—októberben ez a levegő nagyon gyakran még pozitív hőmérséklettel* jut el a Szovjetunió európai területének középső részébe; a továbbiakban, ha a levegő a szárazföld fölött stabilizálódik (emelkedő légnyomás mellett), melyet a földközeli inverzió kialakulásával járó éjtszakai lehülés is elősegít, a hőmérséklet eléri a fagypontot, sőt mélyebbre is süllyedhet. Az éjtszakai fagyok kialakulásának előfeltételei ritka esetben nem-arktikus eredetű hideg légtömegben is létrejöhetnek.

Folytak vizsgálatok olyan irányban is, hogy kiderítsék a különböző földrajzi körzetekben a hajnali fagy során kialakult szinoptikus folyamatok típusait. A hajnali fagyok kialakulása és kiterjedése azonban nemcsak az általános szinoptikai helyzettől, hanem olyan »részletektől« is függ, mint a felhőzet, a nedvesség és a szél jellege, valamint a földrajzi tényezőktől, különösen a talaj állapotától és az adott körzet domborzati viszonyaitól. A hajnali fagyok előrejelzésének problémája lényegében azonos a talajmenti légréteg állapotára vonatkozó előrejelzés problémájával. Hogy az általános szinoptikus helyzet mennyire nem döntő tényezője a hajnali fagyok előrejelzésének, az a következő példából látható. 1925. júniusában Münchenben hajnali fagy egyáltalában nem fordult elő, akkor, amikor a város határán túli körzetekben a fagyos napok száma elérte az 50%-ot és a hőmérséklet — 9°-ig is lesüllyedt. Ilyen nagy különbségek fordulhatnak elő a különböző klimatikus és mikroklimatikus sajátságú szomszédos körzetek között, különösen hegyek között.

8. A hajnali kisugárzási fagyok előrejelzése

A hajnali kisugárzási fagy előrejelzése statisztikus módszerrel valósítható meg, mivel a hajnali fagy a hőmérséklet napi menetének következménye, melynek meghatározó tényezői már ismeretesek. Tapasztalati úton szerkeszthetők olyan formulák és grafikonok, melyek néhány meteorológiai elem előző

* Az arktikus eredetű levegő még májusban is negatív hőmérséklettel juthat el az RSzFSzR középponti területére. Ilyen emlékezetes betörés történt 1917. május hónap harmadik dekádjának elején.

állapota alapján megadják a hajnali fagy valószínűségét, vagy az éjtszakai hőmérséklet minimumát. Így Angström szerint

$$t_{min} = C_1 t_1 - C_0 t_0 - k,$$

ahol t_0 és t_1 az esti észlelés alkalmával leolvasott száraz és nedves hőmérséklet, C_0, C_1 és k értékét pedig a sokévi megfigyelési anyag feldolgozásának alapján tapasztalati úton határozzák meg. Ha azt vesszük alapul, hogy C_1 értéke közel egységnyi, C_0 pedig nagyon kicsiny, akkor a formula lényegesen leegyszerűsödik és Kammermann régi tapasztalati formuláját kapjuk meg.

Schmidt-Donnel szerint

$$t_{min} = \tau - a + b f,$$

ahol τ a harmatpont, f a relatív nedvesség, az együtthatók értékét pedig minden egyes helyre tapasztalati úton kell megválasztani. Más, ugyanilyen jellegű formulák számításba veszik a felhőzetet is.

Kersznovszkij szerint hajnali fagy nem valószínű, ha a nedves hőmérő 21 órakor áprilisban, augusztusban és szeptemberben 6°-nál, május, június és juliusban 5,5°-nál többet mutat. Szerkeszthetünk olyan grafikont, ahol az abszcissza tengelyen a T hőmérséklet, az ordináta tengelyen a 14 órás f relatív nedvesség van feltüntetve. Ebben a koordináta-síkban a megfelelő T és f értékpárok után kijelöljük a legalacsonyabb éjtszakai hőmérsékletnek megfelelő pontokat. A grafikonon megvonhatjuk a hajnali fagy valószínűségét határoló vonalakat. Nyilvánvaló, hogy bizonyos T és f értékek mellett a kisugárzási fagy valószínűsége 100%, másoknál egyáltalában nem fordul elő, a közbeeső értékeknél pedig a valószínűség 0 és 100% között változik. A hajnali fagy előrejelzésére Michelson és Brounov készítettek grafikonokat.

Ez az eljárás általában éjtszakai minimum-hőmérsékletek előrejelzésére is alkalmazható, de figyelembe kell venni, hogy ennek csak hajnali fagyok (vagy általában a legalacsonyabb éjtszakai hőmérsékleteknél) van jelentősége és a módszert csak a kisugárzási feltételek határozzák meg, míg az advekciót nem veszi figyelembe. Hasonló eljárásokat alkalmaznak kisugárzási ködök előrejelzésére is, mellyel a későbbiekben foglalkozunk.

77. §. A szél előrejelzése

1. A földfelszíni szélrendszer

Bennünket most elsősorban az olyan »időnkénti« szelek érdekelnek, melyeknek irány- és nagyságszerinti változása a prognózis érvényességének időtartamára vonatkozik.

Egyes helyeken és egyes időpontokban a szél iránya és sebessége eltérhet a prognosztizált értékektől, az ilyen eltérés azonban nem teszi érvénytelenné az előrejelzést. Így például, ha a félnapos előrejelzésben *NW* irányú 5—7 m/sec sebességű szelet mondottunk, egyes időpontokban és egyes helyeken a szél eltérhet ettől az iránytól *SW* vagy *NE* felé, a sebesség pedig elérheti a 10 m/sec-t is, az ilyen irányváltozás vagy szélroham után azonban a szél ismét az előrejelzésnek megfelelő értékeket veszi fel.

Abban az esetben természetesen, ha erősen lökéses jellegű szelet várunk és feltételezzük, hogy az általános széliránytól való eltérés, hacsak részben is,

jelentős lesz, ezt az előrejelzés megfogalmazásában jelezni kell ; pl. : *NW* irányú 7—9 m/sec, időnként 12—14 m/sec sebességig erősödő lökéses szél. Azt is figyelembe kell venni, hogy a szél iránya a helyi hatások folytán egyes állomásokon vagy egész körzetekben erősen eltérhet az átlagos iránytól, amit az általános előrejelzésben nem szabad kilátásba helyezni.

Az általános szélirány szoros összefüggésben van a *nyomáseloszlással.* Tudjuk, hogy a szél irányát a földfelszínen a nyomási gradiens iránya határozza meg, melytől a szél α-szöggel eltér ; a szél sebessége pedig arányos a nyomási gradiens értékével. Mind az α szög, mind az arányossági együttható változik, értékük csak tapasztalati úton határozható meg, amint erről a 27. §.-ban részletesen beszéltünk. Minden szinoptikus térkép lehetőséget ad arra, hogy bennünket érdeklő körzetben az adott időben meghatározzuk a fenti értékeket. Érthető, hogy megadott gradiens mellett mind az elhajlás szöge, mind a sebesség nagysága a tenger felett nagyobb, mint a szárazföld felett, nagy sebességeknél nagyobb, mint kisebbek esetén, instabilis légtömegekben nagyobb, mint stabilisakban és középértékben szárazföld felett $\alpha = 45°$, tenger fölött $\alpha = 75°$. A szél sebessége a szárazföld felett közel 50%-a a geosztrofikus szél sebességének, míg tenger felett ennél sokkal több.

Az átlagos szélirány előrejelzése tehát *önként következik a légnyomási mező előrejelzéséből,* mellyel az előző fejezetben foglalkoztunk.

A szél turbulenciájának (lökésességének) megítélésénél figyelembe kell venni a légtömeg rétegződését (instabilitási fokát) és a légtömeg útjától, valamint a földfelszín hőmérsékletváltozásától függő rétegződés változását. Figyelembe kell venni a szél napi menetét (éjtszakai gyengülését) és hogy a sebesség csökkenésével és földközeli inverziók kialakulásával éjjel a turbulencia megszűnik. Az olyan éles változásoknak az előrejelzéséről, mint a szélrohamok stb. a továbbiakban lesz szó.

A helyi örvénylések összefüggésben lehetnek elsősorban : 1. a helyi cirkulációkkal, vagy hegy-völgyi szelekkel ; 2. orográfiai hatásokkal, melyek az áramlás irányát, vagy az áramló levegő fizikai sajátosságát megváltoztatják, mint pl. a főn. A szél átlagos sebességét a helyi szél pl. csökkentheti, vagy növelheti, annak megfelelően, hogy a helyi szél iránya ellentétes vagy megegyezik-e az általános áthelyeződés irányával. A magas tengerparttal párhuzamos szél a partmenti kitüremléseknél megerősödhet. Az orográfia az egyik irányú szelet megszüntetheti, a másik irányból jövőt erősítheti, sőt csaknem változatlan szélirányt is előidézhet stb.

Az átlagos széliránytól való helyi eltérések megállapítását az adott körzet topográfiájának és orográfiájának speciális megismerése teszi lehetővé. Egyébként néha nem is ismerhetjük a topográfia sajátosságait, de a térképen látjuk azt az állandó hatást, amit a körzet topográfiája a szélre gyakorol ; ilyen esetben az előrejelzésnél felhasználhatjuk ezt a tapasztalatunkat még akkor is, ha ennek okát nem ismerjük. Az előrejelzésnél mindenesetre figyelembe kell venni mindazokat a szempontokat, melyeket a helyi cirkulációról és az orográfiai hatásokról a 30. és 47. §.-ban és a könyv más helyén elmondottunk.

A szél minőségi előrejelzését megadhatjuk még a nyomási mező előzetes részletes előrejelzése előtt. Ebben az esetben olyan elemi tényekre támaszkodhatunk, mint például :

1. a szél erősödése a ciklon vagy front közeledésénél ;

2. a ciklon déli részének áthaladásánál jobbra, északi részének áthaladásánál balra fordul el a szél ;

3. a szél gyengülése az anticiklon belső részében ;
4. a szél erősödése a ciklon kimélyülése vagy regenerálódása esetén ;
5. a szél lökéses jellege a ciklon hátoldali részében stb.

2. Szélrendszer a szabad légkörben

A szabad légkör szélviszonyairól vagy a pilotmegfigyelések, vagy a nyomástopográfiai térképek alapján tájékozódhatunk, melyek a szelet a szabad légkörben a gradiens széllel azonosítják. Ebből az következik, hogy a szabad légkörben mindig csak az *általános* szélrendszert ismerjük. Ennek a szélrendszernek az előrejelzése nagyon egyszerű, ha a nyomástopográfiai térképek rendelkezésünkre állnak. A szél irányát az abszolút topográfia izohipszái adják, a sebességet pedig ugyanezeknek az izohipszáknak az alapján a gradiensvonalzó segítségével határozzuk meg. Ebben az esetben a 900 mb-os szintnek 1 km-es, a 700 mb-os szintnek 3—4 km-es, az 500 mb-os szintnek 5—6 km-es magasságot feleltethetünk meg.

Az áramlási egyensúly a szabad légkörben is felbomlik. Ezt a következő tényezők idézik elő : 1. az áramlási vonalak összesűrűsödése és a szél sebességének erősödése az orográfiai akadályok felett ; 2. kiszáradás és örvényképződés a szélvédett oldalakon ; 3. konvektív áramok vagy általában az instabilis légtömeg turbulens állapota ; 4. hullámmozgások az instabilis légtömegben; 5. hideg fronttal összefüggő vertikális mozgások stb.

Repülőgépek részére meghatározott útvonalra, a várható szinoptikai helyzet és a helyi domborzat figyelembevételével, megadhatók az említett körülmények. Még jobb, természetesen, ha ezekről az effektusokról határozott információ áll a szinoptikus rendelkezésére.

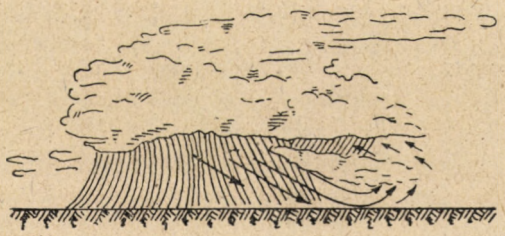
3. Szélrohamok

Szélrohamnak a szél rövid idő alatt történő hirtelen megerősödését nevezzük, amely egyszersmind a szélirány megváltozásával is kapcsolatos. Szélroham esetén a szélerősség gyakran 20 m/sec-nál, néha pedig 30 m/sec-nál is nagyobb, a jelenség rendszerint néhány percig tart. Légtömegen belüli és frontális szélrohamokat szoktak megkülönböztetni ; megnyilvánulásuk azonban igen hasonló és szinoptikus analízis nélkül nehéz a két típust egymástól megkülönböztetni. A szélroham mindkét esetben hirtelen hőmérsékletesés kíséretében jár, ezenkívül átmenet nélküli, lépcsőzetes nyomásnövekedés, néha erre következő nyomásesés, »zivatarorr« jellemzi. A különböző fajta szélrohamok rendszerint zivatarokkal kapcsolatosak. A *légtömegen belüli* szélroham magas záporfelhő keletkezéssel függ össze, amely erősen labilis rétegződés esetén fellépő helyi jellegű konvekció eredményeként jön létre. A hőmérsékletcsökkenés és a nyomásnövekedés itt (minden esetben záporral, gyakran jégesővel kapcsolatos) csapadékhullással jár együtt. Ez a csapadék lehűti a levegőt és olyanfajta jelenséget hoz létre, amit a felhőzet alatti másodlagos hideg frontnak nevezhetünk, amivel a nyomásnövekedést és a hőmérsékletesést részlegesen meg is magyarázhatjuk. Ezenkívül a levegőbe hulló eső és jégeső tömege maga is növelheti a légnyomást.

A konvekciós szélrohamok intenzitása általában kisebb, mint a *frontális* szélrohamoké. Ez utóbbiak rendszerint hidegfrontokkal, vagy hideg okklúziókkal kapcsolatosak. Ezek a szélrohamok a front mentén (a front előtt) húzódó

övezetben figyelhetők meg, ami már a mult században alkalmat adott arra, hogy a hirtelen fellépő hideg frontokat *szélrohamvonalaknak* nevezzék. A hőmérsékletcsökkenés a nyomásnövekedés ilyen szélroham esetén, legalább is legfőbb vonásaiban, a front előrenyomulásával kapcsolatos ; a csapadékesés hatásának itt is szerepe lehet. Szélrohamok, zivatarokkal együtt néha meleg frontok előtt is fejlődnek, ha a frontális felület fölött labilis trópusi levegő van jelen.

A helyi jellegű feláramlás esetén fellépő szélrohamok nyilvánvaló módon a nagytömegű záporfelhőben fellépő erős felemelkedő és leszálló mozgásokkal függenek össze. A felhő elülső részében erős felszálló mozgással találkozunk ; a záporfelhők (gyakran jégesővel kapcsolatos) lehullásának tartományában, a felhő központi részén a szél lefelé és előre mutató irányban fúj és az általa átvitt levegőnek alacsonyabb hőmérséklete van, mint a felhő elülső részében a felemelkedő levegőnek. Ennek az a magyarázata, hogy a rétegződés szélroham esetén közel áll a száraz-labilis rétegződéshez, a leereszkedő levegő pedig nem száraz-adiabatikus módon, hanem csupán nedves-adiabatikus módon melegszik fel ; rajta keresztülhulló csapadékot tartalmaz ugyanis,



245. ábra. Szélroham helyi jellegű áramlás esetén

amelynek párolgásához hőre van szüksége. Ezenkívül maga a csapadék is, különösként a jégeső, lehűti azt a levegőt, amelyen keresztül leesik. Ennek következményeként a leszálló levegő hidegebbnek mutatkozik a felmelegedőnél és a felhő alapja alatt kicsiny kiterjedésű másodlagos hidegfrontra emlékeztető jelenség jön létre. A hideg levegő kiszorítja a meleget, amivel hozzájárul felemelkedéséhez. Ilymódon sajátszerű vízszintes tengelyű örvény jön létre (245. ábra).

A szél hirtelen megerősödése minden egyes nagytömegű gomoly- vagy záporfelhő előtt megfigyelhető ; ez azonban nem mindig éri el a szélroham intenzitását. A szélrohamok az esetek többségében frontális jellegűek.

A hidegfronton fellépő szélroham esetén a hideg levegő »fejével« van dolgunk, amely a meleg levegő alatt tör be és azt felfelé szorítja. A szélrohamos cumulonimbusok e fej előtt és fölött jönnek létre és a fej előtt mozognak. Majdnem minden esetben megfigyelhető, hogy a felhők a front elülső részén újraképződnek. Rendkívül jellemzők a felhőzet főhulláma előtt fellépő alacsony szétszaggatott felhők *(szélrohamgallér)*. A szélrohamok és az esők után a front hátoldalán a felhők szétoszlanak, ami leszálló levegőmozgásra utal. Ez a jelenség a hideg levegő »fejére«, valamint a fölötte lévő meleg levegőre is kiterjed ; a frontvonal előtti felemelkedő és a front mögötti mozgás kombinációja itt is vízszintes tengelyű, örvénylő mozgást hoz létre.

A szélroham intenzitása a fronton mutatkozó hőmérsékleti ellentéttel együtt nő. Ez az ellentét igen nagy lehet. Így 1936. július 30-án a Moszkva

fölött nyugat-keleti irányban áthaladó hideg front előtti kontinentális trópusi levegőben a hőmérséklet elérte a 38°-ot, a front mögötti tengeri poláris levegőben pedig kb. a 20—25°-ot. A szélerősség a szélroham esetén Moszkvában 25 m/sec-ot ért el (és elpusztult a Kultúra- és Pihenés-Parkjában a Sapito-cirkusz); szélrohamokat a moszkvai terület egyéb helyein is megfigyeltek. Egy másik jó példa az igen élesen megnyilvánuló, hideg fronton fellépő szélrohamra az 1935. augusztus 18-án a doni-Rosztovban megfigyelt erős szélroham; a front ekkor nyugati irányból vonult át Ukrajna felett.

Érthető, hogy mind a helyi jellegű, mind pedig a frontális szélrohamok a kontinens fölött a nyári évszakban tipikusak. Szélrohamok azonban hideg légtömegben a meleg tenger felett télen is lehetségesek. Ugyanígy, a hideg frontokon is felléphetnek télen meglehetősen nagy intenzitású szélrohamok, különösen a tenger felett.

A frontális szélrohamok *prognózisa* azon alapul, hogy a szélrohamok: 1. különösen éles hideg frontokkal (és hideg okklúziókkal) kapcsolatosak; 2. annál intenzívebbek minél élesebb a front és 3. a fronttal együtt mozognak. Különösen kedvező a szélroham fellépésére a labilitás, a magas hőmérséklet és a front előtti levegő nagy nedvességtartalma. Természetesen nem állíthatjuk teljes bizonyossággal, hogy valamely adott helyen szélroham fog fellépni; de a frontális szélrohamok fellépésének valószínűsége oly nagyfokú, hogy ha a fronton egyáltalán megfigyelhető vagy várható szélroham, akkor annak fellépését bármely, a front mozgásának útjába eső pontban várhatjuk. A hideg fronton keresztül való repülés mindenképpen veszélyes dolog, ha azonban a fronton szélrohamok lépnek fel, rendkívül veszélyessé válik.

Feláramlásos szélrohamok keletkezését a rétegződés nagymérvű labilitása segíti elő, erős kifejlődését pedig a levegő magas hőmérséklete és nagyfokú nedvességtartalma (amint már említettük, hideg légtömegben lehetséges szélroham télen is, a jelenség különös intenzitásra azonban nyáron tesz szert). Mérsékelt erősségű szélrohamok lényegében véve minden záporfelhőzet kifejlődésével kapcsolatban fellépnek. Katasztrófális erősségű, veszélyes szélrohamok azonban légtömegenbelüli konvekció esetében ritkán fordulnak elő; a veszély fokát egy meghatározott pontra nézve előre nem lehet meghatározni. A jelenség kialakulása ugyanúgy, mint záporfelhők prognózisa esetén csupán egy meghatározott körzetben várható. A csapadékesés valószínűsége viszont egy labilis légtömegen belül gyakran a bizonyosság határát súrolja; a szélrohamok valószínűsége ennél jelentős mértékben kisebb. Ezért a szinoptikus nincs abban a helyzetben, hogy konvekciós szélrohamra nézve gyakorlatilag értékes prognózist adjon. Csak azt teheti, hogy annak a pontnak (pl. egy repülőtérnek) a közelében, ahol tartózkodik, figyelmesen nyomonkövesse a konvektív felhők kifejlődését és mozgását, abból a célból, hogy — még ha rövid idővel előbb is — előre figyelmeztethessen a szélroham lehetőségére vagy elkerülhetetlenségére. A környező megfigyelőállomásokkal való gyors összeköttetése esetén a veszélyeztetett pontokat figyelmeztetheti arra, hogy egy általa észlelt szélroham közeledik feléjük.

Meg kell említenünk, hogy feláramlásos szélrohamok labilis légtömegekben néha rövid időközökben követik egymást.

A szélrohamok prognózisa szempontjából fontos rétegződési állapot elemzésére és prognózisára nézve lásd a felhőzet prognózisára vonatkozó paragrafust.

4. Tornádók.

A forgószelek trombák, tornádok, stb. néven ismeretes viharoknak függőleges a tengelyük és kicsiny az átmérőjük, valamint bennük katasztrófális szélsebesség van. A szóbanforgó jelenségekre vonatkozó terminológia nem eléggé határozott. A jelenséget, ha az örvény átmérője elég kicsiny, vagyis ha a méter 10-szeresével mérhető, gyakran *forgószélnek* nevezik. Forgószél leggyakrabban a tenger felett keletkezik. A »*tornádó*« kifejezést 100 méteres átmérőjű örvényekre használják. Ez a jelenség a *szárazföldeken* jellegzetes.

Az örvény magassága néhány száz méter. Felhőoszlopnak látszik, amely a felszínről származó vizet vagy port is tartalmaz. Ennek az oszlopnak ferde tölcsér- vagy orrmány alakja van, amely a zivatarfelhő felől a Föld felülete felé ereszkedik. A szélsebesség az örvényen belül többször 10 m/sec (mérése műszerrel természetesen lehetetlen). A légritkulás az örvényen belül szintén nagyfokú. Az örvény útjába kerülő épületek néha a légnyomás esése következtében a levegőbe repülnek, mivel az épületen belüli nyomással nem tud egyensúlyt tartani a rendkívül alacsony külső nyomás. A forgószelek és tornádók katasztrófális hatását már többször is leírták, úgyhogy erre most nem fogunk kitérni.

A tornádók Európában és a Szovjetunió európai területén kivételes jelenségek. A nyári évszakban érkezik néha jelentés az országunkban észlelt tornádóról, egyes esetekben viszont elmúlik a nyár anélkül, hogy tornádóról hallanánk. Lehetséges viszont, hogy ebben az esetben csupán hiányos információról van szó. Vannak adataink arranézve is, hogy a Szovjetunió ázsiai területén, mégpedig nemcsak a pusztaságok vidékein, hanem a szibériai tajgán gyakrabban is keletkeznek tornádók ; ezek a jelentések azonban teljesen megbízhatatlanok.

Nem vitás, hogy az Egyesült-Államokban, különösen azok délkeleti részén, sokkal gyakrabban fordulnak elő tornádók, mint Európában. Csupán az egyetlen 1927. esztendőben a tornádó-okozta károk 43,5 millió dollárra rúgtak ; az USA-ban minden egyes tornádó átlagosan 100 000 dollárba kerül, a tornádó-okozta halálesetek számát pedig évente mintegy 300-ra teszik. A tornádók száma évi középértékben 132 ; valószínű azonban, hogy számukat túlozzák olymódon, hogy ugyanazt a tornádót mozgása közben többször is megszámolják. Nyugat-Európában a tornádók számának évi középértéke 3—5. A viharokban különösen gazdag 1886. esztendőben az Egyesült-Államokban 280, Európában pedig 14 tornádót észleltek.

Az amerikai és európai tornádók tulajdonságai hasonlítanak egymásra. Örvényeket, különösen forró tavaszi és nyári időben estefelé, a levegő igen magas nedvességtartalma esetén figyelnek meg. Ezek az örvények zivatarfelhőkkel és erős záporszerű csapadékokkal kapcsolatosak. A szél iránya a tornádóban ciklonális, a levegő pedig spirálalakban mozog felfelé. A tornádó középátmérője 300 m nagyságrendű ; a tényleges átmérő ennél gyakran kisebb, ritkán pedig 1600 m is lehet (ami azonban kétes). Az Egyesült-Államokban a tornádókat ugyanaznap rendszerint többször is megfigyelik. A tornádó általában véve 40—60 kilométernyi, néha 500 km-ig terjedő trajektóriát ír le, amely közelítőleg párhuzamos annak a ciklonnak trajektóriájával, amelynek területén (délkeleti vagy déli részén) a tornádó létrejön. Mozgási sebessége 10—20 m/sec.

Az északamerikai tornádók keletkezési feltételeinek alapos statisztikai-szinoptikus elemzését Sz. Sz. Gajgerov végezte el. A tornádók az esetek túlnyomó többségében a Mexikói-öböl felől érkező tengeri trópusi (T_G) levegőben, a ciklonok meleg szektoraiban a hidegfronttól meglehetősen nagy távolságban (a leggyakrabban 250—300 km-nyire) fordulnak elő. Néha megfigyelnek tornádókat a meleg szektoron kívül is a meleg front előtt, attól átlagosan 70 km-nyire. A tornádó a leggyakrabban a meleg szektor izobárjainak irányában, vagy attól csak kis eltérést mutatva mozog ; a tornádók mozgása ugyanakkor megegyezik a ciklonális centrum mozgásával. Úgylátszik, hogy a tornádó mozgási iránya megegyezik a gradiens irányába eső szél mozgási irányával. A tornádó sebessége, úgylátszik, valamivel nagyobb a hidegfront sebességénél ; valószínű, hogy az örvényt nem csupán az általános átvitel viszi magával, hanem annak saját sebessége is van, amely rárakodik az általános áramlás sebességére.

A tornádó T_G-ben való keletkezése a rétegződésnek a magas hőmérséklet és nagyfokú nedvességtartalom esetén mutatkozó labilitására utal. Ez az örvényképződés egyik feltétele. Feltehetjük, hogy szinoptikus viszonylatban ez a feltétel a legfontosabb. A frontok (valószínűleg az Amerikában gyakori felső hideg frontok) a tornádóképződés szempontjából szemmel látható módon csupán a katalizátor szerepét töltik be.

A legerősebb moszkvai tornádót, amelyet 1904. június 29-én észleltek, már a szerzők egész sora leírta. Ez a tornádó a mi kutatásunk szerint az említett szinoptikus helyzetnek felelt meg. A tornádó az anomálisan *NNW* irányban mozgó ciklon területén keletkezett, amikor annak délkeleti részén meleg szektor volt. Az örvény a meleg front előtt viszonylag kicsiny távolságra (50—60 km) helyezkedett el és nagyjából ugyan olyan sebességgel mozgott, mint maga a front (kb. 30 km/h) ; mozgási iránya délről észak felé mutatott. A tornádó trajektóriája legalább 35 km, valószínű azonban, hogy még nagyobb is volt. A tornádó a kurszki uton Beszedtől Moszkváig haladt, miközben a Lefortovszkij, Baszmani és Szokolnyiki körzetekben rombolt és pusztított ; azután a jaroszlavszkij út mentén folytatta útját Mitiscsáig és tovább északra. A pusztítási sáv szélessége 300 m-től 800—1000 m-ig terjedt. Az örvény külső alakja teljesen típikus volt : alul, széles fekete meredek oszlop, amely kúp alakjában fokozatosan összeszűkült, majd pedig a felhők felé újból kiszélesedett és erős elektromos kisüléseket idézett elő.

A ciklon meleg szektorában középzászlai eredetű kontinentális trópusi levegő volt 30—32°-os nappali hőmérséklettel és 17 mm-es abszolút nedvességgel. Hőmérséklete a Kaspi-tengertől a moszkvai területekig majdnem változatlan maradt. Ebből következik, hogy a kontinentális trópusi levegő eredeti labilitása a Szovjetunió európai területe fölött vezető úton nem gyengült meg lényegesen. A tornádó a meleg front felülete fölött nyilván épp ebben a labilis kontinentális és trópusi levegőben képződött ; a melegfront Moszkva fölött mindössze néhányszáz méternyi magasságban helyezkedett el. A kontinentális trópusi levegő labilitását felfelé irányuló mozgása nyilvánvaló módon megnövelte ; ílymódon ez a mozgás a tornádóképződés katalizátorává vált.

A front szerepe tornádóképződés esetén tehát itt is, miként az amerikai adatok szerint is, az volt, hogy elősegítette a folyamat kialakulását. A hideg- vagy a melegfront a legjobb esetben csupán felszabadítja a nedves-labilitás energiáját, ami azután tornádóképződéshez vezet. Lehetséges, hogy az ilyen — a rétegződési labilitást megnövelő — katalizátor szerepét nem csupán a felszálló mozgás, hanem a meleg levegőnek a ciklon meleg szektorában való általános felmelegedése is betölti : Gajgerov megfigyelései szerint a tornádók a leggyakrabban jóval a hidegfront előtt jönnek létre.

A nagymennyiségű energia, a trópusi levegő magas hőmérséklete és nagyfokú nedvességtartalma ílymódon a tornádóképződés elengedhetetlen feltétele. Ezek a feltételek, amelyek az Egyesült Államokban a T_G esetében megszokottak, a nyugateurópai tengeri trópusi levegőben nem teljesülnek. A keleteurópai vagy ázsiai eredetű kontinentális poláris levegőben viszont megvalósulhatnak.

Hátra van még az a kérdés, hogy melyek azok a speciális feltételek, amelyek a közönséges zivataros szélroham helyett tornádót idézhetnek elő. Ezeket a feltételeket már a tornádót előidéző zivatarfelhő belső fizikai mechanizmusában kell keresnünk. Ismeretes A. Wegener elmélete, amely megmagyarázza, hogy miként keletkezik a vízszintes tengelyű zivatarörvényből függőleges tengelyű tornádó. Nem térünk ki erre az elméletre, mivel nem szinoptikus jellegű és nem ad lehetőséget a tornádók prognózisára. Úgylátszik, hogy a tornádó még hosszú ideig, talán egyszersmindenkorra, olyan jelenség marad, amelynek keletkezését Európában teljesen lehetetlen prognosztizálni. Az Egyesült-Államokban, ahol az örvények gyakorisága nagyobb, már inkább beszélhetünk a prognózis lehetőségéről ; természetesen nem minden egyes vihar prognózisáról külön-külön, hanem keletkezésüknek egy meghatározott körzetben való valószínűségéről.

5. *A hóviharok prognózisa*

A hóviharokra vonatkozó terminológia bizonyos pontatlanságban szenved. A nemzetközi code-ban pl. hóviharokon (amelyeket a *ww* harmadik csoportjában tüntetnek fel) csupán a Szovjetunióban elfogadott terminológia szerinti *talajmenti* és *alacsony hóviharokat* értik, vagyis az olyan jelenségeket, amikor a havat a hótakaró felszínéről a szél felemeli. A Szovjetunióban megkülönböztetnek azonban ezenkívül *közönséges vagy felső hóvihart is*, azaz meglehetősen erős szél esetén való hóesést. De nem mindig lehet megkülönböztetni, hogy a hónak a hótakaró felszínéről való felemeléséről van-e szó, vagy pedig a levegőben csupán a felülről eső hó van-e jelen.

Ilymódon hóviharon általábanvéve a hónak a szél által a Föld felületéhez közeleső rétegekben való átvitelét kell érteni, ami erős látáscsökkenést hoz

létre. Alacsony hóvihar esetén viszont a hó átvitele és a látás csökkenése csupán a hótakaró feletti néhány centiméterre vagy deciméterre korlátozódik, s ezért a látás gyakorlatilag (az emberi szem magasságában) nem csökken.

A hóviharok prognózisának problémája vagy 1. a szélprognózisra vezethető vissza, t. i., hogy a szél elég erős-e ahhoz, hogy felemelje a havat a hótakaró adott állapota esetén annak felszínéről (alacsony hóvihar), vagy pedig 2. megfelelően erős (4—5 foknál nem gyengébb) szél és jelentékeny mérvű hóesés egyidejű fellépésének prognózisára (közönséges hóvihar).

Az első feladat nyilvánvaló módon jórészt a szélprognózisra vezethető vissza, amelyről a fentiekben már volt is szó. Ezenkívül figyelembe kell még venni a földfelszín állapotát is. Ugyanis a hótakaró jelenléte egymagában még nem elegendő; arra is szükség van, hogy a szél a hópelyheket könnyen fel tudja emelni a hótakaró felületéről. Ezért alacsony hóvihar keletkezését a jégréteg többé-kevésbbé megakadályozza. A hótakaró olvadása (felmelegedés esetén) szintén kizárja az alacsony hóvihar lehetőségét. Az alacsony hóviharok általános szinoptikus feltételei homogén légtömegeken belül valósulnak meg, különösen a melegfront előtti jelentős mérvű távolságban, vagy a hidegfront mögötti nagy távolságban, továbbá az anticiklon peremén.

A második feladat — a közönséges hóvihar prognózisa — a megfelelő erősségű szél és a zérus hőmérséklet alatt egyidejűleg fellépő jelentősmérvű csapadék prognózisára vezethető vissza. Nyilvánvaló, hogy ezek a feltételek elsősorban a csapadék frontális tartományaival függenek össze, néha azonban megvalósulnak labilis légtömegekben is, légtömegen belüli csapadék esetén. Ez utóbbi esetben a hóviharok erősek lehetnek, de rövid ideig tartanak vagy többször megújulnak.

Több ízben vizsgálták az olyan típusú szinoptikus folyamatokat, amelyek esetén a hóviharokat meghatározott földrajzi körzetekben figyeltek meg (V. F. Beszkrojvnij, V. M. Kurganszkaja, Sz. N. Csehovics stb.). Az ilyen vizsgálatok alapján levont következtetések hasznosaknak bizonyulhatnak a prognózis szempontjából, ezek azonban könyvünk kereteit már túllépik.

78. §. A felhőzet keletkezése és prognózisa

1. Bevezető megjegyzések

A felhők a vízgőz légköri kicsapódásának alapvető formái. *Felhőnek* a kicsapódási termékeknek a szabad atmoszférában, azaz a Föld felülete fölött bizonyos — még ha kicsiny — távolságra való felhalmozódását nevezzük. A közvetlenül a Föld felületénél található analóg felhalmozódásokat *ködöknek* nevezzük. A felhőt alkotó kicsapódási termékek különböző méretű *cseppek* — a szabad szemmel láthatatlan cseppektől a néhány milliméteres átmérőjű cseppekig, — továbbá különböző méretű és alakú *kristályok* (teljes kristályok, vázak, gömbkristályok). Abban az esetben, ha a kicsapódási termékek egyrésze a felhő tömegéből leesik, akkor a felhőből való *csapadékesésről* beszélünk.

A felhők nemzetközi osztályozását, amely a felhők külső alakján és magasságszerinti eloszlásán alapul, könyvünk I. fejezetében röviden megtárgyaltuk, úgyhogy itt most ezt ismeretesnek tételezzük fel. Könyvünk más fejezeteiben többízben beszéltünk a felhőkről, mint olyan elemekről, amelyek

a légtömegeket és frontokat a bennük végbemenő folyamatok következtében jellemzik. Ez teszi egyszersmind lehetővé a *felhők szinoptikus osztályozását is.* Ez az osztályozás rendkívül egyszerű. A következő csoportokat különböztethetjük meg:

a) Légtömegen belüli felhők:

1. A labilis légtömegek felhői.
2. A stabilis légtömegek felhői, ezek sorában az inverzió alatti felhők

b) Frontális felhők:

1. A melegfront felhői.
2. A hidegfront felhői.
3. Az okklúzió frontjának felhői.

A felhőzetnek ezeket a típusait könyvünk IV. és V. fejezeteiben részletesen megvilágítottuk; de ebben a paragrafusban is ki fogunk még térni rájuk.

A felhők szinoptikus osztályozásának alapjában véve meg kell egyeznie azok *genetikus-fizikai* osztályozásával, azaz a felhőknek a felhőképző folyamatok jellege szerinti felosztásával. Így pl. a labilis légtömegek felhői eredetükre nézve konvektív felhők, a melegfront felhői a felsiklás felhői stb. A következőkben felsoroljuk és megvizsgáljuk a felhőképződés valamennyi lehetséges okát.

2. A felhőképződés általános feltételei

A felhőképződés általános fizikai feltételei a következők:

1. az adott légtömegben (rétegben) a telítettségi állapot elérése;
2. kicsapódási magok jelenléte.

Az első feltételhez egy lényeges kiegészítést kell fűzni. Még cseppfolyós felhők keletkezéséhez sincs szükség a 100%-os relatív nedvesség elérésére. A mérések azt mutatják, hogy a relatív nedvesség a vízfelhőkben 90—100% határok között ingadozhatik, néha azonban alacsonyabb is lehet. Ennek oka a *kicsapódási magok higroszkópikus* voltában rejlik; ezeken a magokon a vízgőz kicsapódása már a telítettségi állapot bekövetkezése előtt is megindul.

Ha a felhőképződés alacsony hőmérsékleten megy végbe és a vízgőz közvetlenül *kristályos* alakba megy át, akkor a felhőképződés kezdetéhez a *jég felszínéhez viszonyított,* nem pedig a vízhez viszonyított telítettségre van szükség. Amint a légkör termodinamikájából ismeretes, a telítettségi állapot a jég felülete fölött a vízhez viszonyított relatív nedvesség következő értékei esetén következik be:

A hőmérséklet fokokban	0	—10	—20	—30	—40
a relatív nedvesség %-ban	100	91	82	74	67

Innen láthatjuk, hogy a jégfelhők (kristályos felhők) a pszichrométer adta relatív nedvesség 70—80%-os értékei esetén is keletkezhetnek.

Ami a kicsapódási magokat illeti, úgylátszik, hogy ezekben soha sincs hiány. A levegőben való előfordulásuk viszont széles határok közt ingadozik, mégpedig a légtömeg eredetétől és a helyi jellegű feltételektől függően. Az óceánok fölött 1 cm^3 levegő 600—800 magot tartalmaz, az ipari körzetek fölötti levegőben pedig számuk cm^3-ként többmillióra is rúghat. A kicsapódási magok nagyrésze, úgy látszik, oldható, szilárd és légnemű égési termékekből

áll, mint amilyenek a kéntrioxid, a nitrogénpentoxid, a foszforpentoxid, a hidrogén-hiperoxid stb. Lényeges szerepet játszanak ezenkívül, mint kicsapódási magok, a tengeri eredetű sórészecskék (nátriumklorid részecskék), amelyek a légkörbe a tengervíz szétfröccsenése következtében kerülnek és amelyek a légkörben telített sóoldat mikroszkópikus cseppjeinek formájában úszkálnak. A magok sugara kb. 10^{-6}—10^{-5} cm. A kristályosodási (szublimációs) magok természete ma még kevésbbé imeretes; nagyon valószínű, hogy azok vízben oldhatatlan szilárd részecskékből állanak és nagyságrendjük ugyanakkora, mint a kicsapódási magok nagyságrendje.

Kicsapódás magok nélkül lehetetlen; ehhez arra lenne szükség, hogy a folyamat kezdetén olyan hatalmasfokú túltelítettség legyen jelen, amilyen a valóságban soha elő nem fordul. Nem szerepelhetnek ezenkívül kicsapódási magokként az ionok sem, ha azok egyidejűleg nem higroszkópikusak; az ionokra való kicsapódáshoz szintén 400—800%-os nagyságrendű túltelítettségre lenne szükség. Ugyanekkor a valóságban a felhők relatív nedvessége közel esik a 100%-hoz, gyakran pedig, amint fentebb említettük, kisebb ennél az értéknél. Ha megfigyelhető is túltelítettség a felhőkben, az ritkán nagyobb 1%-nál, noha megfigyeltek már 7%-os túltelítettséget is. Nehéz megmondani, hogy lehetséges-e nagyobbfokú túltelítettség a troposzféra felső részében, a kicsapódási magok elégtelensége esetén.

3. *A felhők szerkezete*

A felhők vagy cseppekből, vagy kristályokból, vagy a kettő keverékéből állnak. Rámutattunk arra a rendkívül lényeges tulajdonságra, amely nagy hatással van a felhőt alkotó elemek jellegére: a víznek a légkörben való *túlhűtöttsége* lényeges szerepére. A vízcseppek a felhőkben —10, —20°-ig terjedő, sőt alacsonyabb hőmérsékleten is megmaradhatnak cseppfolyós állapotban, anélkül, hogy megfagynának; a kicsapódás folyamata ezeken a hőmérsékleteken szintén cseppek, nem pedig kristályok képződésének formájában megy végbe. Ezért vízfelhő (cseppfolyós felhő) jelenléte a légkör meglehetős magas rétegeiben még télen is, zérusnál lényegesen alacsonyabb hőmérsékleteken is lehetséges.

A cseppek átmérője a kolloidálisan stabilis felhőkben 10^{-4}—10^{-3} cm nagyságrendű; az olyan felhőkben, amelyekből csapadék esik, a cseppek a szitáló eső vagy a csendes eső cseppjeinek méretéig, azaz $r = 10^{-2}$—10^{-1} cm-ig növekedhetnek. A felhők víztartalma 0,4-től 5 g/m³-ig terjed; sűrű gomolyfelhőkben, magas hőmérsékletek esetén néha nagyobb is lehet.

A felső szint felhői — *Ci, Cc, Cs* — mindig kristályos szerkezetűek, mégpedig kizárólagosan vagy túlnyomóan teljes kristályokból állnak. Rájuknézve (különösen a *Cs*-re nézve) tipikus optikai jelenségek a haló-k. A középső szinten az *As* felhők szerkezete igen kicsiny cseppek és kristályok (különösen hatágú csillagok) keverékéből áll; az *Ac* az esetek többségében kicsiny, a leggyakrabban túlhült cseppekből áll, igen alacsony hőmérsékleteken télen, vagy a hegyekben megjelenhetnek bennük kristályok is.

Az alsó szinten az *St* és *Sc* rendszerint cseppekből álló felhő, a cseppek méretei a szitáló esőcseppek méretéig növekedhetnek (0,05—0,5 mm átmérőig); télen azonban, alacsony hőmérsékleteken, ezeknél is felléphet a kristályos szerkezet, amire az ilyen felhőkből eső kicsiny hópelyhek vagy havas magvak esése is utal. A függőleges felépítésű felhők közül a *Cu* rendszerint többé-

kevésbbé azonos méretű cseppekből, a *Cb* pedig alsó részében különböző méretű cseppekből (egészen az esőcseppek méretéig terjedően : $r = 0{,}05—0{,}5$ cm), felső részében pedig kristályokból (illetőleg kristályokból és cseppekből) áll. Ennek neve üllő. A hideg évszakban lehetséges, hogy a *Cb*-nak tisztán kristályos szerkezete van, amikor a felhő egész térfogatában üllőt alkot. A hegyekben nyáron is megfigyelhetők *Fcu* típusú kicsiny kristályos felhők, amelyek az alattuk húzódó esősávokkal lényegében véve miniatür *Cb*-okat képviselnek. Végül az *Ns* felhők, amelyeket szintén a függőleges felépítésű felhők közé sorolunk, felső részükben *As* strukturájúak, alsó részükben pedig ezenkívül különböző méretű cseppeket tartalmaznak ; a cseppek mérete elérheti az esőcseppek nagyságát is.

4. A kicsapódás tényezői

A telítettség vagy a nedvesség azon fokának elérése, amelyet a higroszkópikus magokra való kicsapódás megkövetel, különböző módokon lehetséges. Ezek a következők :

1. párolgás a földfelszínről, amely a levegő nedvességtartalmát növeli ;
2. párolgás a kicsapódási termékekről a levegőben ;
3. a levegő vízszintes irányú mozgása ;
4. a levegő függőleges irányú mozgása ;
5. a földfelszínnel való (molekuláris vagy örvénylő) hőcsere következtében a levegő nem-adiabatikus lehűlése ;
6. a levegő sugárzás útján való nem-adiabatikus lehűlése ;
7. a levegő adiabatikus (dinamikus) lehűlése, felszálló mozgás, speciálisan feláramlás, felsiklás és a légkörben végbemenő hullámmozgás esetében ;
8. a levegő adiabatikus (dinamikus) lehűlése vízszintes mozgás esetén ;
9. a levegő adiabatikus (dinamikus) lehűlése helyi jellegű nyomássüllyedés esetén.

Lehetséges az is, hogy az említett okok közül egyesek együttesen hatnak. Mindenekelőtt megjegyezzük, hogy a légköri felhőképződés alapvető okai az idézett felsorolás szerinti hetedik, negyedik és hatodik ok, azaz a felszálló mozgás, a függőleges irányú elmozdulás és a sugárzás. A többi ok jelentősége nem nagy és sok esetben csupán ködképződéshez vezet, felhőképződéshez azonban nem.

A továbbiak során az összes felsorolt tényezőt a felhőképződés szempontjából elemzés alá vetjük ; a következő paragrafusban pedig ezeket a tényező ket a ködképződés szempontjából vizsgáljuk meg.

5. A párolgás mint a felhőképződés oka

A földfelszínről bekövetkező párolgás, ha nem jár együtt felfelé irányuló levegőátvitellel, nyilvánvaló módon csupán a Föld felülete mentén való ködképződéshez vezethet. A következő paragrafusban majd megvizsgáljuk az ehhez szükséges feltételeket. *A lehulló esőcseppekről* való párolgás telítetté teheti azt a levegőt, amelyen át a csapadék lehull és íly módon létrejöhetnek az *As-Ns* takaró alatt *Fnb* típusú felhők. Ebben az esetben telítettség csak akkor következik be, ha a levegő hidegebb a leeső cseppeknél, ami frontális

csapadék esetén minden további nélkül előfordulhat. Ezt az állításunkat a ködökre vonatkozó paragrafusban fogjuk bebizonyítani. Az *Fnb* felhők keletkezésében ezenkívül szerepe van a dinamikus turbulenciának, néha pedig a helyi jellegű nyomáscsökkenésnek is (lásd az alábbiakban).

6. A levegő elmozdulása mint a felhőképződés oka

A levegő vízszintes irányú elmozdulása nem játszik lényeges szerepet sem a felhőképződésben, sem a ködképződésben, mivel ennél az elmozdulásnál a kicsapódó nedvességmennyiség, amely a keveredő tömegek hőmérséklet-különbségétől függ, rendszerint igen kicsiny. Lehetséges, hogy a ködképződés folyamatában van bizonyos szerepe, mint kiegészítő tényezőnek. Ezért a ködökre vonatkozó paragrafusban fogjuk majd vizsgálat tárgyává tenni.

Sokkal fontosabb az örvénylő csere melletti függőleges irányú mozgás szerepe.

A dinamikus meteorológiából ismeretes a függőleges irányú és az egységnyi területen át az egységnyi idő alatt (nem telített levegőben) haladó örvénylő hőáramlásra nézve a következő képlet:

$$S_1 = -K_1 c_p \varrho(\Gamma - \gamma), \tag{1}$$

ahol K_1 az örvénylő hővezetés tényezője, $\Gamma = \frac{A g}{c_p}$ a száraz adiabatikus gradiens és $\gamma = \frac{\partial T}{\partial z}$ a hőmérséklet valóságos (geometriai) függőleges gradiense. Feltételezzük természetesen, hogy a folyamat adiabatikus.

$\Gamma > \gamma$ esetén a hőátvitel lefelé, $\Gamma < \gamma$ esetén pedig felfelé irányul, $\Gamma = \gamma$ esetén viszont nem jön létre hőátvitel.[1] A függőleges irányú elmozdulás végeredményeként az adiabatikus, hőmérsékleti gradiens beáll a függőleges irányban, azaz $\gamma = \Gamma$ vagy $\frac{\partial \Theta}{\partial z} = 0$, ahol Θ a potenciális hőmérséklet. A légoszlop középhőmérséklete és potenciális hőmérsékletének középértéke ebben az esetben nem változik. A fajlagos nedvesség örvénylő átvitelére nézve a következő egyenletet írhatjuk fel:

$$S_2 = -K_2 \frac{\partial s}{\partial z} \tag{2}$$

A nedvességátadás felfelé irányul, ha $\frac{\partial s}{\partial z} < 0$, és lefelé, ha $\frac{\partial s}{\partial z} > 0$. A fajlagos nedvesség középértéke az egész mozgási folyamat alatt változatlan marad, aminek végeredményeként $\frac{\partial s}{\partial z} = 0$.

Ha a levegő *stabilisan* rétegezett (ami a leggyakrabban előforduló feltétel), akkor a hőmérséklet a felső rétegekben örvénylő csere esetén csökken. Ha ezenkívül a fajlagos nedvesség a *függőleges irányában csökken* (ez szintén

[1] *M. I. Judin* és *M. I. Budiko* legújabb (1946.) kutatásainak eredményeként ez a tétel bizonyos korrekcióra szorul: a levegő örvénylő mozgásának tényleges feltételei között alulról felfelé irányuló hőátvitel 0,6-nál nagyobb gradiensek esetén is bekövetkezik.

a leggyakrabban előforduló feltétel), akkor a nedvesség átvitele felfelé, azaz azok felé a rétegek felé mutat, ahol a hőmérséklet csökken.

Ennek eredményeként az örvénylő csere által érintett réteg felső részében kicsapódás következhet be és bizonyos kicsapódási szint keletkezhet. *Réteges* felhők keletkezése szempontjából tehát a függőleges irányú mozgás jelentős tényező.

7. *A levegő lehűlése mint felhőképződési ok*

Az előző paragrafusban (a hőmérséklet prognózisa) a hőmérséklet időbeni individuális változására előállítottuk a (4) képletet:

$$\frac{dT}{dt} = \frac{1}{c_p}\frac{dQ}{dt} + \frac{ART}{c_p p}\frac{\partial p}{\partial t} + \frac{ART}{c_v p}\mathbf{V}_2 \nabla_2 p + \frac{ART}{c_p p} w \frac{\partial p}{\partial z}.$$

A jobboldal első tagja, amint említettük, a hőmérséklet változásában *a nem-adiabatikus felmelegedés vagy lehűlés hatását* fejezi ki. A kicsapódással kapcsolatban ide a felszín felől bekövetkező és sugárzási úton való lehűlés tartozik. A földfelszín lehűlése könnyen érthető módon fontos tényező a ködképződésben, viszont semmi szerepe sincs a felhőképződésben, viszont a levegőből bekövetkező közvetlen kisugárzás felhőképződési ok lehet, szerepe azonban nem alapvető, hanem csak kiegészítő. Így *St* vagy *Sc*, esetleg *Ac*, egyszóval az inverzió alatti felhők keletkezésénél jelentőséggel birhat a porban és vízgőzben gazdag, vagyis erősen sugárzó anyagokkal telített, inverzió alatti levegőréteg sugárzása. Egyes megfigyelések szerint a légkörben fellépő párarétegek megelőzik a felhőrétegek keletkezését.

A jobboldal második tagja, $\frac{ART}{c_v p}\frac{\partial p}{\partial t}$ a nyomás helyi jellegű változásának hatását, vagy az *izallobárikus hatást* fejezi ki. Már láttuk, hogy ez a hatás nem nagy. Óránkénti 1 mb nyomásesés esetén ennek a tagnak az értéke 0,08° óránként, vagyis 13 óra alatt kb. 1°. Az izallobárikus hatás a legjobb esetben csak hozzájárul az egyéb, hatékonyabb tényezők hatásához. Így bizonyos szerepet játszhat az olyan *As* alsó felülete alatti *Fst* képződésében, amelyből csapadék esik. A front előtti nyomásesés itt hozzájárul a lehulló csapadék párolgásának és az örvénylő mozgásnak a hatásához.

A jobboldal harmadik tagja, $\frac{ART}{c_p p}\mathbf{V}_2 \nabla_2 p$ az izobárra merőleges irányú összetevővel rendelkező levegőátvitel hatását fejezi ki; ez az úgynevezett *izobárikus hatás*. Ennek lényeges szerepe lehet nagy bárikus gradiens esetén, de csak a talajmenti rétegben, ahol a szél az izobártól eltér. Ennek következtében ez a hatás ködképződési tényező lehet, felhőképződési tényező azonban nem.

A jobboldal negyedik tagja, $\frac{ART}{c_p p} w \frac{\partial p}{\partial z}$, *a függőleges mozgás hatását* képviseli. Ennek a ködképződés szempontjából csak igen korlátolt jelentősége van, viszont *alapvető* jelentőségű a felhőképződés szempontjából. Frontális felsiklás esetén keletkeznek a *Cs*, *As*, *Ns* felhők, valamint a *Ci* és *Cc* felhők egyes fajtái; a felsiklás az okklúzió frontjain ezenkívül az *Ac* és *Sc* egyes formáinak keletkezésével kapcsolatos. Ha a felsiklásnak viharos jellege van,

vagy ha a felemelkedő levegő labilis rétegződésű, *Cb* típusú felhők keletkeznek ; ezek nem csupán a hideg frontokra, hanem a kontinens fölötti nyári meleg frontokra is jellemzők.

A levegő felszálló mozgása konvekció esetén *Cu* és *Cb* felhők keletkezésére vezet ; a középmagas rétegben a konvekcióval *Ac* castellatus és floccus kapcsolatos.

Az olyan típusú felhők, mint az *Ac* cumulogenitus és az *Sc* vesperalis, a konvektív felhőknek a feláramlás megszűnése utáni átalakulásai. A felső rétegben a feláramlással *Ci* nothus kapcsolatos, amely közvetlenül a *Cb* csúcsaival azonos ; a *Ci* densus jelentékeny részében a *Ci* nothus felbomlásának terméke, noha valószínűleg más úton is létrejöhet.

A levegőnek a határfelületek (az inverzió) hullámhegyein való felszálló mozgása, amint az 55. §.-ban vizsgáltuk, a *Cc*, *Ac*, *Sc* és *St* típikus hullámszerű formáinak keletkezésére vezet. A hullámmozgás viszont itt gyakran nem az egyetlen és nem is az elsőleges felhőképződési tényező. Ez csupán a már meglévő felhőréteg, például dinamikus turbulencia vagy sugárzás következtében keletkező *Sc* vagy *St* módosítására vezethet. Rárakódhatik az *As-Ns* típusú felhőrétegre, amivel annak *Ac* vagy *Sc* opacus-ra való »felbomlását« eredményezi, ami az okklúzió régi frontjainak esetében típikus jelenség.

Ha a levegő hegyrajzi akadályokat kerül meg, a levegőáramlás jellegétől és a levegő rétegződésétől függően *St*-tól a *Cb*-ig a legkülönbözőbb felhőalakulatok létrejöhetnek. Minél labilisabb a levegőrétegződés, annál nagyobb a gomolyalakú felhőképződésre való törekvés. Tipikusan helyi jellegű felhőként ismeretes az *Ac* lenticularis ; ez a felhő azonban frontokkal, különösen hideg frontokkal kapcsolatban is megfigyelhető s úgy látszik, hogy a fel emelkedő és leszálló mozgások bonyolult összefüggésének az eredménye

8. A felhők genetikus osztályozása

Bergeron javaslatot tett a felhők legáltalánosabb, alaki jegyeik alapján való osztályozására ; ez az osztályozás ugyanakkor azonban *genetikus* jellegű is, mivel minden egyes formának egy meghatározott keletkezési mechanizmus felel meg.

1. Gomolyfelhők (Cum) ; ezek alapjábanvéve konvektív felhők : *Cu*, *Cb*, *Ac* floccus, castellatus, cumulogenitus, *Sc* vesperalis.

2. Réteges felhők (*Str*) ; a felsiklás felhői : *Cs*, *As*, *Ns*, továbbá *Ci* uncinus ;

3. Hullámfelhők (*Und*), amelyek turbulens csere, sugárzás és hullámfolyamatok eredményei : *Cc*, *Ac*, *Sc*, *St* ; idetartoznak még az *Fnb*, néha pedig az *Fcu* felhők, ha azok dinamikus turbulencia eredményei.

A Bergeron-féle osztályozás előnye tömörségében és egyszerűségében rejlik. Meg kell jegyeznünk azonban, hogy ez az osztályozás némileg vázlatos. Így pl. a *Cb* felhők nem csupán konvekcióval lehetnek kapcsolatosak, hanem a levegőnek a hideg frontok előtti dinamikus felemelkedésével is ; a *Cu* humilis és különösen a *Fcu* pedig dinamikus turbulenciával is összefügghet. A hullámfelhők osztálya túlságosan széles. Szerepelnek benne örvénylési és sugárzási eredetű felhők is ; ezért elkerülhetetlenül ide kell sorozni az *Fnb* vagy *Fcu* felhőket is, amelyek pedig alakjukra nézve semmilyen jegyben sem egyeznek meg a hullámfelhőkkel. Rossz helyen szerepel az osztályozásban a *Ci* felhő is.

9. Konvektív felhők

A felhőzet prognóziásra vonatkozó kérdés tárgyalását a konvektív felhőkkel kezdjük. A konvekció olyan folyamat, amely labilis légtömegen belül bontakozik ki. Ezért a konvektív felhők két típusát különböztetjük meg :

1. konvektív felhők *helyi jellegű labilis* légtömegekben a kontinens fölött a meleg évszakban ;

2. konvektív felhők a hideg légtömegekben, amelyek a tenger vagy a szárazföld meleg felülete fölött mozognak.

A feláramlás folyamata és a keletkező felhők a két esetben eltérnek egymástól. Az első esetben a felhőzetnek világosan kifejezésre jutó napi változása van, ami megfelel a talajfelszíni hőmérséklet napi változásának. A felhőkeletkezés körülbelül délben indul meg, a felhők a nap második felében érik el maximális kifejlődésüket, este veszi kezdetét visszafejlődésük és az éjtszaka folyamán az ég gyakran teljesen derültté válik. A keletkező felhők gyakran a fejlődés valamennyi stádiumán — *Fcu* vagy *Cu* humilistól a nagytömegű *Cb* felhőkig — átmennek. A felhők elmosódott bárikus kép mellett gyengén süllyedő vagy emelkedő légnyomás, azaz gyenge szelek esetén keletkeznek. Alakjuk meglehetősen szimmetrikus és »nyugodt« ; *Cb*-nél különösen szabályos fejlődés és széles üllők figyelhetők meg.

A második esetben a felhőzet napi változása a kontinens felett kevésbbé világosan jut kifejezésre, mint helyi jellegű légtömegekben ; a tenger felett ez a szabályszerűség szintén kismértékű, de fordított előjelű : maximuma éjtszaka van. Felhők nagy bárikus gradiensek és erős szelek idején figyelhetők meg, például a ciklon mögöttes területén ; ezért a felhőknek kevésbbé nyugodt alakjuk van : ezek most nem szimmetrikusak, kuszák és csúcsuk a széliránynak megfelelően elhúzódik. Télen a tengeri poláris levegőben keletkező konvektív felhő a Szovjetunió felett *Fnb*-ra, *Sc*-ra és *Ac*-re hasonlítanak.

A tipikus konvektív felhők különböző, egymástól bizonyos távolságra megjelenő felhőképződmények formájában jelentkeznek. Ezért a felhők mennyisége a szomszédos állomásokon rendszerint különböző és a zárt vagy majdnem zárt felhőzet mellett derült ég is megfigyelhető. A feláramlás csupán különösen kedvező hegyrajzi feltételek között hozhat létre különböző gomoly- és záporfelhőkön kívül hatalmas tömör felhőrendszereket.

A *Cb* a *Cu*-tól csúcsának kristályos szerkezetében és abban különbözik, hogy csapadék esik belőle. A *Cu*-szal kapcsolatban rá kell mutanunk a két főformája közötti nagy eltérésre : a *Cu* humilis ($C_L = 1$) gyengén fejlett, lapos *Cu* felhőkkel és jó időjárással jár együtt, a *Cu* congestus vagy *Cu* compositus ($C_L = 2$) viszont hatalmasan kifejlődött felhőket mutat. Igaz, a Cu humilis csupán a *Cu* congestus első fejlődési stádiumát jelenti. A fejlődés azonban gyakran megáll ezen az első fokozaton, mégpedig akkor, ha a *Cu* már nem nagy magasságban inverzióra vagy olyan rétegre bukkan, amelynek függőleges hőmérsékleti gradiense kicsiny.

Rámutatunk még a *Cu* felhőnek az alapja szintjén történő és igen gyakran előforduló esti szétterülésére, amikor úgynevezett *Sc* vesperalis-szá ($C_L = 4$) alakul; megemlítjük ezenkívül a Cu felhők csúcsainak *Ac* cumulogenitus-szá való szétterülését ($C_M = 6$). A középmagas szinten vannak ezenkívül még különleges konvektív felhők is : *Ac* castellatus és *Ac* floccus. Ezek közös elnevezése *Ac* cumuliformis ($C_M = 8$).

A kifejlődött gomolyfelhő (*Cu* congestus) kolloidálisan stabilis marad és mindaddig nem ad csapadékot, ameddig egész vastagságában megőrzi cseppfolyós szerkezetét. Ez 0 foknál lényegesen alacsonyabb hőmérsékleteken is fennállhat (—10, —20°-ig). A cseppfolyós halmazállapotú gomolyfelhő jellegzetes ismertetőjele, gömbölyű kupolájának éles rajza. Amikor azonban a felhő eléri az úgynevezett *jégmagok szintjét*, azaz azt a szintet, amelyen kicsiny jégkristályok úsznak, csúcsa igen rövid idő alatt kristályos szerkezetűvé változik.

A felhő csúcsának ez az »eljegesedése« a felső részén lévő kerek és sűrű felhőrétegek jellegzetes tollas *üllővé* való átalakulásához vezet. Ezután a felhő alapja alatt a csapadékhullás sávjai jelennek meg; a felhő alakját most *Cb*-nak nevezhetjük. A csapadékhullás sávjai először esetleg nem is érik el a Földet, hanem útközben elpárolognak. Létezésük ténye is azonban már elegendő ahhoz, hogy a felhő kolloidális egyensúlyának megbomlására következtethessünk.

A záporfelhő üllője hópelyhekből és gömbkristályokból (darából) áll, felső részeiben pedig ezekhez még teljes kristályok járulnak. A felhő sűrű pehelyfelhő alakját mutatja ($C_H = 3$). Meglehetősen magas hőmérsékleten és intenzív lecsapódás esetén (különösen nyáron és ősszel) az üllő a felhő legmagasabb részeiben sok hópelyhet, sőt esőcseppet is tartalmazhat. Ha a felhő emellett egy záró réteg alatt, 3—5 km magasságban vízszintes irányban szétfolyik, akkor az *As* alakjára tesz szert s ezért *As* cumulonimbogenitus-nak nevezhetjük.

A *Cb*-ból lehulló esőcseppek és jégeső feltűnően nagy méreteit megmagyarázza a felhő nagy nedvességtartalma, továbbá a kicsapódás és eljegesedés viharos folyamata, valamint a felhőn belüli levegő rendkívül örvényes állapota és ennek következtében a felhő elemeinek gyakori összeütközései. A *Cb* felhőkből a hó rendszerint nagy pelyhek alakjában esik le.

A hegyekben, ahol a jégmagok szintje a kicsapódási szintnél valamivel magasabban helyezkedik el, vagy esetleg megegyezik azzal, már igen kicsiny, majdnem kezdetleges gomolyfelhők is kolloidálisan labilisak lehetnek és a csapadékhullás sávjai megjelennek alattuk.

Télen a jégmagok szintje alacsonyan fekszik; ezzel kapcsolatban a téli *Cb* felhők a tengeri poláris levegőben, vagy az őszi *Cb* felhők az arktikus levegőben egyáltalán nem fejlődnek ki függőleges irányban oly erősen, mint nyáron. Ugyanez vonatkozik az Északi-sarkvidékre is, a mérsékelt szélességekhez viszonyítva. Megfordítva, a trópusi gomolyfelhők nem alakulnak át záporfelhőkké még akkora függőleges irányú kiterjedésük esetén sem, amely jelentős mértékben felülmúlja a mérsékelt szélességeken való kiterjedésüket.

10. A konvekció aerológiai feltételei

Rátérünk a konvekció okaira és feltételeire vonatkozó kérdés megtárgyalására.

A konvekció lényegében véve örvénylő folyamat. Kedvező feltételek esetén azonban a levegőnek kicsiny függőleges áramlások, légbuborékok stb. formájában meginduló függőleges irányú fokozatos és rendezetlen cseréje nagymérvű felszálló és leszálló cirkulációs légáramlássá alakul át, amely néha majdnem a troposzféra egész rétegét átfogja. A légáramlások sebessége nagytömegű gomoly- és zivatarfelhők keletkezésével járó konvekció esetén néhány

méter másodpercenként, egyes esetekben pedig több mint 10 m/sec. Az ilyen jellegű levegőátvitelt már *rendezettnek* lehet nevezni. Magas gomoly- és záporfelhők keletkezéséhez épp ilyen erősen kifejlődött áramlásra van szükség.

Az alsó légrétegek felmelegedésének szerepe konvekció esetén nyilvánvaló ; különösen világosan utal erre a konvektív felhőknek a szárazföld fölötti napi menete. A tenger fölött feláramlás akkor jön létre, ha a tenger felülete melegebb, mint a fölötte lévő levegő és ha ennek következtében a levegő alsó rétegei is felmelegednek.

A konvekciót gyakran a talaj s ennek következtében a levegő egyenlőtlen felmelegedésével magyarázzák ; ennek eredményeként az erősebben felmelegedett levegő felemelkedik, a hidegebb légtömegek pedig leszállnak. Nem vitás, hogy ennek a körülménynek elsőrendű szerepe van a szárazföld fölötti konvekció létrehozatalában. A felmelegedés egyenetlenségéhez jelentékeny mértékben hozzájárul többek között a környék domborzatának a konvekció kifejlődésében jól ismert szerepe. A hegyek és dombok felmelegedett lejtői fölött a feláramlás megerősödik, mivel a levegő a lejtők fölött nappal nagyobb mértékben melegszik fel, mint a lejtőktől távol ugyanezen a szinten. A feláramlásnak a lejtők fölött való megerősödéséhez hozzájárul még a völgyekből a lejtők felé irányuló nappali áramlás, majd pedig az ideáramlott levegőnek a lejtők mentén való felemelkedése. Teljesen érthető tehát, hogy a hegyekben fokozódik a gomoly- és záporfelhők keletkezése és hogy itt a zivatarok gyakorisága is nagyobb.

A légáramlások hegyi lejtők mentén való orográfiai felemelkedése többek között szintén fokozódó felhőképződéshez és csapadékképződéshez vezet ; a csapadék a szélfújta lejtőkön gyakran zivataros jellegű. A hegyrajzi körülmények következtében a felszálló levegőáramlás hatása természetesen megnövekedik. A domborzat kicsiny emelkedései is megerősítik a feláramlást s ily módon elősegíthetik záporok és zivatarok képződését.

A tenger homogén felülete fölött is létrejöhet erős áramlás. A konvekció kibontakozásának itt (és gyakran a szárazföld fölött is) elsőrendű oka nyilván a *dinamikus turbulencia*, amely a felmelegedett légrészeket (a turbulencia elemeit) a legalacsonyabb rétegből magasabbra viszi át, ahol azok melegebbeknek mutatkoznak a környező levegőnél. A turbulencia eleme a 3.§.-ban (11. pont) levezetett függőleges gyorsulásra tesz szert :

$$\frac{d^2 z}{dt^2} = g \frac{T - T_a}{T_a},$$

ahol T a turbulencia elemének hőmérséklete, T_a pedig a környező közeg hőmérséklete ; ezért a turbulencia elemeinek további függőleges irányú átvitele nem csupán a dinamikus turbulencia, hanem a termikus turbulencia következtében is végbemegy.

Ismeretes olyan feltevés is, hogy a légkörben lévő por, amely hozzájárul a légkör termikus egyenetlenségének előidézéséhez is (mivel a porszem erősebben melegszik fel és erősebben sugároz, mint a levegőmolekula és így a levegőre termikus hatást gyakorol), a feláramlás kifejlődését is előmozdítja.

A levegő alsó rétegében keletkező konvekciót előmozdító okok mellett szükség van még egy kiegészítő feltételre is ahhoz, hogy feláramlás jöhessen létre és hogy a levegőt alulról elég magasra átvigye. Ez a feltétel a légkör labilis rétegződése, azaz a függőleges irányú hőmérsékleti gradienseknek az adiabatikust meghaladó értéke. A konvekció felemelkedő elemei és a környező

levegő közötti hőmérsékletkülönbség (a folyamat adiabatikus voltának feltétele mellett) csak abban az esetben nem csökken, ha a levegő rétegződése labilis vagy legalább is indifferens.

Minél nagyobbfokú a rétegződés labilitása, annál erősebbé válik a feláramlás és annál valószínűbb annak rendezetlen állapotból félig rendezett vagy rendezett állapotba való átmenete, erős felemelkedő (és az ezeket kiegészítő leszálló) áramlások kialakulásának kíséretében.[1]

A kicsapódási szint alatt jelentős mértékű konvekció fenntartásához arra van szükség, hogy száraz adiabatikus gradiens (1°/100 m), vagy még inkább, hogy a száraz adiabatikusnál nagyobb gradiensek legyenek. Forró nyári napon, *Cu* és *Cb* felhők keletkezésére mutató hajlam és a felhők kialakulása esetén, a száraz-labilishoz igen közeleső rétegződés a kontinens fölött a légkör legalsó kilométerének határán belül teljesen megszokott jelenség.

Lindenbergben a hőmérséklet függőleges gradiensének nappali középértékei *Cu* felhők keletkezésének esetén a következők: a Föld felszínétől (122 m) 500 m-ig reggel (kb. 8 órakor) —0,89°/100 m, délután (kb. 14 órakor) 1,20°; 500 m-től 1000 m-ig reggel —0,72° és délután 0,92°. A gradiens középértéke a talajtól a *Cu* felhők alapjáig 0,99°, ha pedig a *Cu* felhők alapja igen magasan (2000 m-nél magasabban) helyezkedik el, akkor 0,93°.

Amikor azonban a felszálló áramlásban felemelkedő levegő eléri a kicsapódás szintjét és kezdetét veszi a gomolyfelhők képződése, a levegő további felmelegedéséhez elegendők már a környező atmoszférában olyan gradiensek, amelyek a száraz- és nedves-adiabatikus gradiens közé esnek, azaz elegendő a légtömegek *nedves-labilis* állapota. Minél nagyobb a kicsapódás szintje fölött a nedves-labilitás (azaz minél közelebb esnek a függőleges gradiensek a száraz-adiabatikus gradienshez), annál erősebbé válik a levegőnek már a növekvő gomolyfelhőn belül és annak növekedésével együtt való felfelé irányuló konvektív átvitele.

A hőmérsékleti *inverzió* vagy az *izotermia*, azaz a különösen stabilis rétegződés rétege természetesen az áramlást erősen visszatartja. Az inverzió rétegében az alulról felemelkedő levegő és a környezet hőmérsékletének különbsége gyorsan kiegyenlítődik és így a felhajtóerő megszűnik. Gomolyfelhők kialakulását az inverziós réteg vagy csak egyszerűen a csökkent hőmérsékleti gradienssel rendelkező réteg kizárja, ha a többi körülmény is ebben az értelemben hat. Épp ezért a szárazföld felett, az erős nyári anticiklonokban ritkán fejlődik ki feláramlás, mivel az ilyen anticiklonok nagykiterjedésű zsugorodási inverziókat tartalmaznak. Zivatarok túlnyomóan a kissé megnövekedett légnyomás övezeteiben keletkeznek, ha a bárikus gradiensek ott kicsinyek.

Figyelemreméltó, hogy az olyan nyári napokon, amikor a napsugárzás erős és a Föld felülete mentén a hőmérséklet, valamint a nedvességtartalom magas és *Cu* felhők nem jönnek létre, Lindenbergben a függőleges hőmérsékleti gradiens középértéke a legalsó 1000 méteren nem kisebb, mint az olyan

[1] Megfigyelések igazolják, hogy a konvekció kifejlődése esetén a felemelkedő áramlások mellett léteznek leszálló áramlások is, amelyek a levegőnek az alsó rétegekben való csökkenését részben kompenzálják. Ezek a leszálló áramlások azonban vitathatatlanul gyengébbek, mégpedig a levegő leszállása következtében keletkező száraz-adiabatikus dinamikus felmelegedés következtében, valamint azért, mert ezek az áramlások nagyobb területre terjednek ki, azaz kevésbbé helyhezkötöttek, mint a felfelé szálló áramlások.

napokon, amikor a *Cu* felhők is fellépnek. A magasabban fekvő rétegekben azonban a helyzet nagymértékben megváltozik: 1000 és 1500 m között a gradiens *Cu* felhők jelenléte esetén 0,81°, *Cu* felhők nélkül 0,64°; 1500 és 2000 m között *Cu* felhők jelenléte esetén 0,64°, *Cu* felhők nélkül pedig 0,45°. A még magasabban fekvő rétegekben a gradiensek a két esetben nagyjából megegyeznek egymással.

Ha az inverzió a kicsapódási szintnél magasabban helyezkedik el, akkor azok a felhők, amelyek keletkezése már megkezdődött, függőleges irányban csak kevéssé fejlődnek ki. Viszont a felemelkedő áramlások, ha tömegük és sebességük, azaz kinetikus energiájuk nagy, áttörhetnek az inverziós rétegen keresztül. Az éjtszakai talajmenti inverzió, amely a legalacsonyabb levegőrétegnek rendkívüli stabilitást kölcsönöz, a feláramlás keletkezésének még a lehetőségét is kizárja, mindaddig, ameddig az erősödő napsugárzás meg nem szünteti az inverziót.

A tenger felett az alsó levegőrétegek hőmérséklete, amint már említettük, változásában nem mutat napi menetet. A magasabb rétegekben azonban a hőmérséklet éjtszaka valamivel magasabb, mint nappal, mivel a napsugárzást a levegő nappal közvetlenül elnyeli, éjtszaka pedig kisugározza. 1500—2000 m közötti magasságokban a hőmérséklet napi ingadozása kb. 2°. Ezért a rétegződés labilitása a tenger fölött éjtszaka általában nagyobb, a feláramlás pedig erősebb, mint nappal: közismert az Atlanti-óceán fölött az éjtszakai zivatarok uralma.

A *Cb* felhők maximuma az Észak-Atlanti-óceán fölött (az északi szélesség 47. és 50. foka és a nyugati hosszúság 26. és 21. foka között) évi menetében tavaszra és őszre, napi menetében pedig az éjtszakai megfigyelés időtartamára esik (kb. 4 óra 30 percre a helyi idő szerint); tavasszal ebben az időben *Cb* felhők az összes eset 38%-ában figyelhetők meg.

A konvekciót előidéző okok sorában meg kell említeni a levegőáramlás *áramvonalainak konvergenciáját*. Az áramlás konvergenciája hozzájárul a levegő felemelkedéséhez, vagy egyenesen előidézi azt. Ha a légtömeg egyáltalában »hajlamos« a feláramlásra, azaz megfelelő mértékben labilis, akkor az olyan környezetben, amelyek ciklonálisan görbült izobárokkal és ennek következtében konvergens áramvonalakkal rendelkeznek, az alsó rétegekben a feláramlás és a záporképződés különösen bőséges lesz. Viszont anticiklonálisan görbült izobárok esetén az áramvonalak divergenciája ellenszegül a konvekciónak és többé-kevésbbé gyengíti azt, néha oly mértékben, hogy a záporok a labilis légtömegben teljesen megszűnnek. Az okklúzió régi frontjai, amelyek már nem adnak csapadékot, nyáron a szárazföld felett az ilyen fronttal kapcsolatos konvergencia következtében zivatarokat idézhetnek elő.

A felhők kialakulásának intenzitása természetesen a levegő *nedvességtartalmától* is függ: minél magasabb a hőmérséklet (és következőleg minél több nedvességre van szükség a levegő telítettségéhez), annál erősebben és jellegzetesebben fejlődnek ki a konvektív felhők. A szárazföld fölötti labilis légtömegekben kialakult konvektív felhők télen, sőt tavasszal is rendszerint élesen különböznek a nyári gomolyfelhőktől kisebb sűrűségük és függőleges irányú kisebb fejlettségük miatt. A földfelszín közelében való nagy relatív nedvesség szintén hozzájárul a konvektív felhők kialakulásához, mivel a kicsapódási szint nagy relatív nedvesség esetén alacsonyan fekszik. A levegő nagyfokú szárazsága esetén viszont még a talaj igen nagymértékű túlmelegedése sem vezet felhőképződéshez.

A levegő nagytömegű függőleges irányú átvitelének *mechanizmusát* kialakult konvekció esetén még nem tekinthetjük véglegesen tisztázottnak. Különösen az nem világos, hogy az elsőleges, rendezetlen konvekció felemelkedő »buborékjai« és kicsiny függőleges áramlásai hogyan mennek át a nagytömegű felemelkedő és leszálló levegőáramlásokba. Hegyi körzetekben a megszokott nappali völgyi szelek mellett nyilvánvaló módon a legkülönbözőbb feltételek idézhetnek elő nagytömegű feláramlást. Bergeron szerint a Kaukázus Főgerincének északi oldaláról kiinduló nyári áramlás mechanizmusa a következő. A levegő a Főgerinccel párhuzamosan és attól északra húzódó, hó-nemfedte, de magas Sziklás-Gerinc fölött erősen felmelegszik. Ugyanakkor a levegő a jéggel és hóval fedett Főgerinc fölött 5 km-ig terjedő magasságig jelentős mértékben lehűl. A felmelegedett hatalmas légtömeget a Sziklás Gerinc fölött hidegebb levegő veszi körül: észak felől a síkság fölötti levegő, délről pedig a Főgerinc fölötti levegő. Ezért ebben a levegőben viharos jellegű felemelkedő mozgás veszi kezdetét, amely a Főgerinctől északra konvektív felhőzet kialakulásához vezet.

Ismeretesek Amerikának azok a speciális orografikus feltételei, amelyek között a hideg levegő arra kényszerül, hogy a meleg levegő fölött haladjon, amely természetes módon a légkör függőleges irányú labilitásához vezet és a légtömegek konvektív elmozdulását idézi elő.

Jóval nehezebb megmagyarázni a síkság fölötti nagytömegű konvekció mechanizmusát. Ficker feltételezi, hogy a hatalmas légtömegek helyváltoztatásának az oka az alsó rétegek nagymértékű labilitásán kívül a levegőnek a troposzféra *középső rétegeiben* való erős labilitása. Ez a következtetés azon alapul, hogy feltételezi a rétegek önkéntes (vízszintes irányú hőmérsékletkülönbségek nélkül fellépő) átcsoportosulását, ha a hőmérséklet függőleges gradiense 3,4°/100 m-nél nagyobbá válik. Semmiféle függőleges gradiens azonban nem vezethet a levegő függőleges irányú elmozdulásához, ha nincsenek vízszintes irányú hőmérsékletkülönbségek. Úgy látszik, hogy a vidék orográfiája — dombok, vízmedencék, erdők és mezők szomszédsága — a síkságon is hatalmas szerepet játszik a vízszintes irányú hőmérsékleti különbségek létrehozatalában, amelyek a rendezett feláramlás elengedhetetlen feltételei. Ebben az esetben a melegebb levegő felemelkedését előidéző impulzust az alatta áramló hidegebb levegő adja meg. Mindenesetre nem vitás, hogy a troposzféra közepes rétegeiben való előzetes labilitás igen fontos feltétele annak, hogy viharos jellegű, »zivataros« feláramlás bontakozhassék ki. A zivatart megelőzően a közepes magasságban a sajátszerű konvektív felhő (*Ac* floccus és castellatus) kialakulása többek között a középső rétegekben fellépő, említett jellegű labilitásra (legalább is nedves-labilitásra) utal, amely megelőzi a nagytömegű feláramlás kialakulását. A szabad atmoszférában megnyilvánuló labilitás előidézésében nemcsupán az alsó rétegek túlmelegedésének van bizonyos szerepe, hanem a magasabb, különösen a felhők csúcsa fölötti rétegek sugárzás útján való éjtszakai lehűlésének is.

Feltehetjük, hogy a szabad atmoszférában fellépő labilitás létrehozatalában jóval nagyobb szerepe van a konvekciónak, amely esetén a széliránynak a magasságtól függő forgása következtében bekövetkezik felülről a potenciálisan hidegebb levegő beáramlása. Ezt a folyamatot a 33. §.-ban vizsgáltuk.

A rétegződésnek a közepes magasságokon való labilitása a meleg levegő általános felemelkedésének következtében is megnövekedhetik, pl. a hideg légtömegeknek a meleg alatti betörése, vagy pedig a nedves-labilis meleg

levegőnek a meleg front felülete mentén való felsiklása esetén. Az 55.§.-ban, ahol a zsugorodási inverzió keletkezésére vonatkozó kérdést vizsgáltuk, megmutattuk, hogy miként változik a hőmérséklet függőleges gradiense a leszálló levegőrétegben; analóg változások lépnek fel a felszálló levegőben is. Ennek következtében a felemelkedő és kicsapódási termékekkel biró levegőben a labilitás növekedése fokozódik és a frontális felület fölött feláramlás fejlődik ki (lásd a továbbiakban a frontális felhőkre vonatkozó részt). A labilitás és a labilitással együtt a feláramlás is, amint fentebb rámutattunk, a levegő orografikus felemelkedése esetén szintén megerősödik.

Rá kell még mutatni a zivataros konvekció önfenntartásának lehetőségére is: a nagytömegű felemelkedő áramlás, amelynek már jelentékeny mozgási energiája van, áttörhet egy olyan rétegen, amely melegebb, mint maga a fölemelkedő levegő; ennek következtében felszálló mozgása megáll. Ennek eredményeként a felemelkedő hideg levegő a melegebb levegő felett az illető magasságban uralkodó szelek irányában terjed, ennek révén bizonyos magasabban fekvő szinten újból labilitás jön létre, amely továbbra is fenntartja a konvekció folyamatát. A felső hideg levegőnek az uralkodó szél irányában való mozgása esetén a konvektív folyamatba az alsó levegő egyre újabb tömegei kapcsolódnak bele.

11. A konvektív felhők prognózisa

A fentiekben kifejtettekből következik, hogy a konvektív felhők keletkezésének prognózisa alkalmából a következőkről kell meggyőződnünk:

1. hogy a prognózis körzetét labilis légtömeg fogja-e megszállni;

2. hogy a nedvesség és a rétegződés ebben a légtömegben kedvezőek-e a konvektív felhők kifejlődésére (hogy a kicsapódási szint nem túlságosan magas-e, hogy a nedvességtartalom elegendő-e nagytömegű felhőzet kialakulásához, hogy a labilitás energiája elég nagy-e, hogy nincsenek e zárórétegek, amelyek lefékeznék a felhők kialakulását stb.).

Ezenkívül meg kell vizsgálni az adott légtömegben a hőmérséklet és ezzel együtt a konvekció napi változását.

A stabilitás feltételeinek megállapítására vonatkozó eljárásokról a továbbiak során részletesen fogunk beszélni. Aerológiai megfigyelések esetén a stabilitás megítélésére a következőket használhatjuk fel:

1. aerológiai diagrammokat az egyes szondázásokra;
2. függőleges metszeteket és izoplétákat;
3. a bárikus topográfia térképeit;
4. izentrópia-térképeket.

Az említett eljárások közül valamelyikkel meghatározhatjuk a labilitás energiájának értékét, vagy egyszerűen megállapíthatjuk a hőmérséklet függőleges gradiensét és felderíthetjük a rétegződésnek a feláramlás szempontjából fontos tulajdonságait. Ha a várható légtömeggel kapcsolatban nincsennek aerológiai megfigyeléseink, a légtömeg labilitási fokának megítélésére a légtömegben már meglévő felhőkre vonatkozó megfigyeléseket használhatjuk fel, (ismét ne feledkezzünk el ezek napi változásáról), ezenkívül az adott légtömeg útjának kiszámítása igazíthat el bennünket. Előre megmondhatjuk például, hogy a Norvég tengerparton a nyugat felől áramló tengeri poláris levegő a konvektív felhőket nagymértékben kifejleszti; ugyanez érvényes

a murmanszki partvidéken, a depresszió mögötti áramlásban északnyugat felől áramló arktikus levegőre nézve stb.

A prognózis alkalmával azonban figyelembe kell venni, hogy ha a szóbanforgó légtömeg még messze van a mi körzetünktől, akkor útjában még többékevésbbé lényegesen megváltoztathatja rétegződését. Ennek következtében a rétegződést szintén prognosztizálni kell s ehhez mindenekelőtt annak a felszínnek a jellegét kell figyelembevenni, amely fölött a légtömeg áramlik. Ha például nyáron Murmanszkban a Spitzbergák felől arktikus levegő beözönlését várjuk, akkor a Spitzbergákon végzett vizsgálat nem fogja teljes mértékben mutatni azokat a sajátosságokat, amelyekkel az arktikus levegő Murmanszkba érkezik : a nyilt tenger fölötti útján a levegő kétségkívül megnöveli rétegződésének labilitását.

A rétegződés feltételeinek prognózisa alkalmából meg kell még jegyeznünk, hogy ezek a feltételek a szélnek a magasságtól függő forgásával kapcsolatban, azaz a magasabb szintekben való hideg vagy meleg áramlástól függően megváltoznak. A szél balra mutató forgása megnöveli a rétegződés stabilitását ; jobbra irányuló forgása viszont megnöveli a labilitást (**33**,9).

Vannak bizonyos eljárások annak meghatározására, hogy a rétegződés az áramlástól függően hogyan változik. Erre a célra a bárikus topográfia térképeit és az izentrópia-térképeket használhatjuk. Az alábbiakban ezekre még visszatérünk.

A légtömegnek a földfelszín fölött való mozgása esetén bekövetkező rétegződés változásán, valamint az áramlásnak a magasságtól függő változása révén bekövetkező rétegződésváltozáson kívül figyelembe kell még venni a rétegződés változásának napi menetét, amelyet a földfelület és az alsó rétegek hőmérsékletének napi változása idéz elő. A hőmérséklet napi változására vonatkozó kérdést a fentiekben már megvizsgáltuk.

Ha a rétegződésről áttérünk a felhőkre, akkor figyelembe kell vennünk mindazt, amit a fentiekben a konvekció aerológiai feltételeiről mondottunk. A felhőzet minőségi különbségeit minden egyes esetben a rétegződés tulajdonságai határozzák meg. Így pl. a záporfelhők prognózisa alkalmából meg kell vizsgálni, hogy a feláramlás kifejlődése elegendő-e ahhoz, hogy a felhők elérjék a jegesedés szintjét, azaz a —15, —20° körüli hőmérsékletet.

Jó időben a gomolyfelhők prognózisához (lásd a fentiekben) arra van szükség, hogy aránylag nem nagy magasságban, a kicsapódás szintje fölött, a rétegződés nedves-stabilissá váljék.

Ha valamely meghatározott jellegű felhőt a várható légtömegben már megfigyeltünk, prognózisunk feladata már könnyebbé válik : a prognózis alapjában véve a fennálló helyzet meghosszabbítására vezethető vissza. Ekkor azonban figyelembe kell venni, a rétegződés és vele együtt a felhőzet lehetséges megváltozását is (általában és napi menetében).

A konvektív felhőzetnek a szárazföld felett többé-kevésbbé világosan kifejezett, olykor igen éles napi változása van, amelynek minimuma nappalra esik ; teljesen fedett ég viszont ritkán és csak rövid ideig figyelhető meg. Erre tekintettel kell lenni a prognózisnál is. Meg kell ezenkívül említeni, hogy a szárazföld fölötti helyi jellegű feláramlás az év meleg szakában a legszabályosabb napi változást mutatja. Ezt a változást a felhőzet napi mennyiségének a délutáni órákra eső megnövekedése és a rákövetkező csökkenése jellemzi. Jelentékeny mennyiségű felhőzet éjtszakára csupán zivatarokkal járó erős konvekció esetén maradhat meg.

A konvekciónak a hideg légtömeg szárazföld feletti mozgása esetén szintén van napi változása, a felhőzet azonban nagyobb mértékben és egy nap alatt többször is megváltozhatik.

A konvektív felhőzet prognózisára vonatkozólag meg kell még említeni hogy a konvektív felhők a hegyekben gyakrabban és bőségesebben képződnek, mint a síkságon, mivel ott a feltételek a feláramlásra kedvezőbbek ; ezenkívül a konvekciót elősegíti még a levegő orografikus felemelkedése is.

A napközben bekövetkező konvekció ismertetőjeleként az *Ac* castellatus és floccus jellegű felhők reggeli megjelenését említhetjük meg.

12. A rétegződés állapotának elemzése aerológiai diagrammok, metszetek és izopléták segítségével

A következőkben néhány gyakorlati eljárást veszünk szemügyre, amelyek segítségével a rétegződés már meglévő, vagy bekövetkező állapotára nézve következtetéseket vonhatunk le.

A rétegződés állapotának egy meghatározott pontban való elemzésére a legegyszerűbb és legkényelmesebb eljárás az *aerológiai diagramm.*

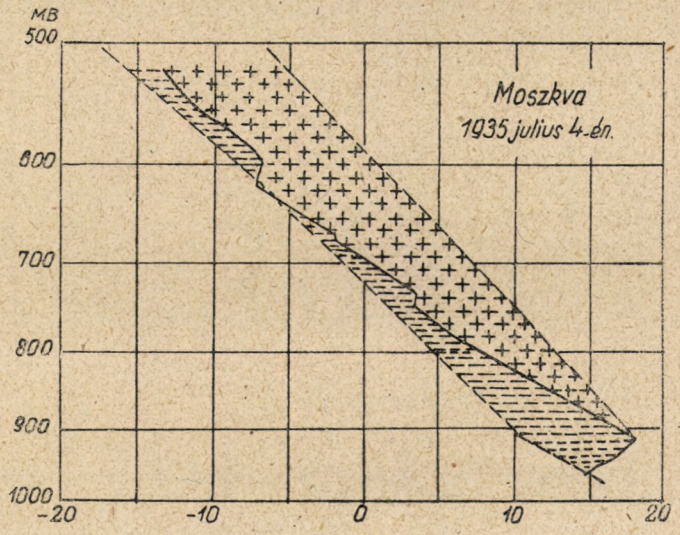
Ha felrajzoljuk egy diagrammra, pl. az emagrammra, a rétegződés görbéjét, ennek az adiabátához viszonyított hajlásából azonnal látjuk, hogy vajjon a rétegződés valamely rétegben nagyobb vagy kisebb lesz-e a száraz- vagy nedves-adiabatikus rétegződésnél, látjuk, hogy hol helyezkednek el az inverzió és az izotermia stb. rétegei. Erről már behatóan szóltunk a II. fejezetben, ahol az aerológiai diagrammokat, mint a légkör elemzésének eszközeit részletesen megtárgyaltuk. A diagrammok segítségével meghatározhatjuk a rétegződés labilitásának energiáját is, amelyről a II. fejezetben már szintén szólottunk.

Ha a stabilitás energiájára nézve a reggeli emagramm alapján akarunk következtetést. levonni, akkor figyelembe kell venni, hogy ha reggel talajmenti inverziók lépnek fel, akkor a reggeli emagramm a nappali állapotok szempontjából már nem tekinthető reprezentatívnak. Még akkor is, ha a labilitás az inverzió rétege fölött nagymértékű, annak a veszélynek tesszük ki magunkat, hogy az inverzió rovására az összes energiamennyiségre negatív mennyiséget kapunk, ha az állapotgörbét a Föld felületéről kiindulva rajzoljuk meg (246. ábra, a mínusz jelekkel fedett terület). Ilyenkor arra van szükség, hogy a hőmérsékleti görbét az inverzió felső határától lefelé extrapoláljuk, — feltételezve, hogy a hőmérsékleteloszlás nappal ebben a rétegben az adiabatikus törvény szerint változik — vagy pedig, hogy az állapotgörbét az inverzió felső határáról kiindulva rajzoljuk még (ezzel az eljárással kaptuk a 246. ábrán a plusz jelekkel borított területet), vagy pedig végül, hogy a görbe megrajzolását a maximális *s*-sel vagy Θ'-vel rendelkező, avagy a 900 mb-os nyomású ponttal kezdjük.

Ha az emagrammot prognosztikus célból használjuk, akkor figyelembe kell venni, hogy az a légkör *már meglévő*, nem pedig bekövetkező állapotát jelzi. Ezt a már meglévő állapotot a következő napokra csak annak a feltételnek alapján extrapolálhatjuk, hogy a rétegződés jellege ez alatt az idő alatt nem változik meg lényegesen. Még veszélyesebb dolog egy meghatározott pontra nézve csupán az emagrammot a szinoptikus térkép nélkül használni. Ebben az esetben semmi sem biztosíthat bennünket arról, hogy a prognózis érvényességének idejében az illető pontba nem érkezik-e egy másik, teljesen

eltérő rétegződésű légtömeg. Természetesen 5—12 órával előremutató prognózis esetén ennek valószínűsége nem valami nagy, különösen nyáron, helyi jellegű áramlás esetén. Ezért a nappali feláramlás lehetőségének meghatározására reggeli vizsgálaton alapuló, jókor összeállított emagrammot használhatunk.

Függőleges metszetben izotermák segítségével könnyen meghatározhatjuk egy tetszőleges vastagságú rétegben a függőleges gradiens középértékét. Ehhez elegendő, ha leolvassuk a hőmérsékletet két olyan pontban, amelynek a függőleges irányában Δz távolságra vannak egymástól, azután pedig a hőmérsékletkülönbséget ezzel a távolsággal elosztjuk. Különösen egyszerű a rétegződés meghatározása, ha megmérjük, hogy a függőleges mentén milyen távolságra van egymástól két szomszédos izoterma. Ha például az izotermákat 5°-onként



246. ábra. A légkör rétegződése a reggeli emagrammon egy zivataros napon

rajzoljuk meg, akkor a távolság közöttük 500 méterenként a száraz-adiabatikus rétegződésnek felel meg. A távolságot más értékek esetén könnyen kiszámíthatjuk. Ezek a távolságok különböző feltételek között :

γ fok/100 m	Δz
izotermia	∞
0,2	2500
0,5	1000
0,7	715
0,9	555
1	500

Ugyanilyen számítást végezhetünk az *izopléták* grafikonján is.

Izentrópikus metszet jelenléte esetén a hőmérsékleti gradiens középértékét tetszőleges vastagságú rétegben a következőképpen határozhatjuk meg :

Mivel $\Theta = T + 10z$, ahol z a magasság kilométerekben, ezért

$$\frac{\partial \Theta}{\partial z} = \frac{\partial T}{\partial z} + 10 \text{ vagy } \frac{\Delta T}{\Delta z} = \frac{\Delta \Theta}{\Delta z} - 10.$$

Ha például $\Delta z = 1$ km, akkor megkapjuk a hőmérsékleti gradienst 1 km-re, ha :

1. leolvassuk függőleges metszetben az izentrópiák szerint a potenciális hőmérsékletet két olyan pontban, amelyek függőleges irányban 1 km-re vannak egymástól ;

2. a felső pont potenciális hőmérsékletéből kivonjuk az alsó pont potenciális hőmérsékletét és

3. az így kapott különbségből kivonunk 10-et.

13. A labilitás energiájának meghatározása a bárikus topográfia térképeinek segítségével

A bárikus topográfia térképeit felhasználhatjuk a labilitás energiájának meghatározására is. Amint a 16. §.-ból tudjuk, a labilitás energiájának értékét a következő képlettel fejezhetjük ki :

$$W = -R \int_{p_1}^{p_2} (T - T_a)\, d\,(\ln p). \tag{3}$$

Ugyanakkor tudjuk, hogy a relatív geopotenciált a következő képlet határozza meg :

$$d\varphi = -\frac{1}{\varrho} dp = -\frac{RT_a}{p} dp = -RT_a\, d\,(\ln p), \tag{4}$$

ami p_1 és p_2 határok között integrálva a relatív geopotenciálra nézve a következő kifejezést adja :

$$H_{p_1}^{p_2} = -0{,}1R \int_{p_1}^{p_2} T_a\, d\,(\ln p). \tag{5}$$

A hőmérsékletek mindenütt virtuálisak, az a index pedig a levegőoszlop hőmérsékletét jelöli (rétegződési görbe).

Az (5) kifejezésben $H_{p_1}^{p_2}$ értékét a rétegződési görbe segítségével számítjuk ki. Jelöljük ezt $H_{p_1 \text{rét}}^{p_2}$-sel. Kiszámíthatjuk az analóg integrált az adiabatikusan felemelkedő levegő állapotváltozásának görbéje szerint is :

$$H_{p_1 \text{áll}}^{p_2} = -0{,}1\, R \int_{p_1}^{p_2} T d\,(\ln p).$$

Nyilvánvaló, hogy

$$W = 0{,}1\,(H_{p_1 \text{áll}}^{p_2} - H_{p_1 \text{rét}}^{p_2}). \tag{6}$$

a $H_{p_1 \text{rét}}^{p_2}$ értékét egyszerűen leolvassuk az $RT_{p_1}^{p_2}$ térképről. $H_{p_1 \text{áll}}^{p_2}$ értékét ugyanúgy számítjuk ki, mint $H_{p_1 \text{rét}}^{p_2}$-et, de a hőmérséklet eloszlását (adott eredeti nedvesség esetén) adiabatikusnak tételezzük fel. Ha W-t a vizsgálat valamennyi pontjára meghatározzuk, a labilitási energia térbeli eloszlásának térképét gyorsan megszerkesztjük.

A. Sz. Zverev a hőmérséklet talajmenti értékeinek és a relatív nedvességnek segítségével $H_{p_1 \text{áll}}^{p_2}$ közelítő meghatározására nomogrammot szerkesztett.

Ha a labilitás energiájának térképén izo-vonalakat szerkesztünk, tanulmányozhatjuk — az alapvető szinoptikus elemekkel való összefüggésében — a pozitív és negatív energia tartományainak eloszlását és elmozdulását. Ezideig nem állnak még rendelkezésünkre az ilyen térképekkel végzett munkára nézve eléggé határozott eredmények.

14. A rétegződés elemzése és prognózisa a bárikus topográfia térképeinek és az izentrópia-térképeinek segítségével

A rétegződés *változásait* elemezhetjük a bárikus topográfia térképein is, ha a hőmérséklet változását a légoszlopban különböző rétegek relatív topográfiájára vonatkozó térkép segítségével követjük nyomon. Tegyük fel, hogy RT^{700}_{1000} és RT^{500}_{1000} térképek állnak rendelkezésünkre. Ezeknek a térképeknek a segítségével megszerkeszthetjük a megfelelő *izallohipsza*-térképeket, azaz azokat a térképeket, amelyek a szóbanforgó rétegek relatív topográfiájának az egyik napról a másikra való változását tünteti fel. A csökkenési tartomány (a RT értékeinek csökkenése) az RT^{700}_{1000} izallohipsza térképen az illető rétegben lehűlésre, a növekedési tartomány pedig felmelegedésre utal. Ugyanez érvényes az RT^{500}_{700} izallohipszáira is. Ha a növekedési tartomány alul és a csökkenési tartomány felül megegyezik, akkor nyilvánvaló módon a labilitás növekedésével, fordított elhelyezkedés esetén pedig a labilitás csökkenésével van dolgunk. A két réteg változásainak előjelben és nagyságban megegyező értékei nyilvánvaló módon a rétegződés kicsiny változásaira utalnak.

A most leírt eljárással a rétegződésnek már megtörtént változását állapíthatjuk meg; ez lényegében véve *elemzési eljárás*. A mi szempontunkból az a fontos, hogy előre lássuk, hogyan változik a rétegződés a jövőben, még ha a legközelebbi jövőben is. Erre a célra szolgálhat az abszolút és relatív topográfia térképeinek összehasonlítása alapján az áramlás meghatározása (lásd az 59. §.-t). Az AT_{700} és az RT^{700}_{1000} térképei alapján megállapíthatjuk a bennünket érdeklő körzetben a légkör alsó rétegében az áramlás előjelét. Az AT_{500} és RT^{500}_{700} térképei alapján hasonlóképpen megállapíthatjuk az áramlás előjelét a feljebb fekvő rétegben. A két előjel megegyezése a meglévő rétegződés megmaradására irányuló tendenciát árul el. Az alsó meleg áramlásnak a felső hideg áramlással való megegyezése növekvő labilitásra utal. Megfordítva, az alsó hideg áramlásnak a felső meleg áramlással való megegyezése a stabilitás növekedését árulja el.

A. Sz. Zverev rámutatott a különböző pontokra vonatkozó rétegződés prognózisával kapcsolatos lehetőségekre. Az ehhez szükséges eljárás a *hőmérsékleteknek* a megfelelő izobárikus felületek izohipszái mentén való *transzlációja* általunk már ismeretes módszere. Ha ezt az átvitelt a különböző magasságok hőmérsékletére nézve elvégezzük, akkor megszerkeszthetjük a bennünket érdeklő pont fölött a hőmérséklet (pl. 24 óra mulva) bekövetkező magasság szerinti eloszlásának görbéjét. Ez az eloszlás lehetővé teszi, hogy a bekövetkező rétegződésre következtessünk. Zverev ezzel az eljárással az esetek egész sorára nézve jó eredményeket kapott. Meg kell azonban említenünk, hogy maguk az izohipszák is változnak az időben és ezért a hőmérsékleti prognózis pontosságának fokozása érdekében szükség van magának a bárikus térnek az előzetes prognózisára is.

A rétegződés feltételeit felderíthetjük még az *izentrópikus felületek magasságkülönbségeinek* térképeivel is. Ez a különbség összefügg a hőmérséklet függőleges gradiensének középértékével.

Tegyük fel például, hogy Θ értékei a vizsgált izentrópikus felületeken $\Delta\Theta = 10°$-kal különböznek egymástól. Ekkor ezek között a felületek között

a következő Δz távolságokkal van dolgunk (az egész réteg közepes rétegződésére nézve):

inverzió izotermia γ fok/100 m	Δz
	<1000
	1000
0,5	2000
0,6	2500
0,7	3333
0,8	5000
1	∞

Ha összeállítjuk egy napra (vagy egy félnapra) nézve Δz változásának térképét, akkor a $\Delta_2 z - \Delta_1 z$ különbség előjeléből következtetést vonhatunk le arra nézve, hogy milyen irányban változnak a rétegződés feltételei.

15. A dinamikus turbulencia szerepe

A felhők keletkezésében fontos szerepet játszhat a dinamikus turbulencia is. Labilis légtömeg esetén a dinamikus turbulencia, amely hozzájárul a konvekcióhoz, a felszálló mozgásra és a levegő dinamikus lehűlésére a maga részéről is lehetőséget teremt. Ennek következtében felhőképződés a labilitás energiájának olyan értékei esetén is bekövetkezhetik, amelyek önmagukban, turbulencia nélkül, ezt nem tudnák előidézni.

Ismeretes az úgynevezett Richardson-féle kritérium, amely meghatározza a levegő függőleges irányú örvénylő mozgásának kifejlődéséhez szükséges feltételeket. Ezt a kritériumot a következő egyenlőtlenség fejezi ki:

$$\left(\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial z}\right)^2 > \frac{g}{T_m}(\Gamma - \gamma),$$

ahol $\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial z}$ a szélnek a magasságtól függő változása, g a nehézségi gyorsulás, Γ az adiabatikus hőmérsékleti gradiens, T_m a réteg középhőmérséklete és γ a hőmérséklet tényleges függélyes gradiense. (A kritérium levezetését lásd P. A. Molcsanov »Aerológia«-jában (1938.)

A számítások azt mutatják, hogy egy 1000 méter vastag rétegben 273° középhőmérséklet és 100 méterenként 0,5—0,4° nagyságrendű hőmérsékleti gradiens esetén a szélsebesség növekedésének az alsó szinttől a felső szintig többnek kell lennie 14—15 m/sec-nél ahhoz, hogy örvénylő mozgás jöjjön létre. A szél ugrásának ekkora értéke mellett, még meglehetősen stabil rétegződés esetén is (0,4—0,5°/100) lehetséges felhőképződés.

E. M. Orlova a közelmultban konkrét esetek egész sorában megmutatta, hogy légtömegenbelüli záporos csapadék olyan feltételek között esett, amikor a Föld felszínétől számított 300 és 1200 m közötti rétegben nem volt pozitív labilitási energia, viszont a Richardson-féle kritérium a labilitási energiával nem bíró rétegre teljesült. Más esetekben a Föld felszínétől számított 2—3 km közötti rétegben, a labilitási energia hiánya és a Richardson-féle kritérium be nem teljesedése esetén, ebben az egész rétegben, vagy legalább is annak felső részében, nem volt csapadék. Végül az eseteknek egy harmadik csoportjában, amikor az 1,5—2 km körüli magasságban egy 200—400 m magas rétegben nem volt labilitási energia és a Richardson-féle kritérium ebben a rétegben sem teljesült, sem csapadék, sem felhőzet nem volt.

E. M. Orlova által vizsgált esetek száma túlságosan kicsiny (mind a három csoportban 15), ezenkívül kutatásai nem ölelték fel a labilitási energia és a dinamikus áramlás eloszlásának összes lehetséges kombinációját. Olyan szélesebbkörű kutatásra van szükség, amely határozottabb következtetésre vezethet ezzel az érdekes kérdéssel kapcsolatban.

16. A stabilis légtömegek felhői

Bergeron osztályozása szerint az ilyen felhők hullámfelhők. Mindenekelőtt és elsősorban a réteges (stratus) és a réteges gomolyfelhők (stratocumulus) tartoznak ide. Igaz, ezek a felhők bizonyos mértékben frontokkal is kapcsolatosak lehetnek, mindazonáltal a stabilis légtömegekre nézve jellemzők. Ide tartoznak még az *Ac* és *Cc* felhők is, mivel azok légtömegen belüli inverzióval kapcsolatosak.

A réteges- és réteges-gomolyfelhők szerkezetüket és keletkezésüket tekintve, igen hasonlóak egymáshoz. Az alapvető különbség közöttük, úgy látszik a hullámhosszban rejlik. Az *St* felhők esetében a hullámok oly hosszúak, hogy az alulról való megfigyelés esetén megkülönböztethetetlenek, a felhőréteg fölé emelkedő repülőgépről azonban nagyon jól láthatók. Az *Sc* felhők esetén a hullámok kevésbbé hosszúak és a felhőrétegnek jól megkülönböztethető elvékonyodásai vagy szakadásai vannak, azaz »szerkezetet« mutat. Ezeknek a felhőknek a függőleges kiterjedése kicsiny a frontális felhőrendszerek kiterjedéséhez képest. Ez a magasság mindössze néhány 100 méter. De az esőcseppekből álló sűrű strukturájuk és a felhőrétegek nagy kiterjedése miatt a megvilágítás gyengülése ezeknek a felhőknek, különösen *St*-nak, esetében jelentékeny.

A *St* és *Sc* felhők nem túlságosan alacsony hőmérsékleten meglehetősen egyenletes cseppekből álló cseppfolyós halmazállapotú felhők. A felhőt alkotó elemek átalakulása darává ebben az esetben koaguláció (összeolvadás) útján következhetik be, amit a turbulencia és a különnemű elektromos töltések hoznak létre. Íly módon az eléggé magas *St* felhőkből (ritkábban az *Sc* felhőkből is) néha szitáló csapadék hullhat. Alacsony hőmérsékleteken (—10, —20° körüli hőmérsékleteken) az *St* felhőkben kristályos elemek jelenhetnek meg és kétféle halmazállapotú víz szomszédságának következtében kolloidális labilitás keletkezhetik. Ilyen feltételek esetén a felhőkből kicsiny szilárd részecskék (csillagocskák vagy havas szemecskék) eshetnek, *St* (vagy *Sc*) felhők keletkezéséhez meleg vagy helyi jellegű stabilis légtömegben a következőkre van szükség :

1. Meglehetős mérvű lehülésre alul, ha a légtömeg hidegebb, vagy ha a napi változás során (azaz éjjel vagy reggel) lehült. Mindkét esetben, de különösen élesen a második esetben megfigyelhető, hogy a felhőzet napi változást mutat, úgyhogy a változás során a maximum reggelre esik.

2. A vízgőz felfelé irányuló örvénylő átvitelére, amely a kicsapódás megfelelően alacsony szintjéig tart. Ellenkező esetben a Föld felszínén köd keletkezik.

3. A kicsapódási szint fölött különösen stabilis, gyakran inverziót mutató rétegződésre, amely megakadályozza, hogy a felhők a függőleges irányban fejlődjenek. A visszatartó réteg alatt gyakran vízgőz és por gyűlik össze és ezek kisugárzása adja az első impulzust a felhőképződésre. Az alacsony, zsugorodási inverziók az anticiklonokban különösen kedvezők arra, hogy

alattuk tengeri eredetű légtömegekben *St* felhők jöjjenek létre. Az orografikus feltételek az *St* felhők keletkezésére és szétoszlására különösen erős hatást gyakorolnak. Ismeretes, hogy az *St* felhők gyakran hosszú ideig eltakarják a hegyek közt fekvő völgyeket ; ilyen felhők létrejönnek a szélfújta lejtőkön is, ha a rétegződés nem kedvez a feláramlásnak. Érdekes megfigyelni a hegyekben napkeltekor az *St* felhők felbomlásának és *Fcu* felhőkké való átalakulásának folyamatát.

Az *St*-réteg lefelé irányuló növekedése a Föld felszínén ködképződéshez vezethet (magas radiációs köd).

Az *Sc* felhők keletkezésének feltétele általában véve hasonló az *St* felhők keletkezéséhez szükséges feltételekhez ; a kétféle felhőtípus között általában nincsenek elvi különbségek.

17. *Frontális felhők*

Mint ismeretes, a legsajátosabb és legfontosabb frontális felhők a felsiklás felhői, vagyis az *As* és az *Ns* (beleértve a *Cs*-t is). Ezek a melegfront alapvető felhői ; ezek a felhők azonban bizonyos módosulatokban a hidegfrontok és okklúziós frontoknak a leggyakoribb felhőformái is. Megismételünk és kiegészítünk néhány tényt, amelyet ezekre a felhőkre nézve az V. fejezetben közöltünk.

Itt hatalmas felhőtömeggel van dolgunk, amelynek felső határa a 4—7 km körüli magasságban fekszik, alapja pedig a frontális felület fölött vagy annak belsejében (azaz az átmeneti rétegben) helyezkedik el ; ennek következtében a felhők alapja leereszkedik abban a mértékben, amint a Földön lévő frontvonalhoz közeledik. A felhők ílymódon a melegfronton belül a frontális felület fölött helyezkednek el és eredetük a meleg levegő felsiklásával és annak dinamikus lehülésével kapcsolatos. Egyesek az *As-Ns* felhők keletkezését másként magyarázzák. Így például P. A. Molcsanov professzor ezeket a felhőket a frontális felület alá helyezi és keletkezésüket a vízgőznek a frontális felületen keresztül felülről lefelé való diffuziójával hozza kapcsolatba. Ma már ezzel a felhőrendszerrel kapcsolatban elég nagyszámú megfigyelés áll rendelkezésünkre, úgyhogy ezt a felfogást a tényekkel teljesen összeegyeztethetetlennek kell tekintenünk ; Molcsanov felfogása elméletileg sem állja meg a helyét, úgyhogy szükségtelen, hogy részletesebben ismertessük.

A frontális felület alatti felhők a valóságban az *As-Ns* felhők megszokott kísérői és az említett felhőkből hulló csapadékkal kapcsolatban keletkeznek. Ezek az ismert Fractonimbusok. Méreteik és jelentőségük azonban igen csekély az *As-Ns* felhők hatalmas tömegéhez képest.

A felsiklás felhőrendszerét típikus esetben néhány 100 vagy 1000 km-hosszúságú és néhány 100 km szélességű folytonos képződménynek tekinthetjük. A felhőrendszer vastagsága 5—6 km-től (a frontvonalak közelében, néhányszáz méterig változik (a frontvonaltól való legnagyobb távolságban, ahol a felhőknek *Cs* jellegük van). A felhőrendszer felső határa többé-kevésbbé vízszintes, alsó határa pedig ferde. Amint a felhők frontvonalhoz közelednek *Cs*-ből — annak következtében, hogy megjelennek bennük a legalacsonyabban fekvő részek — *As*-szá és *Ns*-szá alakulnak át. A *Cs* (valamint az *As* és *Ns* felső részei) túlnyomóan teljes kristályokból állnak ; az *As*-ban a felhők főtömege kicsiny vázak és igen apró cseppek elegyéből áll. Ugyanilyen a szerkezete

az *Ns* középső rétegének is, alsó rétegeiben azonban a cseppecskéknek és kristályoknak már különböző nagyságuk van.

A *Cs* felhőket kolloidálisan stabilis felhőknek tekinthetjük. Az *As*-ban a cseppek és kristályok szomszédsága a felhőket kolloidálisan labilissá teszi. A darává átalakuló kristályok a felhők alapjából »esési sávok« alakjában esnek le, télen azonban gyakran elérik a Földet, anélkül, hogy szétolvadnának, vagy elpárolognának. Érthető, hogy az *Ns* felhők kolloidálisan szintén labilisak. Ezeknek a felhőknek az a jellemző vonásuk, hogy olyan csapadék esik belőlük, amely a Földet nem csupán télen, hanem nyáron is eléri.

A *Cs* felhők, mint ismeretes, majdnem átlátszó, fehér felhők, amelyek haló-jelenséget adnak. Ezeket a felhőket rendszerint *Ci* felhők, különösen pedig a magas *Ci* uncinus felhők előzik meg; a *Cs* felhővel való szerves összefüggésük kérdése azonban még ma sem eléggé világos. Az *As* felhő tejfehér vagy majdnem szürkés rétegnek látszik, amelyen keresztül a napkorong ködfoltok alakjában különbözőképpen világít. Az *Ns* alulról ezüstszürkének látszik; ugyanúgy mint az *As*, olyannak tűnik, mintha belülről lenne megvilágítva. Az *Ns* felhők alsó felületét ritkán sikerül megfigyelnünk, mivel azt rendszerint az alatta elhelyezkedő *Fnb* felhők halmazai eltakarják, ez utóbbiaknak pedig az *Ns* felhők alatt sötét ólomszürke színük van.

A *Cs-As-Ns* felhőrendszer szerkezetének leírása lehetővé teszi, hogy a rendszereket összehasonlíthassuk a záporfelhővel (*Cb*). Valóban, az ismertetett felhőrendszer, ugyanúgy mint a *Cb* felhő, felső részében kristályokból, alsórészében pedig kristályok és cseppek keverékéből áll. Az említett rendszer is, ugyanúgy mint a *Cb* felhő, kolloidálisan labilis és csapadékot ad. A különbség a felemelkedő mozgás kisebb sebességében, a felhőképződés tökéletes eltérő mértékében, a felhőzet elnyúló voltában, ferde alsó felületében és az ezzel összefüggő asszimmetriájában rejlik.

Gyakran állítják, hogy az *As-Ns* rendszerek frontoktól függetlenül is megfigyelhetők, ennek az állításnak azonban nincsenek kétségtelen bizonyítékai. Lehetséges, hogy a ciklon centrumának közelében *As* és *Ns* felhők a meleg szektor belsejében is létrejönnek, amint errevonatkozólag az V. fejezetben már említést tettünk; a levegőnek ehhez szükséges nagy méretekben való felemelkedését a súrlódás magaslégköri divergenciája és az alsó konvergenciája biztosítja. Az ilyen *As-Ns* felhők a leggyakrabban úgylátszik, felső frontokkal vagy a térképen nehezen felfedezhető frontokkal kapcsolatosak.

Igen fontos megemlíteni, hogy a hideg frontokon, az okklúziók frontjain, nyáron pedig a meleg frontokon is, a fentiekben leírt jellegzetes felhőzet énveges változásokon megy át. A hidegfront esetében a felhőrendszer elülső széle a *Cb* hullám jellegét veszi fel, vagy pedig (a másodrendű hidegfront esetében) az egész felhőrendszer erre a hullámra vezethető vissza. Az okklúziós front felhői még bonyolultabbak és gazdagabb arculatúak. Ezek hullámszerű formákban, világos foltokban stb. bővelkednek. Részletesebb leírásukat az V. fejezetben adtuk meg. A meleg frontoknak nyáron a szárazföld fölött félig konvektív jellegű felhőzetük van, s néha jól kifejlődött zivatarokat idéznek elő.

18. A frontális felhők prognózisa

A frontális felhők prognózisa főként a felhőrendszernek a fronttal együtt való transzlációjára, azaz a front helyváltoztatásának prognózisára vezethető vissza. A felhők minőségét a legmegbízhatóbban a térkép adatai alapján

állapíthatjuk meg ; típikus szkémákat nem lehet megállapítani. Számításba kell venni azonban a felhőzetnek a front fejlődése — pl. a front kiéleződése, a mozgási irány megváltozása, az okklúziós front elavulása stb. — következtében lehetséges átalakulását.

Ha a felhőrendszer nem mutat világos kapcsolatot a fronttal, akkor a középső troposzférában (pl. a 700 mb-os felületen) a gradiens széllel együtt haladónak tekinthetjük.

19. A szélsebesség függőleges összetevőinek kiszámítása[1]

A. Sz. Zverev a függőleges szélsebesség-összetevő térképének összeállítására az alábbiakban ismertetett módszert ajánlotta. Ezek a térképek nyilvánvalóan fontosak a frontokon és általában a ciklonokban való lecsapódásnak, továbbá a levegőnek az anticiklonokban való leszállásának elemzésére.

A szélsebesség függőleges összetevőjének kiszámítására szolgáló képleteket elemi meggondolások alapján vezethetjük le.

Adiabatikus folyamat esetén

$$\frac{d\Theta}{dt} = \frac{\partial \Theta}{\partial t} + u\frac{\partial \Theta}{\partial x} + v\frac{\partial \Theta}{\partial y} + w\frac{\partial \Theta}{\partial z} = 0 \tag{7}$$

ahol Θ a levegő elemi térfogatának potenciális hőmérséklete, $\frac{d\Theta}{dt}$ ennek individuális és $\frac{\partial \Theta}{\partial t}$ helyi jellegű változása, u, v és w a szélsebesség összetevői és $\frac{\partial \Theta}{\partial x}, \frac{\partial \Theta}{\partial y}$ és $\frac{\partial \Theta}{\partial z}$ pedig Θ aszcendensének összetevői. Ha a koordinátarendszert úgy választjuk meg, hogy az y tengely iránya megegyezzék a H_n izohipsza irányával, akkor közelítőleg érvényes, hogy :

$$w = -\frac{1}{\frac{\partial \Theta}{\partial z}}\left(\frac{\partial \Theta}{\partial z} + v\frac{\partial \Theta}{\partial s_n}\right), \tag{8}$$

ahol $\frac{\partial \Theta}{\partial s_n}$ a potenciális hőmérsékletnek az izohipsza mentén való aszcendense. Izobárikus felület esetén (p = konst.) a $\Theta = T\left(\frac{1000}{p}\right)^{0,288}$ képletből azt kapjuk, hogy $\Theta = k_p T$. Ha figyelembe vesszük a potenciális hőmérséklet függőleges gradiensére vonatkozó ismert kifejezést :

$$\frac{\partial \Theta}{\partial z} = \frac{\Theta}{T}(\Gamma - \gamma),$$

ahol Γ az adiabatikus függőleges gradiens, γ pedig a megfigyelt függőleges gradiens, akkor $\Theta = k_p T$ helyettesítése és k_p-vel való egyszerűsítés után a (8) egyenletből azt kapjuk, hogy

$$w = -\frac{1}{\Gamma - \gamma}\left(\frac{\partial T}{\partial t} + v\frac{\partial T}{\partial s_n}\right). \tag{9}$$

A zárójelben lévő első tag a hőmérséklet helyi jellegű változása az adott pontban, az adott izobárikus felületen, a második tag pedig a hőmérséklet áramlás útján való változása az adott pontban, ellenkező előjellel. Az egész zárójelben lévő kifejezés nyilvánvaló módon a hőmérséklet nem áramlás útján való változását képviseli, amit a 700 mb-os és magasabban fekvő felület esetében alapjábanvéve a szélsebesség függőleges irányú összetevőinek kellett tulajdonítani, ámbár egyes esetekben olyan nem-áramlásos jelenségek is lényeges hatást gyakorolhatnak, mint a sugárzás stb. Jelöljük a hőmérséklet advektív változását az izobárikus felület adott pontjában δt órányi időköz alatt A-val, valóságos változását pedig B-vel. Ekkor $\gamma°/100$ m esetén kapjuk, hogy

$$w = -\frac{100}{\delta t\,(\Gamma - \gamma)}(B - A) = \frac{100}{\delta t\,(\Gamma - \gamma)}(A - B) = m\,(A - B)\ \text{m/h}. \tag{10}$$

[1] Irta : A. Sz. Zverev

A értékét — a hőmérsékletnek az izobárikus felület adott pontjában áramlás útján való változását — a szóbanforgó felület abszolút topográfiáját feltüntető térképén az izotermáknak az izohipszák mentén való átvitele útján határozhatjuk meg. Ezt az eljárást a fentiekben a 75. §-ban tárgyaltuk, amikor I. A. Kibel módszerét vizsgáltuk. B értékét közvetlenül a hőmérséklet leolvasásával határozhatjuk meg. $\delta t = 12$ óra és $\gamma = 0{,}6°$ esetén kapjuk, hogy

$$w \simeq 20\,(A - B) \text{ m/h}. \tag{11}$$

A geopotenciál barometrikus képletéből a hőmérséklet az 1000 és 500 mb-os izobárikus felületek közötti rétegben

$$T_m \simeq 0{,}5\, H_{1000}^{500}, \tag{12}$$

ahol H_{1000}^{500} az 500 mb-os felület magassága dekaberkekben az 1000 mb-os felület fölött.

Ekkor, ha behelyettesítjük a (10) egyenletbe az izotermák helyébe az RT_{1000}^{500} térkép izohipszáit, azt kapjuk, hogy:

$$w_m = \frac{100 \cdot 0{,}5}{\delta t(\Gamma - \gamma)}\,(A_m - B_m) = 0{,}5\, m\,(A_m - B_m) \text{ m/h}. \tag{13}$$

A (11) egyenlet által kifejezett feltételekhez hasonló körülmények között

$$w_m \simeq 10\,(A_m - B_m) \text{ m/h}, \tag{14}$$

ahol A_m és B_m dekaberkekben vannak kifejezve. A_m értékét úgy határozhatjuk meg, hogy az RT_{1000}^{500} térkép izohipszáit átvisszük az AT_{700} térkép izohipszái mentén. Ha meghatároztuk az átvitel pontját a folyamatban lévő állapotra vonatkozó AT_{700} térképen, akkor kiszámíthatjuk az átvitel pontjában H_{1000}^{500} értéket δt órával azelőtt, ami megadja A_m értékét. B_m értékét közvetlenül leolvassuk az RT_{1000}^{500} folyamatban lévő állapotot kifejező térképről, mint H_{1000}^{500} tényleges értékét az adott pontban.

$\delta t = 12$ óra esetén az eredmény sokkal jobban megegyezik a szinoptikus feltételekkel, mint $\delta t = 24$ óra esetén. w-nek a csapadékövezetekkel való összehasonlítása nem ad mindig megegyező képet.

20. A felhőzet és a csapadék prognózisa az izentrópia-térképek segítségével

A felhőzet és a csapadék az izentrópia térképeken elsősorban a nedves nyúlványok területén jön létre. Speciálisan nyáron mind a frontális, mind a légkörön belüli zivatarok ezekre a területekre koncentrálódnak. Felhőzet és csapadék az év tetszőleges szakában főként a nedves nyúlvány baloldali és elülső részén figyelhető meg.

Ha a szél az izentrópia-térképen az izobárokra (izohipszákra) merőlegesen fúj, felemelkedő vagy leszálló mozgás következik be, ami a felhők és a csapadék szempontjából a megfelelő hatásokat hozza létre. Ki lehet számítani az áramlásfüggvények közötti különbséget a felső és alsó izentrópikus felületen; az ezek alapján megrajzolt »relatív áramvonalak« megadják az áramlás irányát a felső felületen az alsó felülethez viszonyítva. Ha feltesszük, hogy a bárikus rendszer az alsó szinten bizonyos sebességgel mozog, akkor ezek a relatív áramvonalak megmutatják, hogy az izentrópia-térképen hol van felemelkedő vagy leszálló mozgás. Ott, ahol a relatív szél az izobárra merőlegesen a nagynyomás felől a kisnyomás irányába fúj, felemelkedő mozgás van jelen és felhő, valamint csapadék jön létre. A leszálló mozgás tartományában fordított hatással állunk szemben.

Általában véve minél nagyobb az izentrópia-térképen az izobárok és az áramvonalak közötti szög, annál nagyobb a felemelkedő, illetőleg a leszálló mozgás, valamint ezeknek a mozgásoknak az áramvonalak megfelelő sűrűsége, azaz megfelelő szélsebesség esetén való hatása. Természetesen ebben az esetben tekintetbe kell venni a nedvességtartalmat is: minél közelebb áll a levegő telítettségi állapotához, annál jogosabban prognosztizálhatunk felhőzetet és csapadékot.

79. §. A csapadék keletkezése és prognózisa

1. A csapadék típusai

A szinoptikus gyakorlatban különös figyelmet fordítanak a felhőkből hulló csapadékra. A hidrometeorok különleges fajtái közül (a ködöket nem tekintve) rendszerint csak az ónos esők prognosztizálhatók; a harmat, dér vagy zúzmara prognózisát csupán különös esetekben lehet megadni. Ezért a csapadékprognózis alapjában véve a csapadékot adó felhőzet prognózisára vezethető vissza.

Aszerint az osztályozás szerint, amely Beauforttól származik és amelyet fizikailag Bergeron alapozott meg, a felhők három alapvető genetikus típusának megfelelően a »felhőzetből« hulló csapadék három főtípusát különböztetik meg:

1. Az *As—Ns* rendszerből származó *tartós csapadék;*
2. a *Cb*-ból származó *záporos csapadék;*
3. az *St* és *Sc*-ból származó *szitáló csapadék.*

A csapadék első típusa nyilvánvaló módon túlnyomóan frontális jellegű, mivel az *As—Ns* rendszerek frontokkal kapcsolatosak; a másik kettő túlnyomóan a légtömegen belüli eredetű. Megemlítjük azonban, hogy záporos csapadék lehetséges a hideg, nyáron pedig még a meleg frontokon is; ugyanakkor vannak olyan esetek, amikor az *As—Ns* rendszer és a velük kapcsolatos tartós csapadék megfigyelhető a frontokkal való szemmelláthatható kapcsolat nélkül is. Végül úgy látszik, hogy az orográfiai feltételek — az orográfiai befolyás jellegének megfelelően — mind a három csapadéktípus létrejöttét lehetővé teszik.

A tartós csapadék formái a közepes méretű cseppekben megnyilvánuló eső, a hó, különösen közepes nagyságú hatágú csillag formájában, a hódara és a jégeső (hőmérsékleti inverziók esetén). A záporos csapadék nagycseppű esőből, gyakran nedves vagy pelyhes hóból, jégdarából, nyáron jégesőből is áll. S végül a szitáló csapadék rendkívül kicsiny cseppekből ($d < 0{,}05$ cm), alacsony hőmérsékleten pedig rendkívül kicsinyszemű jégesőből (jeges szitálás), kicsiny kristályokból, havas magvakból, vagy jégtűkből áll. Mind a tartós eső, mind pedig a szitáló eső a Föld felületére túlhűtött állapotban is leeshetik és ott megfagy. Ez záporeső alkalmával szabály szerint nem következhetik be, mivel a záporesőhöz a hőmérsékleti inverzióra nincs szükség.

2. A csapadék leesésének fizikai feltételei

Említettük már, hogy a felhők kolloidális stabilitásának felbomlása a *Cu*-ban annak eredményeként következik be, hogy ezeknek a felhőknek a felsőbb részeiben a víz — cseppfolyós állapota mellett — szilárd állapotban is megtalálható. Bergeron az 1928—1932. években ennek a jelenségnek a következő elméleti magyarázatát adta.

Mint ismeretes, a felhő cseppfolyós halmazállapotát zérus foknál jelentősen alacsonyabb hőmérsékleteken (egészen —20 fokig és még tovább is) megőrizheti, miközben természetesen a cseppecskék túlhűtött állapotba kerülnek. Ha azonban a felhő a vertikális irányban tovább növekszik, végül is elérheti azt a réteget, ahol elegendő mennyiségű úgynevezett *jégmag* lebeg.

Ezek a jégmagok igen kicsiny jégkristályok, magas jégfelhők olyan maradványai, amelyeknek már nem sikerült elpárologniok, vagy pedig felhőképződés nélküli, nem erős szublimáció termékei. A jégmagok rétege az év meleg szakában az európai szélességeken körülbelül 5—6 km-es magasságban (a —10—20°-os izotermánál magasabban) kezdődik. Télen — a Földhöz viszonyítva — rendkívül alacsonyan is megfigyelhető : például téli fagy idején a napfényben csillogó jégtűk (gyémántos por) éppen az ilyen jégmagokat jelentik a Föld felületének közvetlen közelében.

Bizonyos mennyiségű jégkristály magának a felhőnek felső, leghidegebb részében is keletkezhetik az illető magvakon való közvetlen kristályosodás következményeként — amint a felhő növekszik és a hőmérséklet csökken.

A növekvő vízfelhő felső részének a jégmagok rétegébe való belépésekor, vagy jégmagoknak magán a felhőn belüli képződésekor a felhő kolloidális stabilitása megbomlik és kezdetét veszi a vízgőz diffúziós átvitele a cseppekről a kristályokra, amelyeken, mint a kristályosodás magjain, megindul ennek következtében a hópelyhek fejlődése. A felhő szilárd halmazállapotú elemei egyre inkább megnövekednek a cseppek rovására, a nagyobb elemek hasonló okból megnövekednek a kisebbek rovására és a végén kezdetét veszi a szilárd elemek lehullása. Ennek folyamán a lehulló szilárd részek »magukhoz ragadják« az új cseppekről elpárolgó vízgőzöket, ezen kívül pedig összeütköznek az alacsonyabban fekvő felhőtömegek még meg nem fagyott cseppjeivel, megindítják azok fagyási folyamatát is és »magukhoz fagyasztják« azokat. A felhőn keresztüleső hópelyhek és teljes kristályok, valamint az igen kicsiny túlhűtött cseppek »összefagyása« valószínűleg alapvető szerepet játszik a dara- és jégesőmagok kialakulásában.

A felhő szilárd állapotú elemei, miután felülről lefelé áthaladtak a felhő egész rétegén, annak alsó részéből kihullanak. Az év meleg szakában útjukon esetleg cseppekké olvadnak és az is előfordulhat, hogy elpárolognak. Néha — csupán *Cb*-ból — jégeső formájában hullanak ki. Az év hideg szakaszában a csapadék úgy érkezik a Földre, hogy nem olvad el, hanem hó és dara formájában esik le.

Az »eljegesedés«, vagyis az a folyamat, amikor a víz a cseppekről a kristályokra átmegy, igen nagy sebességgel megy végbe. Bergeron a következő kezdeti feltételeket veszi figyelembe: 1 cm^3-nyi térben $4{,}2.10^{-5}$ gramm víz oszlik el egyenletesen 1000 csepp formájában ($d = 20$ mμ) ; ugyanebben a térben egy kocka középpontjában egy jégkristály foglal helyet. Közelítő számítás szerint az egész víznek a cseppekről a kristályra való átviteléhez mindössze 10—20 percre van szükség (a folyamatnak meglehetősen viharos jellege van).

A csapadék lehullásának ezt a mechanizmusát, amelynek az a lényege, hogy a felhő kolloidális stabilitását a jégmagok megbontják, Bergeron magának az *általános mechanizmusnak* tekinti a szabad atmoszférában ; véleménye szerint majdnem minden tényleges esőcsepp ($d > 0{,}5$ mm) és valamennyi hópehely az említett módon keletkezik a jégkristályokból.

Cb-ok esetében a csúcsok »eljegesedésének« a csapadék leesésében betöltött szerepét közvetlen megfigyeléssel meg lehet állapítani. Lényegében véve azonban ugyanilyen a csapadékhullás mechanizmusa *As* és *Ns* felhők esetében is ; az ilyen felhőréteg felső részének is magasabbra kell nyúlnia a jégmagok szintjénél.

Télen, amikor a jégmagok szintje alacsonyabban fekszik, a kevésbbé magas *Fcu*, *Sc* vagy *Ac* felhők is kolloidálisan labilisak lehetnek. Ezért az ilyen vékony felhőkből, amelyekből pedig sohasem hull eső, gyakran esik kevés hó.

A kifejtettekből következik, hogy a felhőnek ahhoz, hogy eső vagy hó hulljon belőle, a jégmagok szintjénél magasabbra kell nyúlnia ; minden esetben magasabbra kell nyúlnia, tehát a zérus izotermánál, vagy ami még valószínűbb : a —10, sőt a —20°-os izotermánál is. Ennek a feltételnek a megvalósulása nélkül a frontális felhőrendszer nem ad csapadékot. Nem adnak csapadékot a konvekciós felhők sem, ha az eljegesedés szintje magas (nyáron az alacsony szélességeken) és a felhők azt nem érik el, azaz gomolyfelhők maradnak. Szitáló csapadék esetében a kolloidális labilitás szilárd halmazállapot jelenléte nélkül is megbomlik : csapadékképződéshez itt a cseppek ütközés útján való koagulációja vezet el, ami annál nagyobb, minél nagyobb kiterjedésűek a felhők és minél nagyobb bennük a turbulencia.

3. A tartós csapadék prognózisa

A tartós csapadék bekövetkezésének prognózisa az *As*—*Ns* felhőrendszer jelenlétének prognózisára, a fázisainak prognózisa pedig a hőmérsékleti állapotok számbavételére vezethető vissza. Meg kell azonban ebből az alkalomból is jegyezni azt az általunk már nem egyszer megemlített tényt, hogy az első fajtájú hideg frontokon, az okklúziós frontokon, nyáron pedig még a meleg frontokon is, a tartós csapadékkal záporos csapadék jár együtt. Ezért elengedhetetlen a prognosztizált fronton már megtalálható csapadék minőségének figyelmes elemzése, valamint a front előrenyomulásakor és fejlődésekor a meglévő csapadékjelleg lehetséges változásainak számbavétele.

A leglényegesebb ebben az esetben az okklúzió folyamata, amely a csapadék folyamatos degenerációjához vezet. Ha a csapadék területe eredetileg stacionárius fronttal függött össze, akkor a hullámszerű örvény kialakulása a fronton a csapadék terének a meleg front előtti kiszélesedéséhez és intenzitásának megnövekedéséhez vezet. Magának a csapadéknak az intenzitását a felszálló meleg levegő nedvességtartalmából és nedves labilitásából lehet meghatározni. Ami egy adott helyen a front átvonulásakor keletkező csapadék mennyiségét illeti, az nem csupán a frontális csapadék intenzitásától, hanem a front mozgásának sebességétől is függ : minél lassabban halad át a front az adott pont fölött, annál nagyobb a csapadék összes mennyisége.

Ha a frontális csapadék kifejlődését vagy újbóli keletkezését prognosztizálni akarjuk, akkor a következőkre kell még tekintettel lennünk :

1. A csapadék keletkezésének vagy megerősödésének valószínűsége a felhők kiterjedésének növekedésével együtt nő. Amíg azonban a felhőrendszer felső határa nem éri el a jegesedés szintjét (azaz a mintegy —10, —20° hőmérsékletet), csapadék nem fog esni.

2. A csapadék tartós eső formájában az *Ns* felhőkből hull a Földre. Hó azonban *As*-ból, sőt *As* translucidus-ból is eshet. Hegyvidékeken, vagy pedig repülés esetén, ha nem vagyunk messzire az *As* alapjaitól, mind havazásba, mind pedig esőbe is kerülhetünk.

Hegyvidékeken a prognózis készítése alkalmából igen fontos figyelembevenni a frontra és ennek következtében a frontális csapadékra való orográfiai behatásokat. Ezeket az orográfiai behatásokat részletesen leírtuk a VII. fejezetben. Itt röviden a következőkre hívjuk fel a figyelmet.

1. Amikor a front a gerinc felé közeledik, a csapadék front előtti területe kiszélesedik és a csapadék megerősödik.

2. Amikor a meleg front átmegy a gerincen, a csapadék front előtti tartományának egy részét a gerinc visszatartja.

3. A gerinc szélárnyékos oldalán, leszálló levegőben a frontális csapadék meggyengül, vagy teljesen megszűnik. Meleg front esetében a frontális felhőrendszer a gerinc mögött, attól néhány száz km távolságban újból helyreáll.

Az olyan csapadéktartományoknak, amelyek nem kapcsolatosak nyilvánvaló módon frontokkal, a következő természetük lehet.

Ezek elsősorban olyan csapadékok lehetnek, amelyek az okklúzió felső frontjaival kapcsolatosak, amelyeket a térképen már nem lehet megkülönböztetni a Föld felületére vonatkozó adatok alapján. Ebben az esetben a csapadék természetét, továbbá annak további fejlődését és mozgását a frontot és annak csapadéktartományát térképről-térképre nyomon követő történeti elemzés segítségével lehet felderíteni. Néha megfigyelhetők pl. keskeny csapadéksávok az anticiklonok nyugati részein, a magas nyomás területén. Az ilyen csapadéksáv első tekintetre megmagyarázhatatlan. Történeti, lépésről-lépésre haladó elemzés esetén azonban azt találhatjuk, hogy a csapadék tartománya eredetileg olyan okklúzióval volt kapcsolatos, amely nyugat felől a megerősödő anticiklon irányában haladt. Az okklúzió alsó frontja fellazult, a csapadéktartomány összeszűkült és degenerált, azonban még nem tűnt el. Az ilyen fajtájú meteorológiai esemény érdekes esete fordult elő a Szovjetunió európai területének nyugati részén 1930. novemberének első napjaiban.

Másodsorban az ilyen csapadéktartományoknak orográfiai eredetűk lehet. Ha labilisan rétegezett légtömeg a gerinc mentén felemelkedik, a légtömegen belüli záporok annyira megerősödhetnek, hogy folytonos csapadéktartomány keletkezik, teljesen zárt égbolttal. A stabil jellegű légtömeg nagymértékben arra törekszik, hogy horizontális irányban kerülje meg a gerincet. Ilyenkor az orográfiai feltételek következtében a szitáló csapadék is igen jelentős mértékben megerősödhetik.

Összefüggő csapadéktartományok keletkezhetnek pl. a ciklon meleg szektorában. Orográfiai feltételek itt szintén nagy szerepet játszhatnak, nagyszabású rendezett konvekciót teremtve. A nem frontális jellegű területekhez képest a csapadék frontális területeinek azonban mindenesetre abszolút uralkodó jelentőségük van.

A hóval kapcsolatban egy alapvető megjegyzést kell tenni. A hó télen nem csupán *Ns*—*As*-ból esik, hanem kis mennyiségben *St* és *Sc* rendszerekből, sőt a meleg légtömegeken belül *Ac*-ból is. Ez a kevés légtömegen belüli hóesés egészen jelentős területek fölött mehet végbe. A prognózis érdekében arra kell törekedni, hogy a térképeken gondosan elhatároljuk a hó frontális tartományait a légtömegen belüliektől, még ha ezt nehezebb is megtenni, mint cseppfolyós csapadék esetében.

4. A csapadék intenzitásának kiszámítása[1]

A szélsebesség adott vertikális irányú összetevője esetén a csapadék intenzitásának kiszámítása céljából A. Sz. Zverev a következő meggondolásokat teszi. A levegőtömeg a Föld felületéről z szintre emelkedik fel w_m átlagos sebességgel. Válasszuk z értékét elég nagynak (legyen pl. az 500 millibáros felület szintje) és tekintsük mindenekelőtt azt az

[1] Írta: A. Sz. Zverev.

esetet, amikor a levegő relatív nedvessége egyenlő 100%-kal. Vegyük fel továbbá, hogy a felhő (illetőleg a felhőrendszer) magassága és sűrűsége állandóvá vált, azaz úgy vehetjük, hogy a felhőn belül kicsapódó összes nedvesség csapadék formájában leesik. Jelöljük adott hőmérséklet esetén a lehetséges legnagyobb fajlagos nedvességet a Föld felszínén S_0-lal, a 900 millibáros felület szintjén S_9-cel és így tovább. Két főizobár felület között (100 mb-ként számítva a főfelületeket) az átlagos fajlagos nedvesség (g/kg-ban) számértékét tekintve egyenlő az ennek a rétegnek 1 m²-es alapján nyugvó levegőoszlopban levő vízgőz összes mennyiségével (kg-okban), mivel az ilyen oszlop súlya kb. 1000 kg. Ekkor könnyen beláthatjuk, hogy t idő alatt a Föld felületétől az 500 mb-os szintig terjedő levegőoszlopon keresztül lehulló csapadék mennyisége:

$$\Delta Q_1 = (S_0 - S_5) + (S_9 - S_5) + (S_8 - S_5) + (S_7 - S_5) + (S_6 - S_5) =$$
$$= S_0 + S_9 + S_8 + S_7 + S_6 - 5S_5,$$

vagy ha elhanyagoljuk a többi taghoz képest az S_5 tagokat:

$$\Delta Q_1 \sim S_0 + S_9 + S_8 + S_7 + S_6.$$

Amint azonban a levegő felemelkedik, helyébe új felemelkedő levegő áramlik, miközben a következő csapadékmennyiség váltódik ki:

$$\Delta Q_2 = (S_0 - S_9) + (S_0 - S_8) + (S_0 - S_7) + (S_0 - S_6),$$

t idő alatt 1 m² felületre összesen a következő csapadékmennyiség esik:

$$\Delta Q = \Delta Q_1 + \Delta Q_2 \simeq 5S_0 \text{ kg}$$

vagy $5S_0$ mm, ahol S_0 értéke g/kg-ban van megadva.

A t idő érték $\frac{z}{w_m}$ és ílymódon a csapadék átlagos intenzitása $i = \frac{\Delta Q}{t} = w_m \frac{\Delta Q}{z}$.

Ha a relatív nedvesség nem egyenlő 100%-kal, akkor meg kell határozni a kondenzáció h_k szintjét és i képletébe be kell vezetni az $m = \frac{z - h_k}{z}$ tényezőt.

Ha w_m-et és z-t konstansnak tételezzük fel, akkor adott w_m esetében

$$i = f(\Delta Q) = f_1(S_0) = f_2(T, f).$$

Ennek megfelelően Zverev diagrammot szerkesztett i értékének meghatározására a levegő T hőmérsékletének, f nedvességének és w_m vertikális sebességének függvényeként.

Ennek a diagrammnak a gyakorlati alkalmazása korlátozott, mert w_m meghatározása pontatlan és mert w_m értéke a légtömeg inhomogén rétegződése, valamint dinamikus okok hatása következtében ingadozó. Az első számítások néhány meleg front esetében, a levegőnek a meleg szektorban való hőmérséklete és nedvessége alapján mindazonáltal kielégítő megegyezésre vezettek a csapadék megfigyelés útján meghatározott mennyiségével.

5. *A záporjellegű csapadékok prognozisa*

A záporjellegű csapadék a labilis légtömegekre jellemző jelenség; ezért azok télen, különösen a tenger, nyáron pedig a felmelegedett szárazföld fölötti állapotok között tipikusak. Az utóbbi esetben tekintetbe kell venni azok napi változását, különösen az elmosódott bárikus kép nyugalmas körülményei között, amikor a csapadékprognózis (rendszerint a délutáni csapadékok prognózisa) szempontjából jelentős segítséget nyujtanak a délelőtti helyi megfigyelések.

A rétegződés labilitásának mind a légtömegek melegebb felület felületi mozgása, mind pedig a földfelszín tartós felmelegedése miatt bekövetkező növekedése, a záporjellegű csapadék valószínűségének megnövekedéséhez vezet. Figyelmet kell fordítani ezenkívül az olyan orográfiai és topográfiai

körülményekre, amelyek megkönnyítik a rendezetlen konvekcióról a rendezett konvekcióra való átmenetet, (noha ezek a körülmények a leggyakrabban mikroorográfiaiak és a szinoptikus térképen folytatott munka esetén nem vehetők számításba; figyelembe kell venni ezenkívül a konvekciót megakadályozó zsugorodási inverziók jelenlétét és fejlődését. Közvetlen aerológiai megfigyelések hiányában a zsugorodási inverziókról fogalmat nyujthat a gomolyfelhők fejlődésének jellege, azok lapultsága, horizontális irányú szétterjedése és így tovább, ezenkívül a hullámszerű felhők jelenléte.

Meg kell említeni továbbá egyéb feltételeket is, amelyek lehetővé teszik az áramvonalak konvergenciáját, ugyanakkor a konvekció megerősödését és a záporképződést: ilyenek az izobárok ciklonális görbülete és az okkludált régi frontok jelenléte. Az áramvonalak divergenciája viszont pl. két depresszió közötti nyergen »kioltja« a helyi konvekciót.

A feláramlás záporjellegű csapadékának prognózisa konvekciós felhők *Cb* stádiumig való fejlődésének prognózisára vezethető vissza. Nyilvánvaló, hogy ehhez annak a szintnek, ameddig a konvekció (azaz a labilis rétegződés) elér, magasabban kell feküdnie a jegesedés szintjénél. Ezeket a feltételeket az emagramm rendkívül szemléltetővé teszi. Ismételten történetek kísérletek arranézve, hogy a helyi konvekció záporjellegű csapadékának valószínűségét közvetlenül a labilitás energiájának az emagrammon mért értékéből határozzák meg.

Így M. V. Alekszejeva Moszkvára nézve azt találta, hogy ha a labilitási energia tömegegységre vonatkozó értéke reggel 5000 m-ig terjedő magasságig 160 és 320 joule közé esik, akkor nappal az összes esetek 86%-ban záporokkal és zivatarokkal együttjáró magas konvekció fejlődik. 320 joulenál több energia esetében kivétel nélkül minden esetben megfigyelhető záportevékenység. 160 joulenál kisebb energia esetén viszont az esetek 95%-ában csapadék nem fordul elő.

A légtömegen belüli eredetű záporokon kívül még az okklúzió hideg frontja mentén is találkozunk záporokkal. Ha azonban az okklúzió frontja mentén záporokat már nem lehet felfedezni, mindazonáltal (nyáron) meg kell vizsgálni, hogy a levegő tulajdonságainak a front előtti megváltozása (a nedves-labilitás növekedése) következtében nem újulnak-e meg azok.

Általában a frontokon keletkező záporjellegű csapadékokat, miként a tartós csapadékot is elsősorban »átvitel« útján — a front helyzetváltozásával együtt — prognosztizáljuk. Említést kell tenni azonban a záporoknak a nappali órákban néha élesen jelentkező megerősödéséről, valamint az éjjeli mérséklődésük lehetőségéről. A szitáló csapadék prognózisára, ill. azoknak a feltételeknek a meghatározására, amelyek esetén az *St* vagy *Sc*-felhők szitáló csapadékot adnak, nem állnak rendelkezésünkre megfelelően objektív adatok.

6. Ónos eső

A repülőgépre való jéglerakódás feltételeivel részletesen a következő paragrafusok egyikében fogunk foglalkozni. A Földre és a Földön lévő tárgyakra való hasonló lerakódás neve: ónos eső. Keletkezésének feltételei eléggé körülhatároltak. A repülőgépen a jégképződés a felhőkben is végbemehet, de azok jelenléte a Föld felszínén lehetetlen.

Ónos eső a következő formákban keletkezhetik:

1. Sima és átlátszó jégréteg formájában, különösen a tárgyak szélfújta oldalán, köd és csapadék jelenléte nélkül. A lerakódást ebben az esetben

a meleg és nedves levegőnek és a tárgyak előzetesen erősen lehűlt felületeinek érintkezésével lehet megmagyarázni. Emiatt a jelenség bekövetkezésének kedvező feltétele a nagy hidegek után bekövetkező — esetleg olvadással járó — melegbetörés.

2. A túlhűlt vagy olvadó eső, illetve szitálás cseppjeiből képződő jégréteg formájában, amely cseppek a Földdel és a Földön lévő tárgyakkal érintkezve megfagynak, ha azok előzőleg 0 foknál alacsonyabb hőmérsékletre hűltek le. Az esőhöz vagy a szitáló esőhöz néha nedves hópelyhek csatlakoznak. A jelenség szükséges feltétele nyilvánvaló módon a hőmérséklet inverziós eloszlása, amelynek következtében a felhőkből leeső szilárd csapadék az alacsonyabban fekvő rétegekben teljesen vagy részben megolvad, azután ismét negatív hőmérsékletű rétegbe kerül és túlhül;

3. olyan lerakódás formájában, amely akkor keletkezik, amikor nagymennyiségű köd erősen lehült felületre csapódik le.

A jéglerakódás ónos eső esetén gyakran annyira bőséges, hogy elszakítja a távbeszélővezetéket, póznákat dönt le stb. Ezért a jelenség prognózisa fontos; az okok sokfélesége azonban mindaddig nehézzé teszi azt, amíg az ónos eső keletkezése meg nem indult. Mindenesetre a fentebb felsorolt okok sorában figyelembe kell venni az általános fizikai feltételeket. Vizsgálat tárgyává tették azoknak a szinoptikus folyamatoknak a típusait is, amelyek ezeknek a feltételeknek a bekövetkezéséhez vezetnek (K. G. Abramovics).

80. §. A köd keletkezése és prognózisa

1. Meghatározás

Ködnek a kondenzáció termékeinek (cseppecskéknek vagy kristályoknak, vagy mindkettőnek együtt) a levegő talajmenti — néhány métertől néhány száz méterig terjedő magasságú — rétegében való felhalmozódását nevezik, amelynek eredményeként a horizontális látás távolsága nem nagyobb 1 km-nél.

Néha úgy mondják, hogy a köd felhő a Föld területén. A köd a hegyek lejtőin a felfelé tekintő megfigyelő számára felhőként jelenik meg; másként úgy mondhatjuk, hogy a felhő a hegyoldalban a felhőn belül álló megfigyelő számára köd.

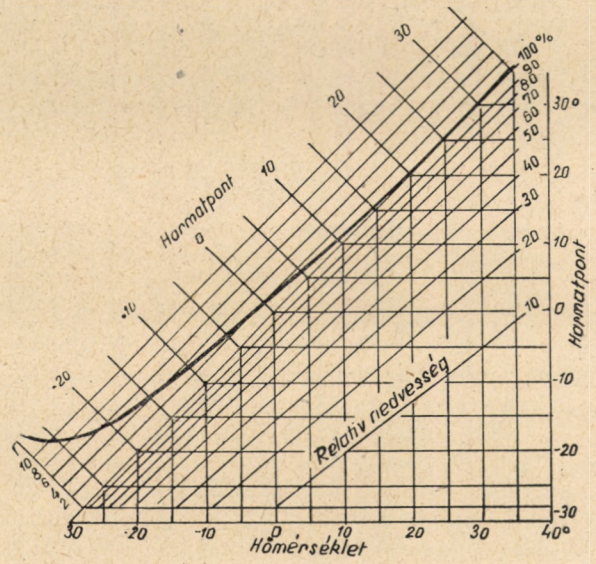
Ha a látástávolság nagyobb 1 km-nél, akkor a kondenzációs elhomályosodást párának nevezik. A pára a ködtől méreteinek kisebb voltában, valamint az elhomályosodást előidéző részecskék szétszórtabb voltával különbözik. Ha a látás csökkenését nem kondenzációs termékek, hanem a levegőben jelenlévő szilárd részecskék — por, füst stb. — idézik elő, akkor száraz légköri homályról beszélünk. E homály különös esete az opalizáló elhomályosodás (ld. a 35. §.-t), amelyet elsősorban a fény hullámhosszának megfelelő méretű (vagy kisebb) porrészecskék idéznek elő.

A *ww* szinoptikus code-ban a ködök különböző fajtáit negyvenes számokkal, vagy még a következő számokkal jelzik: 11, 12 (talajmenti köd). A párát vagy a légköri homályt 1 km-nél nagyobb látás esetén a 10 és 05 számokkal jelzik. Ha a látástávolság homály esetében kisebb 1 km-nél, akkor a homályt, ép úgy mint a ködöt, negyvenes számmal jelzik. Az ilyen esetekben a relatív nedvesség alapján könnyen meg lehet különböztetni a homályt a ködtől.

A köd esetében ennek értéke 80—100% között van, homály esetében értéke azonban kisebb, gyakran igen alacsony. Megjegyezzük még, hogy jelentős intenzitású légköri homály csupán a porosodási centrumokban, vagy azoktól nem messzire figyelhető meg (Közép-Ázsiában, Kazahsztánban, a Szovjetunió európai részének délnyugati vidékein, Észak-Afrikában, és i. t.), a Szovjetunióban főként az év meleg szakaszában (ha nincs hótakaró). Magasabb szélességeken erős száraz homály az erdő- vagy tőzegláptüzek égése és füstje által vagy egy nagy város hatására keletkező szennyeződéssel szokott összefüggeni; a megfigyelő ezeket könnyen meg tudja különböztetni.

2. A ködképződés fizikai okai

A ködképződés *közvetlen* oka a *levegő talajmenti rétegeiben a* relatív nedvesség telítettségig való növekedése. A 100%-os érték azonban ebben az esetben nem mindig valósul meg. Először is a kondenzáció a higroszkópikus magokon megindulhat a nedvesség 100%-nál kisebb értékei esetén is, mintegy



247. ábra. Petterssen diagrammja

90%-nál. (Sz. A. Danilin, B. V. Kirjuhin). Másodszor, ha a köd alacsony hőmérsékleten szilárd elemekből (kristályokból) áll, akkor képződéséhez a *jéghez*, nem pedig a vízhez viszonyított telítettségre van szükség, ennek következtében a nedvességnek pszichrométerekben még a 90%-ot sem kell elérnie. Szovjet meteorológiai állomások megfigyelései azt mutatják, hogy a relatív nedvesség ködképződéskor alacsony hőmérsékletek (—20°, —30°) esetén 78%-ra csökkenhet (Danilin szerint).

A ködképződéshez azonban nem elegendő, hogy a levegő csupán a telítettségi állapotot érje el; a telítettség elérésekor csak kezdetleges pára keletkezik. Szükséges a hőmérséklet további csökkenése, amely tartós és intenzív kondenzációt idéz elő, úgyhogy ennek eredményeként a levegő

elhomályosodása eléri a szükséges értéket (azaz a látás 1 km-nél kisebbé válik). Közepes sűrűségű köd esetén a levegő víztartalmának 0,5 $g \cdot m^{-3}$ nagyságrendűnek kell lennie.

Petterssen a ködképződéshez szükséges, a levegő hőmérsékletétől és nedvességétől függő lehűlés nagyságának meghatározására a következő diagrammot hozta javaslatba. A vízszintes vonalak a kondenzáció megfelelő hőmérsékleteit (a harmatpontokat) jelzik. Ha valamely A pont a levegő kezdeti állapotát jelzi, akkor a vízszintes mentén a 100%-os nedvesség vonaláig mért távolság megadja a telítettséghez szükséges lehűlés mértékét, a 100% vonalának a vastag görbétől vett távolsága pedig annak a kiegészítő lehűlésnek a mértékét adja meg, amely 0,5 $g \cdot m^{-3}$ víztartalmú köd keletkezéséhez szükséges. Minél alacsonyabb a hőmérséklet, azaz minél kisebb a levegő nedvességtartalma, annál nagyobbnak kell lennie a kiegészítő lehűlésnek; —25°-os harmatpont esetén a kiegészítő lehűlés értéke 9°, ezzel szemben +20° esetén a kiegészítő lehűlés csak 0,4°.

A telítettségi állapot és a rákövetkező kondenzáció a következő folyamatok egyikével valósulhat meg:

1. a víz párolgása a levegőben;
2. a szomszédos légtömegek keveredése;
3. a levegő lehűlése;

vagy pedig ezeknek a folyamatoknak az együttes hatására. A továbbiakban röviden megvizsgáljuk, hogy az említett folyamatok mindegyikének mekkora jelentősége van.

3. A párolgás, mint a ködképződés oka

Mint ismeretes, a párolgás értéke

$$V = k\ (E_w - e), \qquad (1)$$

ahol E_w a telítettségi páranyomás a cseppfolyós halmazállapotú víz (azaz a párolgó felület) T_w hőmérsékletén, e a vízgőz valóságos páranyomása. A telítettségi páranyomás a levegőben a valóságban, azaz *a levegő T_a hőmérsékletén* E_a; ez az érték általábanvéve nem egyenlő E_w-vel.

Ha $T_a > T_w$, akkor az egyensúly $E_w = e < E_a$ esetében következik be; a párolgás korábban abbamarad, mint ahogyan a levegő telítetté válik. Valóban, ha a párolgás nem a földfelszínről következik be, hanem az esőcseppekről, akkor T_a ennek következtében csökken, mivel a párolgási hő a levegőből vonódik el, és egyenlővé válhatik T_w-vel. Ezért a telítettségi állapot megvalósulhat: $E_w = e = E_a$. Ezzel együtt azonban a kondenzáció abbamarad: ködképződés ebben az esetben nem jöhet létre.

Ebből következik, hogy ködképződés párolgás esetén csak akkor lehetséges, ha $T_a < T_w$, azaz, *ha a levegő hidegebb a víz felületénél vagy az esőcseppeknél.* Ez az eset következik be pl. akkor, amikor a hideg levegő a meleg tenger fölé érkezik (párolgási köd), vagy amikor a hideg levegőn át meleg eső esik (frontális köd). Ebben az esetben $E_w > e > E_a$.

Jelentékeny mértékű párolgási köd képződéséhez nyilvánvaló módon a következőkre van szükség:

1. nagy pozitív hőmérsékletkülönbségre a vízfelszín és a levegő között;
2. a folyamat kezdetén nagy relatív nedvességre;
3. rendkívül stabilis rétegződésre (inverzióra), amely megakadályozza a keletkező köd turbulencia útján való szétoszlását.

4. A horizontális keveredés, mint a ködképződés oka

Jelöljük a vízgőz tömegét M-mel, a hőmérsékletét T-vel, a páranyomást e-vel és a levegő fajlagos nedvességét s-sel.

Ha két levegőtömeget veszünk figyelembe, amelyekben M, T, e és s különböző (jelöljük ezeket a különböző értékeket 1-es és 2-es indexekkel), akkor légtömegek összekeveredésének eredményeként a keverékre nézve a következő értékeket kapjuk:

$$s = \frac{M_1 s_1 + M_2 s_2}{M_1 + M_2}$$

$$e = \frac{M_1 e_1 + M_2 e_2}{M_1 + M_2}$$

$$T = \frac{M_1 T_1 + M_2 T_2}{M_1 + M_2}$$

Az utóbbi képlet nem teljesen pontos, közelítésének foka azonban teljesen elegendő. Tegyük fel, hogy $M_1 = M_2$, ekkor

$$T = \frac{1}{2}(T_1 + T_2),$$

$$e = \frac{1}{2}(e_1 + e_2).$$

Ha mindkét légtömeg közel van a telítettségi állapotához, akkor a keveredés után a telítettség bekövetkezhetik (ld. V. N. Obolenszkij: »A meteorológia tanfolyama«, 257. lap).

Azonban valamennyire is jelentős kondenzációhoz, azaz elegendő sűrűségű ködképződéshez elengedhetetlen a nagy hőmérsékletkülönbség. A természetben ténylegesen előforduló vízszintes irányú hőmérsékletkülönbségek nem elegendők arra, hogy a kondenzáció 0,1—0,5 $g \cdot m^{-3}$ cseppfolyós vizet adjon, ködökhöz és felhőkhöz azonban éppen ekkora víztartalom szükséges. A keveredés azonban, mint kiegészítő tényező, a ködképződés folyamatában mégis játszhat bizonyos szerepet.

5. A függélyes keveredés, mint a ködképződés oka

A függélyes keveredés szerepét a kondenzáció folyamata szempontjából fentebb, a 78. §. 6. pontjában már megvilágítottuk. Az ott adott analízisből világos, hogy stabilis jellegű rétegződés és a fajlagos nedvességnek a magassággal való csökkenése esetén a kondenzáció turbulens csere esetében az érintett réteg felső részében réteges felhők képződéséhez vezethet, de nem vezethet ködképződéshez a Föld felületén. Ennek következtében a vertikális keveredésnek, mint ködképző tényezőnek nincs jelentősége.

6. A hőmérséklet dinamikus csökkenése, mint ködképző tényező

A 76. §.-ban bevezettük a hőmérséklet időbeli individuális változására a (4) képletet, a 78. §.-ban pedig elemzésnek vetettük alá ezt a képletet a felhőképződés folyamatára való alkalmazásában.

Vizsgáljuk meg most a képlet tagjainak jelentését a ködképződés szempontjából. Kezdjük a végével.

A jobboldali utolsó tag a hőmérséklet dinamikus csökkenését képviseli felszálló mozgás esetén.

A ködképződés szempontjából jelentőséggel bíró *függőleges mozgás*, vagyis az olyan mozgás, amely a Föld felszínén kondenzációhoz vezet, a vidék hajlata, pl. a hegy lejtője mentén a levegő felszállásában kell, hogy kifejezésre jusson. Ily módon ténylegesen keletkezhetik köd a hegyeken, az ú. n. lejtőköd. A levegő rétegződésének kondenzációs szintig ezért stabilis jellegűnek kell lennie, különösen köd helyett gomolyfelhők keletkeznek.

A levegőnek az izobáron keresztül való áramlása, amely $\frac{ART}{c_p p} \mathbf{V}_2 \cdot \nabla_2 p$ hőmérsékletváltozást idéz elő (úgynevezett izobárikus hatás), csupán nagy bárikus gradiens esetében bír lényeges jelentőséggel (ld. a 78. §.-t). Az izallobárikus effektusnak sincs lényeges jelentősége. Az izobárikus és izallobárikus effektusok a legjobb esetben csak hozzájárulnak a hatékonyabb nem-adiabatikus tényezők hatásához. Így a frontális köd esetében a nyomás a front-előtti esésének effektusa hozzájárulhat a levegőnek a lehulló csapadék által való telítéséhez.

Az $\frac{1}{c_p} \frac{dQ}{dt}$ *nem-adiabatikus tag* a ködképződés alapvető tényezője. Ebben az esetben a hőmérsékletcsökkenést a hőnek a levegőből való kisugárzása, vagy pedig a földfelszínnel a hővezetés és turbulencia útján való hőcsere idézheti elő. A felszín felől, tehát alulról bekövetkező lehűlés döntő jelentőségű az ilyen jellegű ködképződés valamennyi esetében. Az így keletkező ködöket *lehűlési ködöknek* nevezhetjük. A levegő lehűlése a következő módokon következhetik be: 1. a felszín radiációs lehűlése következtében viszonylag nyugodt levegő esetén, vagy pedig 2. a levegőnek a felszíni hőmérsékleti gradiens irányában való mozgása (advekciója) eredményeként, azaz a felület melegebb részeiről annak hidegebb részeire való átvitelként. Az első esetben *kisugárzási*, a másodikban pedig *áramlási* ködökről beszélünk.

7. *A kisugárzás, mint ködképző tényező*

A kisugárzási köd képződéséhez a következő feltételekre van szükség:

1. *Felhőtlen égre.* Ennek a feltételnek az esetében a visszasugárzás kicsiny és így a földfelület effektív kisugárzása nagy.

2. *Gyenge szélre és stabilis rétegződésre.* Stabilis rétegződés esetén a hő turbulens átvitele lefelé irányul, emiatt részlegesen kiegyenlíti a felszín kisugárzását. A turbulens mozgás azonban elengedhetetlen a lehűlés felfelé irányuló közvetítése szempontjából. Stabilis rétegződés esetén a gyenge szél épp olyan kisfokú turbulenciát hoz létre, amelyre a ködnek szüksége van függőleges irányú kiterjedéséhez, s amely viszont nem elegendő ahhoz, hogy a ködöt eloszlassa.

3. *Magas relativ nedvességre.* Jól meg kell jegyeznünk ebből a szempontból, hogy a levegő alacsony rétegeiből a közvetlen kisugárzás viszonylag kicsiny. A. P. Galcovnak a $Q = -j \frac{\partial T}{\partial z}$ radiációs hőáramra vonatkozó Brunt-féle közelítő egyenlet alapján végzett számításai szerint, — ahol j T és e függvénye —, a túlhűlt földfelület éles talajmenti inverziójának szélső

esetében a levegőből való kisugárzás rovására keletkező hőmérsékletesés hat óra alatt sem ér el 3°-ot. A ködképződéskor az alapvető radiációs folyamat *a földfelszín kisugárzása.* Ez a hőmérsékletcsökkenését hővezetés útján adja át a vele szomszédos levegőrétegnek ; a hőmérsékletcsökkenés azután turbulencia útján adódik át a magasabb rétegeknek. Gyenge szél jelenléte (nem pedig a teljes szélcsend, amikor nem lép fel turbulencia), ezért a kisugárzási köd egyik feltétele. A. P. Galcov számításai szerint a turbulencia útján való hőátadás effektusa néhányszor nagyobb a közvetlen kisugárzás hatásánál.

8. Az áramlás, mint ködképző tényező

A lehűlési áramlási ködök általános feltételei a következők :

1. *Nagy hőmérsékleti különbség* a levegő és a földfelszín között.

2. *Mérsékelt szélsebesség.* A levegő átvitelének lényegesnek kell lennie, azonban túlságosan erős szél esetén a ködképződést megakadályozó turbulencia is erős lesz.

3. *Nagy relativ nedvesség.*

4. *Stabilis rétegződés a kezdeti pillanatban.*

A turbulens hőáramlás stabilis rétegződés esetén lefelé irányul, miként a kisugárzási köd képződésekor is. Ha azonban a levegő mérsékelt sebességgel áramlik a földfelszín hőmérsékleti gradiensének irányában, az advekciós lehűlés felülmúlja a turbulencia hatását és ködképződéshez vezethet. A levegő hőmérsékletcsökkenése advektív lehűlés esetén rendszerint kevesebb óránként 1°-nál, néha azonban elérheti az óránkénti 2°-ot is.

A lehűlési ködök közül a tenger fölött csupán az áramlási ködök figyelhetők meg ; a szárazföldek fölött áramlási ködök és kisugárzási ködök is keletkeznek.

Az áramlási ködökhöz számítjuk a párolgási ködöket is, amelyek a hideg tömegeknek a nyilt meleg vízfelületen való mozgása következtében keletkeznek. Keletkezésük általános feltételeit fentebb már szemügyre vettük.

9. Ködoszlató tényezők

Fentebb említettük már, hogy a levegőnek a turbulens csere folyamatában végbemenő a függőleges keveredése a köd eloszlásához vezet. Ebből következik, hogy a turbulenciát növelő tényezők, mindenekelőtt a szélsebesség növekedése és a levegő alulról való felmelegedése ködoszlató tényezők. A levegő felmelegedésének a köd szétoszlás szempontjából még az a jelentősége is van, hogy a levegőt eltávolítja a telítettség állapotától. A felmelegedés egyrészt a sugárzás közvetlen elnyelése miatt, másrészt — mégpedig sokkal nagyobb mértékben — a földfelszín közvetítő hatása révén következhetik be. Az utóbbi két módon történhet meg, vagy a földfelszín melegszik fel a kisugárzás következtében, vagy a levegő a földfelszín hőmérsékleti gradiensével ellentétes irányban, azaz a melegebb felület felé mozog.

Ha a levegő a hegyek lejtőjén leszálló mozgást végez, a dinamikus felmelegedés miatt szintén a köd eloszlásának kell bekövetkeznie.

Petterssen még egy jelentős tényezőre mutatott rá, amely megakadályozza a cseppfolyós köd képződését, vagy eloszlatja a már meglévő ködöt. Ez a hótakaró jelenléte. Kanadában és Szibériában a ködök télen általában

véve ritkák; gyakoriságuk maximuma a 0° körüli hőmérsékletre esik. Egy másodlagos maximum a —45°-nál alacsonyabb hőmérsékletre esik, amikor a ködnek ismeretes módon kristályos szerkezete van. A közbülső hőmérsékleteken ködöket sokkal ritkábban figyelhetünk meg, mint pl. a tenger fölött, noha a levegő lehűlése télen a szárazföldek fölött jelentékenyen nagyobb, mint a tenger fölött.

Pettersen ezt abból az ismert tényből kiindulva magyarázza meg, hogy a telítettségi páranyomás a jég fölött kisebb, mint a víz fölött. Vegyük fel, hogy a levegő a hótakaró felülete fölött arra a hőmérsékletre hűlt le, amelyen beáll a telítettség a jéghez viszonyítva (a szublimáció hőmérséklete τ'). A telítettségi állapot a vízhez képest ebben az esetben még nem valósult meg (a harmatpont $\tau < \tau'$), ezért a vízgőz még nem csapódhatik ki köd formájában, azonban már szublimálni kezd a hótakaró felülete fölött és ily módon veszendőbe megy a ködképződés szempontjából. Ennek következtében a fajlagos nedvesség közvetlenül a hótakaró fölött csökken, ez pedig arra vezet, hogy a nedvesség turbulens átvitele lefelé irányul és a nedvességtartalom a magasabb rétegekben szintén csökken. A hó ilymódon szárító hatást gyakorol a levegőre, aminek következtében a ködképződés meggyengül és a már meglévő köd is az eloszlásra irányuló tendenciát nyerhet.

A telítettségi páranyomások különsége és ennek következtében a szárító hatás maximumát a —10°, —15° közötti hőmérsékleti intervallumban éri el. A hótakaró fölötti ködök ezek mellett a hőmérsékletek mellett igen ritkák. További hőmérsékletcsökkenések esetén a páranyomások különbsége csökken. Azonban a —20°, —30°-nál alacsonyabb hőmérsékleten a köd már kristályos jellegre tesz szert. A hótakaró szárító hatásának kristályos köd esetén nincs befolyása, de ennek a ködnek a sűrűsége kicsiny és a látás csökkenése viszonylag igen ritkán éri el az egy kilométert.

10. A ködök szinoptikus osztályozása

A ködöket keletkezésük szinoptikus feltételei szerint lehet felosztani. Az első csoport a *légtömegenbelüliek*, azaz olyanok, amelyek homogén légtömegeken belül keletkeznek; a második csoportba a *frontális* ködök tartoznak, amelyek keletkezése specifikusan fronttevékenységgel függ össze.

A légtömegenbelüli ködök alapjában véve lehűlési ködök, amelyeket meleg és stabilis helyi légtömegek jellemeznek. Kisebbik részük a párolgási és a lejtő-ködökhöz tartozik. A légtömegenbelüli ködök következő típusait lehet megkülönböztetni (Willett szerint, bizonyos általunk adott helyesbítéssel):

I. Kisugárzási ködök, amelyek a nyugalomban lévő levegőnek a talaj kisugárzásának következtében való lehűlése útján keletkeznek:

1. *talaj köd;*

2. *magas köd.*

II. Áramlási ködök:

A) *lehűlési ködök,* amelyek a levegőnek a hidegebb felszín fölötti mozgása következtében keletkeznek:

1. *a trópusi levegő köde* (a magas szélességek felé áramló trópusi, vagy a visszatérő poláris levegőben);

2. *monszunköd* (a tenger fölötti kontinentális levegőben az év meleg szakában);

3. *tengermelléki köd* (a szárazföld fölötti tengeri levegőben az év hideg szakában);

4. *tengeri köd* (a hideg vizek fölötti meleg tengeri levegőben).

B) *párolgási ködök*, amelyek a hideg levegő meleg vízfelület feletti mozgása következtében keletkeznek:

1. *tengeri párolgások* (Willett szerint az arktikus tengerek párolgásai);

2. *a folyók és a tavak párolgásai* (Willett szerint a szárazföld fölötti őszi párolgások).

III. A lejtő-köd (a levegő felszálló összetevővel való mozgása esetén).

Az advekció és a kisugárzás, mint a lehűlés okai, gyakran együttesen hatnak és az ilyen esetekben csupán az egyik vagy a másik ok hatásának túlsúlyáról lehet beszélni. A fentebb, a II. A. csoportba sorolt ködök között, azaz a lehűlési áramlási ködök között a kisugárzás különösen lényeges kiegészítő tényező a tengermelléki köd esetében.

Megjegyezzük még, hogy az áramlási ködök Willett által adott elnevezése nem nagyon sikerült elnevezés. Így a trópusi levegő ködét nemcsak a ténylegesen trópusi, hanem a visszatérő poláris levegőben is meg lehet figyelni; a monszunködnek semmi köze sincs a monszuncirkulációhoz; tengermelléki ködöt a tengertől 10 000 km-es távolságokban is meg lehet figyelni. Azonban a Willett-féle meghatározásoknál pontosabb rövid elnevezéseket nem könnyű találni.

A *frontális ködöket* Willett szerint a következő típusokra lehet szétválasztani:

1. *a meleg front* (vagy okklúzió meleg frontjának) *front előtti köde;*

2. *a front előrehaladásakor keletkező köd.*

3. *a meleg front* (vagy az okklúzió meleg frontjának) *frontmögötti köde.*

A legnagyobb jelentősége a melegfront front előtti ködének van, amely a meleg esőnek a hideg levegőben való párolgásával és a kiegészítő izallobárikus effektussal (a frontelőtti nyomáseséssel) kapcsolatos.

11. A ködprognózisra vonatkozó általános szempontok

A megelőző pontokban felsoroltuk azokat a tényezőket, amelyek az alapvető ködtípusok keletkezésének kedveznek, valamint azokat a tényezőket is, amelyek a köd gyengüléséhez, vagy feloszlásához vezetnek. A köd prognózisa (a köd keletkezésének, további fejlődésének, megszűnésének vagy hiányának prognózisa) ezeknek a tényezőknek a számbavételére vezethető vissza.

A ködképző tényezők (különösen a lehűlési áramlási ködök esetében) bizonyos mértékben egyszerűen együtt mozoghatnak a légtömegekkel és frontokkal prognózisuk alapjábanvéve a légtömegek és frontok mozgásának prognózisára vezethető vissza. Kiegészítőleg természetesen előre kell látni a ködképző tényezőknek változását, amelyek a légtömegek vagy frontok helyzetváltozásával vagy pedig főként a más tulajdonságokkal rendelkező földfelszínre való átmenettel kapcsolatosak. Más esetekben a ködképző tényezők mozgása és változása nem az advekcióval, hanem a felhőzet, szél stb. rendszerének a légtömegen belüli változásaitól függ. Különösen ez a helyzet a kisugárzási ködök esetén.

A már meglévő köd fejlődésének prognózisa egyszerűbb, mint egy újonnan képződő köd prognózisa. Az uralkodó típus — a lehűlési ködök —

esetében elsősorban azt kell tekintetbe venni, hogy a bennünket érdeklő időszakaszon belül a levegő hőmérséklete lecsökken-e annyira, hogy az alsó rétegében eléri a telítettségi állapotot és hogy be fog-e következni a sűrű köd képződéséhez még szükséges kiegészítő hőmérsékletcsökkenés.

12. Megjegyzések a kisugárzási ködök prognózisához

A légtömegen belüli ködök prognózisa szempontjából rendkívül fontos meghatározni a légtömeg olyan tulajdonságainak jövőbeli értékét, mint az abszolút (fajlagos) nedvesség, a hőmérséklet függőleges eloszlása és a nyomás vízszintes eloszlása. A nedvességnek az alsó rétegekben való koncentrációja minden esetben kedvez a ködképződésnek; nagy hőmérsékleti gradiens nem kedvező, mivel megnöveli a konvekciót és a turbulenciát, ezekkel együtt pedig a nedvesség felfelé irányúló átvitelét; a nyomás gradiensének nagy értékei szintén kedvezőtlenek a ködképződés szempontjából, mivel a velük kapcsolatos nagy szélsebesség szintén megerősíti a turbulenciát.

A kisugárzási ködök jellemzők az eléggé állandósult kontinentális anticiklonokra s ennek következtében a kontinentális légtömegekre.

A *talaj-köd* éjszakai (reggeli) jelenség. Nyáron és télen egyaránt, mint csupán helyi jelenség jön létre, tiszta, derült éjtszakán. Függélyes irányú kiterjedése nem nagy s csak olykor-olykor éri el a 200 m-t. A keletkezését előidéző lokális, mindenekelőtt topográfiai hatások a köd szinoptikus prognózisát rendkívül megnehezítik; mindenesetre ismerni kell a helyi jellegű feltételeket. A mindennemű dinamikus turbulencia lehetőségét kizáró teljes szélcsend nem kedvező a ködkeletkezésére: ehhez gyenge szélre van szükség. Az abszolút nedvesség nem lehet túlságosan alacsony értékű; különösen kicsinyek a ködre vonatkozó esélyek, ha kora reggel harmat hullott. A radiációs úton lehűlt talaj fölött éjjel keletkező köd inverzióképződésével kapcsolatos; ha ez utóbbi napkelte után megszűnik, a köd is eloszlik. A dombos vidék alacsonyan fekvő helyein talaj-köd szélcsendben is képződhetik; ez az ott felhalmozódott hideg levegőréteg nagy vastagságának a következménye. Alacsony, talajmenti köd képződése megfigyelhető mocsarak fölött is, valószínűleg az olyan levegőbe való kiegészítő párolgás következtében, amely a szárazabb és erősen kisugárzó felület fölött előzetesen lehűlt. A talaj-ködképződés megerősödése nagy városokban és azok közelében az ott található kondenzációs magok (égési termékek) bőségével kapcsolatos.

Magas kisugárzási köd a szárazföld fölött állandósult anticiklonokban késő ősszel és télen keletkezik, különösen, ha az anticiklon légtömege tengeri eredetű. A köd felfelé magasra terjed ki, a legközelebbi zsugorodási inverzió szintjéig, az 1000 m-es és még magasabb szintekig. Keletkezése felülről, az inverziós réteg felől indul meg, ezért ezt a ködöt a Föld közelében rendszerint *St* keletkezése előzi meg. Különösen magas és sűrű a köd az anticiklon központi részein. A köd több napig egyfolytában megmarad, amíg a szinoptikus helyzet meg nem változik; gyakran napi változás jeleit mutatja, sűrűségének maximuma a kora reggelre esik.

13. Megjegyzések az áramlási ködök prognózisához

A *tengeri trópusi levegő* köde az eléggé északra fekvő körzetekre jellemző; azután lép fel, hogy a trópusi légtömeg huzamosan hidegebb felület fölött mozgott. A ködöt a tenger fölött rendszerint déli irányú összetevővel rendelkező

és gyenge szellőtől erős szélig terjedő légáramlás esetén lehet megfigyelni; intenzitásának megnövekedése a levegő észak felé irányuló előnyomulásának mértékében fokozatosan következik be; a köd prognózisára nincs szükség előbb, mint amikor az kisebb vagy nagyobb mértékben a trópusi áramlás elülső részében megfigyelhetővé válik. A köd rendszerint nem nagyon sűrű, s szitáló jellege is lehet (az erős szél következtében). A *kontinentális trópusi* levegőben nyáron a szárazföld fölött a ködképződés gyakran lehetetlen, mivel a levegő nem hűlhet le eléggé. Látáscsökkenés azonban kontinentális trópusi levegőben is lehet erős homályossággal kapcsolatban. Télen a lényegében véve trópusi levegő ködével azonos eredetű köd a szárazföld fölött a délről visszatérő *meleg kontinentális poláris levegőben* figyelhető meg; ez a típus teljesen megszokott a Szovjetunió európai területén.

A *monszunköd* tipikus nyári jelenség a tenger fölött, a szárazföld felmelegedett területe közelében. A monszunköd prognózisához jól kell ismerni a parti körzet sajátosságait és figyelembe kell venni a szárazföldnek az előző napok során a napsugárzás okozta felmelegedést, a meleg légtömeg relatív nedvességét és a tenger felületének hőmérsékletét. Ha a köd fellépett, akkor a következő napokon is várni lehet megjelenését, ha csak nem várhatók változások az említett feltételek sorában. A monszunköd átvitele a szárazföldre nappali tengeri szellő (briz) esetében következik be. A köd annál távolabbra hatol a szárazföld felé, minél erősebb a szél, minél nagyobb a $T_w - T_a$ különbség a partvidéken és minél nagyobb a köd függőleges kiterjedése és sűrűsége. A Norvég-tenger és az Északi-tenger fölötti nyári ködök alapjában véve ehhez a típushoz tartoznak.

Ugyanezek a meggondolások érvényesek a levegőnek a meleg vízfelület felől a hideg vízfelület felé való átvitelekor keletkező *tengeri ködre* nézve is. A hőmérsékleti különbség itt rendszerint kicsiny; a levegő nedvességtartalma és relatív nedvessége viszont mindig nagy és azért a képződéshez elégséges aránylag kicsiny fokú lehűlés. A köd képződésének kedvez a mérsékelt szél; erős szél esetén a nedvesség és a lehűlés függőleges átvitele túlságosan gyorsan megy végbe. A köd, ha már egyszer létrejött, állandónak mutatkozik; ha azután a meleg víz fölé kerül, lassanként eloszlik. A köd eloszlása rendszerint erős szél vagy a légtömeg más légtömeg által való kicserélődése következtében megy végbe. Jól ismertek a tengeri ködök olyan körzetei, mint az Izlandtól északra fekvő és a newfoundlandi zátonyoktól nyugat-dél-nyugatra fekvő körzetek. A tengeri köd ugyanezen típusában kell sorolni az Északi-Jeges-tenger úszó jégtáblái fölött keletkező nyári ködöket.

A *tengermelléki köd* a tengeri poláris levegőben fejlődik, amely az év hideg felében a szárazföld fölött átalakul. A levegőnek nagy nedvességtartalma van és a szárazföld fölötti átalakulása a konvekció megszűnésével együtt már maga után vonja a ködképződést. Télen ez a ködfajta fordul elő a leggyakrabban a Brit-szigetek fölött; de a Szovjetunió európai területének centrumában (Moszkva) a ködök többsége télen szintén tengeri légtömegekben keletkezik enyhülés esetén s ennek következtében ugyanehhez a típushoz tartozik. A földfelszín állapotának ismerete rendkívül fontos a köd prognózisa szempontjából, mindaddig, amíg a köd még nem jött létre; kialakulása után prognózisa már az áramláson alapul.

A *tengeri párolgási* típushoz tartozó köd kialakulásához teljesülnie kell a $T_w - T_a > 0$ feltételeknek. A hőmérséklet függőleges gradiensének ebben az esetben kicsinynek kell lennie, hogy a keletkező köd a konvekció útján

fel ne oszoljék ; különösen kedvező létrejöttére az inverzió jelenléte. Következőleg az ehhez a típushoz tartozó köd olyan, kis területű meleg vízfelület fölött (öböl) jöhet létre, amelynek szomszédságában a hideg levegő bő tartaléka található. Télen a Balti-tenger fölött ilyen típusú ködök figyelhetők meg.

A szárazföld fölötti párolgási ködök éjjel, különösen ősszel keletkeznek tavak és folyók fölött, amikor a kisugárzás következtében lehűlt levegő a magasabban fekvő szárazföld felől a víz fölé áramlik. Nagy folyók fölött nem jön létre ködképződés ; ellenkezőleg, a fölöttük lévő konvekció szétoszlatja a már meglévő talajködöt, ha az a hideg levegővel együtt a szárazföldről a víz fölé kerül. Erdők és dolinák fölé a kiadós meleg esők után néha párolgási ködfelhők emelkednek ; ezek azonban gyorsan szétoszlanak, igazi ködöt nem hoznak létre.

A *frontális ködök prognózisa* alapjában véve maguknak a frontoknak a helyzetváltozásaival függ össze. Ameddig azonban a köd létre nem jött, a prognózis feladata igen bonyolult. A ködképződés alapvető tényezője itt az abszolút nedvességnek a hulló eső elpárolgásából származó megnövekedése, kiegészítő tényezője pedig az izallobárikus effektus (a frontális nyomásesés). Pontosan így magyarázható a meleg front előtti vagy az okklúzió meleg frontja előtti köd is. A front megérkezésekor keletkező ködök lényegileg a frontális felhőrendszerek alacsony részei és mint ilyenek, a domborzat magasabb helyein figyelhetők meg. Az okklúzió meleg frontja mögötti köd a trópusi levegőnek a frontmögötti övezetben helyileg megerősödött köde.

14. A helyi jellegű kisugárzási ködök prognózisa[1]

A talajmenti típushoz tartozó kisugárzási ködök, fejlődésüket tekintve, szorosan összefüggnek a talajmenti levegőréteg hőmérsékletének napi változásával. Olyan feltételek között figyelhetők meg, amikor ezt a napi változást az advekció hatása nem zavarja meg, tehát meghatározó tényezőinek hatását számításba lehet venni. Ezen az alapon válik lehetővé valamely meghatározott helyen a meteorológiai elemek megelőző értékei alapján az éjtszakai kisugárzási köd valószínű keletkezésére vonatkozó prognózis, a helyi jellegű talajmenti fagyok prognózisához hasonlóan.

A helyi prognózishoz szükséges feltevések közül alapvető az, hogy az abszolút nedvesség (g/m³-ben), miközben a légtömeg harmatpontjáig lehűl, állandó marad. Ez a feltevés teljesen természetes, ha figyelembe vesszük, hogy a vízgőz advektív átvitelének milyen jelentéktelen szerepe van a kisugárzási köd képződésének általános feltételei között. Valóban, B. V. Kirjuhin megfigyelései megmutatták, hogy a levegő hőmérséklete a köd eloszlásakor majdnem teljesen megegyezik a naplemente idejére eső harmatponttal.

A kisugárzási köd keletkezésének folyamatában a következő három fázist lehet megkülönböztetni :

1. az alacsony levegőréteg lehűlését a τ harmatpontig ;

2. a τ harmatpontról a ködképződés t_T, kezdeti hőmérsékletére való lehűlést, amelyet a horizontális látás 1 km-re való csökkenése határoz meg (a pára stádiuma) ;

3. a további lehűlést és a látás további romlását (a köd stádiuma).

[1] Írta : A. Sz. Zverev.

A fejezet elején vizsgált Petterssen-féle diagramm csupán arra a kérdésre ad feleletet, hogy milyen lehűlésre van szükség valamely adott légtömeg esetében a köd vagy pára képződéshez, de nem válaszol arra a másik alapvető kérdésre, hogy várható-e lehűlés a hőmérséklet küszöbértékéig. Ez azt jelenti, hogy a kisugárzási ködök prognózisára vonatkozó kérdést a Petterssen-féle diagrammal nem lehet megoldani.

I. G. Ljuterstein és A. F. Csudnovszkij részletesen megvizsgálták a levegő alacsony rétegében a hőegyensúly kérdését és megfelelő egyenletek megoldása alapján olyan módszert dolgoztak ki, amely lehetővé teszi a naplemente idejében tett megfigyelések alapján a $\Delta t_{\acute{e}}$, éjszakai lehűlés prognózisát. Az általuk felállított képlet a következő alakú :

$$\Delta t_{\acute{e}} = b\,(A\,M + B\,N),$$

ahol $b = mb_0$ a sugárzási egyensúly (kal/cm²min-ban), amely a felhőzettől, a levegő hőmérsékletétől és nedvességétől függ. Ha az egyensúly értéke derült éjtszakán b_0, akkor az m együttható Ångström empirikus képletének megfelelően a felhőzettől függő korrekciót adja meg ; A és B táblázatból leolvasható együtthatók, amelyek a hely szélességének és az évszaknak megfelelően vannak meghatározva ; M és N pedig a hőcserének az együtthatói, amelyeket a talajfelület állapota és a szélsebesség határoz meg.

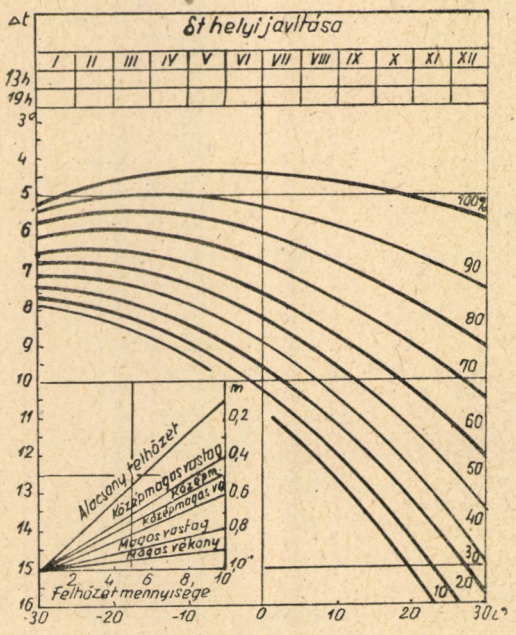
Empirikus összefüggések alapján egyszerűbb eljárások kidolgozása és alkalmazása is lehetséges. Az ilyen módszerek igen nagy haszonnal használhatók fel a helyi jellegű ködök prognózisára, pl. a repülőterek körzetében.

Általánosan ismeretes a Taylor-féle grafikon. Ennek a grafikonnak az alsó vízszintes beosztására a hőmérsékletet viszik fel, a függőleges tengelyére pedig a száraz és nedves hőmérők adatainak az esti időszakban mutatkozó különbségét. Ezután az említett koordinátáknak megfelelően megjelölik a ködök eseteit, majd pedig a ködök különböző valószínűségeit elhatároló vonalakat húznak. A grafikon segítségével lehetségessé válik a köd keletkezési idejének prognózisa a megfigyelés után. A Taylor-féle és a többi hasonló grafikon elégtelensége mindezideig abban rejlik, hogy nem veszi figyelembe a felhőzet és a szél befolyását.

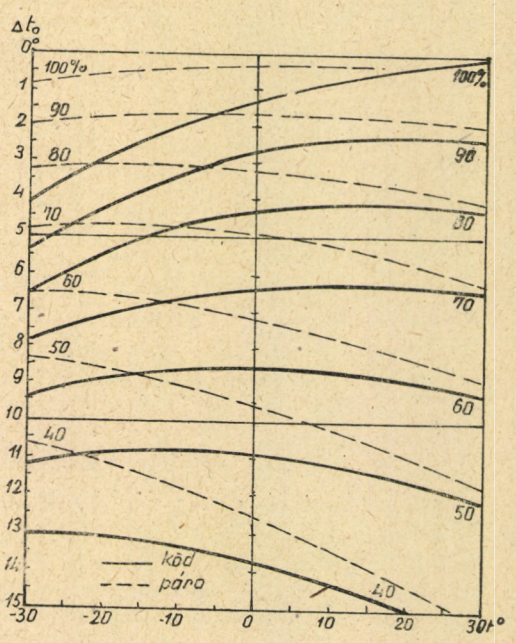
1943-ban A. Sz. Zverev grafikus módszert dolgozott ki a ködök és hőmérséklet éjtszakai minimumának prognózisára. Ezt az eljárást nagyfokú egyszerűsége és elegendő mértékű megbízhatósága tünteti ki. Amint a Fő Geofizikai Obszervatóriumban a B. V. Kirjuhin és A. D. Ulaszevics által végzett ellenőrzések mutatják, az eljárás pontosságát tekintve nem marad el Ljuterstein és Csudnovszkij-féle módszertől (a ködprognózis 82%-ban, a köd be nem következésére vonatkozó prognózis 93%-ban válik be). Éppen ezért ennek a módszernek a használatát jelenleg ajánlani lehet a Szovjetunió közepes szélességű övezetére, amely területekre ezt az eljárást kipróbálták.

A Petterssen-féle diagramm helyett Zverev az 1. számú diagrammot ajánlja (l. a 248. ábrát). A diagramm vízszintes tengelye a hőmérsékletet tünteti fel a — 30°-tól + 30°-ig terjedő közben, függőleges tengelyén pedig (felülről lefelé) a köd vagy pára képződéséhez szükséges Δt_0 lehülés foglal helyet. A görbe vonalak az egyenlő relatív nedvesség vonalai. Ha a szaggatott vonalakat használjuk, akkor $\Delta t_0 = \Delta t_p$, ha pedig a folytonosokat, akkor $\Delta t_0 = \Delta t_k$ (p a párát, k a ködöt jelöli). Ílymódon a Petterssen-féle diagrammtól eltérőleg Δt_p vagy Δt_k meghatározása egyetlen művelettel történik ; elegendő az adott hőmérséklettől a függőleges mentén az adott nedvességig emelkedni és a függőleges beosztás adatát leolvasni.

$\Delta t_{\acute{e}}$ és a köd prognózisára a Zverev-féle 2. számú diagramm szolgál, amely tapasztalati adatok alapján és ugyanazok szerint a koordináták szerint készült, mint a Zverev-féle 1. diagramm (l. a 249. ábrát). A relatív nedvesség folytonos görbe vonalainak rendszere csendes időben a $\Delta t'_{\acute{e}}$ prognózisára szolgál, miközben $\Delta t'_{\acute{e}} = t - t_{min}$. A t és f megfigyelésének idejét délután általában véve tetszőlegesen lehet megválasztani, azonban túlságosan korai megfigyelések esetén megnő az (g/m³-ben mért) abszolút nedvesség megváltozásának valószínűsége és általában az időjárás állapota is megváltozhat napnyugtáig, ami a prognózisban lényeges hibához vezethet. Csendes, derült idő esetén elegendő az észlelt hőmérséklettől a megfigyelt nedvességnek megfelelő görbéig emelkedni, hogy prognosztizálni lehessen $\Delta t_{\acute{e}}$-t, valamint Δt_p és Δt_k számítás útján nyert értékeinek összehasonlítása alapján a pára vagy köd valószínűségét.



248. ábra. Az 1. sz. diagramm



249. ábra. A 2. sz. diagramm

Az olyan esetekben, amikor éjjel felhőzet vagy szél várható, a 2. számú diagramm eredményeit korrekciónak kell alávetni. Ezt a célt szolgálja a 2. számú diagramm kiegészítője és a Zverev-féle 3. számú diagramm.

A kiegészítő diagramm (249. ábra) a felhők éjtszaka várható mennyiségétől és alakjától függően az m tényező meghatározására szolgál.

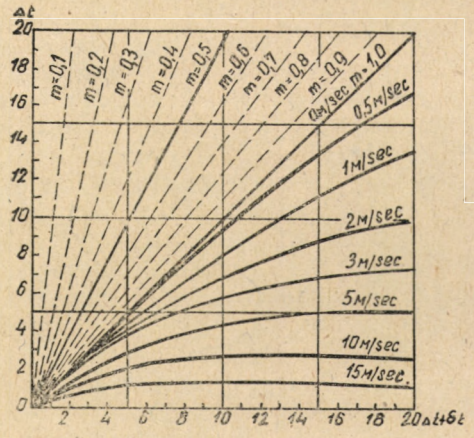
A kiegészítő diagramm alsó tengelyén az éjjel várható átlagos felhőmennyiség szerepel az ég fedettségének fokozataiban, a függőleges tengely pedig az m tényező értékeit adja meg, a ferde egyenes vonalak pedig a különböző felhőformáknak felelnek meg. A helyesbített érték: $\Delta t_{\acute{e}} = \Delta t'_{\acute{e}} \cdot m$, ahol $\Delta t'_{\acute{e}}$ a 2. számú diagramm alapján kapott érték.

A 3. számú diagramm (250. ábra), amelyben részben felhasználásra kerültek Ljuterstein és Csudnovszkij számításai, egyrészt a szél hatásának figyelembevételére (folytonos görbe vonalak), másrészt az m-mel való szorzás céljára szolgál (szaggatott egyenes vonalak). Az alsó vízszintes tengelyen $\Delta t'_{\acute{e}}$ értékei, a függőleges tengelyen pedig $\Delta t_{\acute{e}}$ korrigált értékei szerepelnek. Az alsó tengely méretei 20°-ig vannak megnövelve, mivel a 2. számú diagrammhoz lehetségesek δt-nek helyi megfigyeléseken alapuló ilyen korrekciói.

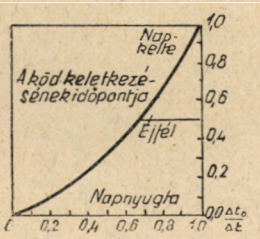
Tiszta időben elegendő $\Delta t'_{\acute{e}}$-nek az alsó tengelyen meghatározott értéke felől a várható legkisebb éjjeli uralkodó szélsebességnek megfelelő görbéig emelkedni, hogy a függőleges tengelyen leolvashassák $\Delta t_{\acute{e}}$ korrigált értékét. Az m-mel való szorzás céljából

derült idő esetén a függőleges mentén az átlóig kell emelkedni, azután balra az így nyert m értékéig kell elmenni, majd újból az átlóig ereszkedve kell leolvasni $\Delta t_{\acute{e}}$ helyesbített értékét. Szél esetén a szélsebesség megfelelő görbéjéig kell továbbmenni és $\Delta t_{\acute{e}}$ értékét ezután kell leolvasni.

Az utolsó kérdés a ködképződés idejére vonatkozik. Noha maga a ködprognózis csupán 80—90%-ban bizonyul helyesnek, a ködképződés ideje, a tapasztalat tanúsága szerint, az esetek egész sorában teljesen eredményesen prognosztizálható. Ljuterstein és Csudnovszkij erre nézve táblázatot állított össze, amelynek alapján Zverev megszerkesztette a 4. számú diagrammot (251. ábra).



250. ábra. A 3. sz. diagramm



251. ábra. A 4. sz. diagramm

Az alsó tengelyen a $\frac{\Delta t_0}{\Delta t_{\acute{e}}}$ hányados foglal helyet, ahol Δt_0 vagy Δt_k-t, vagy Δt_p-t jelenti, aszerint, hogy köd- vagy páraprognózisról van szó. A függőleges tengely az éjtszakának azt a részét (n) adja meg, amikorra a köd keletkezése várható. $\frac{\Delta t_0}{\Delta t_{\acute{e}}}$-nek a vízszintes tengelyen leolvasott értékétől csupán a görbe vonalig kell emelkedni, hogy a függőleges tengelyről leolvashassuk az éjtszaka azon részét, amikorra a köd keletkezése várható. Ha például $\frac{\Delta t_0}{\Delta t_{\acute{e}}} = 0{,}7$, a köd megjelenését éjféltájban várhatjuk.

A leírt grafikus módszer alkalmazása kétségkívül csak akkor ad helyes eredményt, ha korrekció formájában számításba vesszük a vidék sajátosságait és a levegő alsó rétegének hőmérsékleti állapotára befolyást gyakorló kiegészítő tényezőket.

15. A látás prognózisa

Ha nincs köd, a horizontális látás távolságát elsősorban a levegőben fellépő száraz légköri homály határozza meg. Ezért ez szoros kapcsolatban van a légtömeg eredetével, amint az a IV. fejezetben idézett karakterisztikus értékekből látható. Tudjuk, hogy a látási viszonyok az artikus levegőben a legjobbak ; utána következik a tengeri poláris levegő, majd a tengeri trópusi levegő és a kontinentális légtömegek.

Ha azonban az alsó rétegekben kondenzáció lép fel, akkor a látás távolsága teljes egészében a kondenzáció intenzitásától, azaz a köd vagy pára sűrűségétől függ. Ezek között a feltételek között a látás prognózisa a ködprognózisra vezethető vissza.

A porosodás helyi centrumai a légtömeg eredetétől függetlenül a látás erős helyi jellegű romlásához vezethetnek. Ide tartozik a nagyvárosok porától és füstjétől, az erdő- és láptüzek füstjétől előidézett légköri homály. A prognózisnál ezeket a tényezőket számításba kell venni.

Végül a felhőkből lehulló csapadék is élesen befolyásolja a látást. A látás eső és hó esetén egyaránt igen erősen csökkenhet, gyakran nem kevésbbé mint a köd esetén. Záporjellegű csapadék viszont a látást gyakran csupán egy bizonyos irányban csökkenti. A szitáló csapadék szintén csökkenti a látást. Végül a levegő alsó rétegeiben a hófúvás is csökkenti a látást, anélkül, hogy hó esnék a felhőkből.

Meg kell különböztetni a horizontális látást a ferde vagy függőleges irányú látástól. Egyúttal megemlítjük, hogy a látás alulról, a mozgásban lévő repülőgép felé jobb, mint felülről, a Föld felülete felé. A Földet a megfigyelő elől gyakran a fényt visszaverő páraréteg takarja el, amelyen keresztül viszont alulról igen jól megfigyelhetők a repülőgépek.

A magas rétegekben a látást a ködön kívül még a kezdetleges kondenzáció (a felhőfejlődés kezdetleges stádiuma) is ronthatja. Általában véve gyenge turbulenciával bíró stabilis légtömegekben a látás a talajmenti rétegekben rosszabb, mint a nem stabilis légtömegekben ; a magasabb rétegekben azonban az állapotok fordítottak, mivel az ott található stabilis légtömegekben nincs kondenzáció.

A trópusi levegő északi előnyomulásának mértékében a benne lévő száraz légköri homály csökken (ugyanakkor azonban gyakran megerősödnek a ködök). Az arktikus vagy poláris levegőnek a hóval be nem takart szárazföld feletti déli irányú mozgásakor a száraz légköri homály megnövekszik és a látás ennek következtében csökken. A köd vagy a pára azonban a déli irányú, melegebb felület fölé történő mozgása esetén eloszlik.

A légtömeg stabilizációja a szárazföldi anticiklonban a por és kondenzációs termékek fokozatos felhalmozódásához és a látás romlásához vezet. A felhőn leszálló levegőjében a látás rendszerint jobb, mint zavartalan állapotok között.

A meleg front áthaladása rendszerint a látás romlásához vezet, (ha nincs prefontális köd), a hideg front átvonulása pedig a látás megjavulását eredményezi.

81. §. A repülőgépek jegesedésének keletkezése és prognózisa

A repülőgépek jegesedése a repülés munkájának egyik legnagyobb akadálya ; gyakran komoly veszélyt jelent a repülőgépre. A repülőgép törzsére, szárnyaira és légcsavaraira lerakodó jég megnehezíti a gépet, aerodinamikai tulajdonságait lerontja, megnehezíti a kormányzást és a gép töréséhez vezető veszedelmes rezgéseket idézhet elő. Az antennák, sebességmérők és egyéb alkatrészek jegesedése különféle nehézségeket okoz a repülésben. A kormányozható léghajót a jegesedés mindenekelőtt megterheli, ami kényszerleszálláshoz, sőt a léghajó lezuhanásához vezethet.

1. A jegesedés fizikai okai

A jegesedés következtében fellépő jéglerakódás *három típusát* különböztetjük meg :

1. üveges, meglehetősen átlátszó lerakódás, aránylag sima felülettel (»sima jég«, »glatteis«) ;

2. kevésbbé átlátszó, érdes felületű, tejszínű jéglerakódás, amely gyakran szemcsés vagy kristályos felületet mutat ;

3. jelentéktelen vastagságú, kristályos lerakódás, amely —10°-nál alacsonyabb hőmérsékleten az elülső széleken telepszik le ; a jegesedésnek ez a fajtája nem jelent lényeges veszélyt és a gyakorlatban elsősorban a két első típussal kell szembenézni.

Keletkezésének fizikai okait tekintve, a jegesedésnek (A. P. Galcov szerint) a következő típusai lehetségesek :

Zérus foknál alacsonyabb hőmérsékleten : 1. túlhűlt eső- (vagy szitáló eső-) cseppek lecsapódásakor és megfagyásakor keletkező jegesedés ; 2. a túlhűlt cseppekből álló felhőn belül bekövetkező jegesedés ; 3. a felhőn belüli túlhűlt eső egyidejű esésével kapcsolatos jegesedés ; 4. a felhőből való kilépéskor bekövetkező jegesedés ; 5. a vízgőz felhőn kívüli vagy belüli szublimációja következtében bekövetkező jegesedés.

Zérus foknál magasabb hőmérsékleten : nedves (olvadó) hó esése következtében fellépő jegesedés ; 2. a felhőkben vagy az eső övezetében bekövetkező jegesedés.

2. *Negatív hőmérsékleten bekövetkező jegesedés*

A repülőgép felületén szétfolyó és megfagyó *túlhűlt eső- (vagy szitáló eső-) cseppek* a jegesedés legveszélyesebb fajtáját — a sima, átlátszó jeget — idézik elő. Nyilvánvaló, hogy ebben az esetben a jegesedés övezete fölött hőmérsékleti inverzió van jelen, mivel különben nem lehetne megmagyarázni a folyékony csapadék eredetét.

Ha a túlhűlt eső szilárd elemekkel keveredik (dara, hó), akkor ezeknek az elemeknek a még meg nem fagyott vízcseppekhez való hozzátapadása és a velük való összefagyása következtében jön létre a másodsorban legveszélysebb, a kevésbbé átlátszó, érdes szerkezetű lerakódás. A ráfagyás sebessége 2—3 cm-t érhet el percenként. A dara (pontosabban : a jégeső) jelenléte a túlhűlt esőben vagy arra utal, hogy a jegesedés övezete fölött (az inverziónál magasabban) nagykiterjedésű, negatív hőmérsékletű réteg, vagy pedig erős turbulencia található. Hónak és túlhűlt esőnek együttes esése csak akkor lehetséges, ha a jegesedés övezete fölött, egymástól meglehetősen kicsiny távolságra két zérus izoterma található, úgyhogy a hó esése közben a két zérus izoterma között nem tud teljesen megolvadni.

A túlhűlt cseppekből álló felhőben ($d < 0{,}05$ mm) a repülőgéppel érintkezésbe kerülő cseppecskék nem folynak szét, vagy csak kevéssé folynak szét és a lerakódás egy másik fajtáját hozzák létre : a szemcsés szerkezetű fehér réteget. A felhőkben a jegesedés valószínűségének, valamint az erősségének a maximuma a zérus foknál valamivel alacsonyabb hőmérsékletre esik, amikor a túlhűlt állapot esélyei a legnagyobbak és a levegő nedvességtartalma is nagy.

A repülőgép felületén való jéglerakódás a közeg kolloidális egyensúlyának megbomlásához vezet és a lerakódás most már a vízgőz közvetlen szublimációja útján tovább növekszik.

Ha a túlhűlt felhőben a magasabban fekvő rétegekből származó túlhűlt eső esése figyelhető meg, a különböző nagyságú cseppek következtében a jegesedés vegyes jellegű lehet. Mindazonáltal jellege inkább a sima jéghez, mint a szemcsés szerkezetűhöz hasonlít.

Jegesedés bekövetkezhet a *felhőkből való kilépéskor* is. A zérushoz igen közeleső negatív hőmérsékleteken a repülőgépet vízhártya burkolja be. Ennek az az oka, hogy amikor a cseppecskék széjjelfolynak, a felületi feszült-

ség energiája szabaddá válik, ez pedig a cseppek hőmérsékletét pozitív értékig emeli.

A felhőből való kilépés után a hártya felületéről bekövetkező párolgás következtében a hártya megfagy. Az efajta (rendszerint sima jégből álló) jegesedés intenzitása jelentéktelen.

Szublimáció útján a jegesedés jéghez képest túltelítettség esetén következhetik be. A szublimáció a túlhűlt felhőn belüli jegesedés kísérő tényezőjeként lép fel, amint erről fentebb már szólottunk. A szublimáció megindulásához ebben az esetben arra van szükség, hogy a túlhűlt cseppekkel való ütközés következtében a gépre vékony jégréteg rakódjék le.

Szublimáció útján a jegesedés akkor is bekövetkezhet, amikor a repülőgép nemcsak a felhőkön belül, hanem azokon kívül is hidegebb légrétegből melegebbe megy át. Ekkor a repülőgép és a környező levegő hőmérséklet-különbségének növekedésekor megnövekszik a szublimáció intenzitása is.

A felhőkön kívüli szublimáció esetében igen fontos, hogy a repülőgépre előzőleg a felhőben, ha még olyan vékony rétegben is, jég rakodjék.

3. A pozitív hőmérsékleteken bekövetkező jegesedés

A nedves hó övezetében, zérusnál valamivel magasabb hőmérsékleten a hópelyhecskék rátelepednek a repülőgép felületére, megolvadnak és mindjárt párolognak is. Ez csökkenti a hőmérsékletüket, ami a megolvadt és olvadó pelyhekből álló lerakódás megfagyásához vezet.

A párolgás szerepet játszik a vízhártya megfagyásában is, a *felhőkben* való repüléskor, vagy még gyakrabban az *eső övezében*. Ehhez arra van szükség, hogy a levegő hőmérséklete valamivel magasabb legyen zérus foknál és hogy a felhőkben vagy a csapadék övezetében a vízhez képest ne legyen telítettség.

4. A csapadékövezetekben és a felhőkben való jegesedés jellege és valószínűsége

A túlhült esőben való jegesedés a legveszedelmesebb jelenség különösen, ha a cseppekhez szilárd elemek keverednek. A jegesedés a felhőkben akkor a legkevésbbé veszélyes és a legkevésbbé valószínű, ha a felhők kolloidálisak és kicsiny cseppekből állnak ($d < 0{,}05$ mm), azaz ha azok *St* és *Sc* felhők. Viszont gyakran észlelhető (a második, szemcsés típushoz tartozó) jegesedés *St*-ban, különösen pedig *Sc*-ban is, amikor — úgy látszik — az erősen túlhült felhőkben turbulens mozgások fejlődnek ki. Angliában és az USA-ban az *Sc* ban való jegesedés gyakori jelenségnek számít. A felhőréteg szintjének emelkedésével a jegesedés veszélye csökken.

A jegesedés valószínűsége maximális (100%-ig terjedhet) a különnemű cseppekből álló felhőkben, beleértve a nagy esőcseppeket is, tehát elsősorban a frontális *As*—*Ns* felhőkben. A lerakódás ezekben a felhőkben sima, átlátszó jég formájában következik be ; ha azonban a hópelyhekkel és a darával alkotott keverékben elegendő nagy esőcseppek is vannak, akkor tejfehér, érdes lerakódás képződik.

A konvekciós felhőkben a veszélyes jegesedések aránylag ritkák, azonban egyes esetekben nagy intenzitásra tesznek szert A legveszedelmesebbek a *Cb* felhők a zérus izoterma közelében levő vékony rétegei.

A jegesedés a felhőkben a leggyakrabban a 0 és —5° közötti hőmérsékletek esetén következik be, egyes esetekben azonban a hőmérsékleti tartomány alsó határa a —20°-ot is elérheti. A felhőkben való jegesedést a 0 és —12° közötti hőmérsékletek esetén tartják ajánlatosnak prognosztizálni, *Cb* felhőkben azonban alacsonyabb hőmérsékleteken is.

5 A jegesedés szinoptikus feltételei

Rátérünk a jegesedésnek a szinoptikus feltételekkel való összefüggésére. A leggyakoribbak a frontális jegesedések nem pedig a légtömegen belüliek, amint azt már az előző pont alapján következtetni lehet, ahol azt fejtettük ki, hogy az eljegesedés legnagyobb gyakorisága és intenzitása *As*—*Ns*-ban, azaz a tipikusan frontális felhőkben van.

A jegesedés szempontjából a legveszedelmesebbek a meleg frontok (és a megfelelő jellegű okklúziók). Az *As*—*Ns*-on kívül jelentősége van itt még a túlhűtött frontális esőnek és nedves hónak. A front előtti ködnek és az *As*—*Ns* alapja alatti *Fnb*-nak szintén jelentősége van a jegesedés szempontjából, mivel a hópelyheknek a repülőgép felületéhez való hozzátapadását teszik lehetővé. A meleg fronttal kapcsolatban a jegesedés valamennyi fajtája előfordul, miközben az alacsony rétegben a sima jég (hó esetén a tejfehér lerakódás) uralkodik, fenn pedig a likacsos, kristályos formák a túlnyomóak. A jegesedés legnagyobb intenzitása és valószínűsége a 0° körüli hőmérsékletekre esik ; a jegesedés valószínűsége a hőmérséklet csökkenésével (a szublimáció következtében) nő, az intenzitás azonban ugyanekkor (a felhők sűrűségének csökkenése következtében) kisebbé válik. Ha a front orográfiai akadályhoz közeledik, a jegesedés erősebbé válik.

A pilótának, hogy a jegesedést elkerülje, vagy utat kell törnie a felhőkön keresztül, ami az *As*—*Ns* felhők nagy függőleges kiterjedése miatt igen nehéz és veszélyes feladat, vagy pedig el kell érnie a pozitív hőmérsékletű rétegeket. Az *As*—*Ns* felhőzet vízszintes irányú megkerülése a rendszer méretei miatt gyakran lehetetlen.

A *hideg* frontok közül a legveszedelmesebbek az 1. fajú frontok, amelyeknek felhőrendszerei közelállnak a meleg front felhőrendszereihez. A jegesedés valószínűsége azonban a hideg front átszelésekor mégis kisebb, mint a meleg front átszelésekor. A jegesedés könnyen elkerülhető a felhőrendszer alulról történő megkerülése útján. Az olyan frontvonalon, ahol a felhők különösen alacsonyak, a felhőrendszer *Cb*-ba megy át és a jegesedés ezekben kevésbbé valószínű, mint az *As*—*Ns*-ben. Frontális *Cb*-okban való repülés esetén ajánlatos olyan magasságot venni, hogy a gép alacsonyabb hőmérsékletű rétegbe kerüljön.

Stabilis légtömegekben a jegesedés intenzitása és valószínűsége nem nagy, amint az fentebb már megmagyaráztuk, amikor a *St*-ban és *Sc*-ban, a stabilis tömegek tipikus felhőiben bekövetkező jegesedésről beszéltünk. A túlhűlt szitáló eső, amely néha *St*-ból esik, szintén nem adhat különösen intenziv jegesedést. Mivel a felhők függőleges kiterjedése nem nagy, el lehet repülni fölöttük. A jegesedés a legvalószínűbb : 1. az anticiklon nyugati részén a meleg levegő (a visszatérő szárazföldi vagy tengeri poláris levegő) advekciója esetén ; 2. amikor a hőmérséklet inverziója alatt felhőréteg képződik és 3. a meleg levegőnek ciklonális advekciója esetén.

A jegesedés valószínűsége a *labilis* tömegekben sem nagy. A jegesedés intenzitása nyáron a magas rétegekben a legnagyobb, itt azonban lukacsos, kristályos lerakódás jellege van. Az orográfiai feltételek — vízfelület közelsége, emelkedések jelenléte — döntő hatást gyakorolhatnak a *Cb*-ok fejlődésére és ennek következtében a jegesedés feltételeire. Ajánlatos a felhőket alulról elkerülni, vagy oldalt kitérni előlük.

6. V. M. Kurganszkijnak és I. G. Pcselkonak a Szovjetunió európai területeire vonatkozó eredményei

A továbbiakban közöljük (némi rövidítéssel) V. M. Kurganszkij és I. G. Pcselko következtetéseit, amelyeket a Szovjetunió európai területeinek centrális körzetei fölött az 1932—37. években végzett repülések tekintélyes anyagából vontak le. Ezek a következtetések nem mondanak ellent a fentebb kifejtett általános tételeknek, hanem konkretizálják azokat egy olyan körzetre, amely a gyakorlat szempontjából igen nagy jelentőségű.

1. A leglényegesebb jegesedés akkor fordul elő, amikor nagysebességű saját mozgással rendelkező légi járművek a 0°-hoz közeleső negatív hőmérsékletű és 85—100%-os relatív nedvességű felhőkben, ködben vagy csapadékban vannak; jegesedés azonban alacsonyabb (—15, —20°-ig terjedő) hőmérsékleten is előfordulhat, olyan esetekben, amikor a repülés túlhűlt cseppekből álló felhőkben történik.

2. A jegesedés lehetséges szintjének magassága a zérus izoterma magasságától függ. Ez utóbbi az évszaktól függően változik; a meleg évszakban jelentősen magasabban van, mint a hidegben; ennek megfelelően a meleg évszakban a jegesedés szintje magasabb.

3. A jegesedés körzetei nagyrészt megegyeznek a frontális övezetekkel.

4. A légi közlekedés valamennyi fajtájára nézve legveszedelmesebb jegesedés a túlhűlt esőben, a negatív hőmérsékletű hideg légtömeg frontális hajlatában figyelhető meg. Ez vagy a meleg front előtt, vagy az első fajú hideg front mögött következhetik be. A veszélyes jegesedés övezete ettől 50—100 km távolságra van. Az aktív felsiklás állapotában lévő melegebb levegőnek ennek következtében meg kell őriznie a felemelkedésének bizonyos magasságáig a pozitív hőmérsékletét és a nagyobb relatív nedvességét (vagy még túltelítettségét is).

5. A Szovjetunió európai területei fölött az ilyen jellegű frontok elsősorban az arktikus levegőnek az európai kontinensre való betörésekor és különösen a hideg időszak kezdetén és végén jönnek létre, amikor a Szovjetunió déli körzetei fölött elegendően meleg és nedves kontinentális-poláris vagy trópusi levegő alakul ki.

6. A hideg évszakban a Szovjetunió területének feltételei között a jegesedések legnagyobb száma az okklúzió meleg frontjaival függ össze; ebben az esetben a jegesedés a front előtti övezetben következik be. A jegesedés mind a hideg levegőből a melegbe, mind pedig a melegből a hidegbe való átrepülés alkalmával felléphet.

7. A jegesedést illetőleg a leghatékonyabbak a kiéleződött, lassan mozgó, kvázistacionárius frontok.

8. A régi felső frontok, ugyanúgy, mint az anticiklonális tartományok perifériáinak frontális részei igen gyakran jelentik az alacsony rétegekben a jegesedés okát.

9. A hőmérséklet anticiklonális inverziói kevésbbé veszedelmesek a jegesedés szempontjából. A jegesedés foka a talajmenti hideg réteg nedvességétől, az inverzió alatti felhőréteg kiterjedésétől és képződésének intenzitásától, a felhők hőmérsékletétől és végül a repülés irányától függ. Egy adott helyzetben a leggyakrabban akkor figyelhető meg jegesedés, amikor a levegő talajmenti rétegének hőmérséklete a —5°-tól —10°-ig terjedő határok között változik és amikor a zérus izoterma a Föld felülete fölött a 600—1000 m-ig terjedő magasságban helyeződik el. Ugyanezt lehet elmondani a meleg, stabilis légtömeg réteges felhőzetével kapcsolatban is.

10. Jegesedés várható a labilis légtömeg záporfelhőiben különösen a friss tengeri arktikus levegő felhőiben, amikor azokból dara esik (*ww:* 87,88). Ez a csapadékfajta, amint ismeretes, élénk kondenzációra utal. A repülőgép számára azonban az ennek megfelelő szinoptikus helyzetek nem jelentenek nagy veszélyt, mivel az esetek többségében a felhők magassága lehetővé teszi a fölöttük való elrepülést.

11. A jegesedést abban az esetben lehet elkerülni a felhőzet felfelé való áttörése útján, ha az az anticiklonális tartományon áthaladó régi front övezetében, az anticiklonális inverzió alatti réteges felhőzetben, vagy a meleg (stabilis) légtömeg réteges felhőzetében várható. A tapasztalat tanúsága szerint az 1000—2000 m-es magasságok közötti repülés ezekben az esetekben veszélytelen lehet. Világosan kifejezésrejutó meleg és hideg frontok vagy a ciklonális rendszeren áthaladó okklúziós frontok jelenléte esetén a jegesedést ilyen módon elkerülni veszélyes.

12. Hegyvidékeken a jegesedés veszélye a gerinc széllel szemben fekvő oldalán növekszik, a szélárnyékos oldalán pedig kevésbbé valószínűvé válik. Ezenkívül a hegyi körzetekben való repülés, ha itt ciklonális rendszerek vannak jelen, minden évszakban veszélyes, mivel a közepes magasságokban (2500—4000 m) a hőmérséklet még nyáron is alacsonyabb 0°-nál.

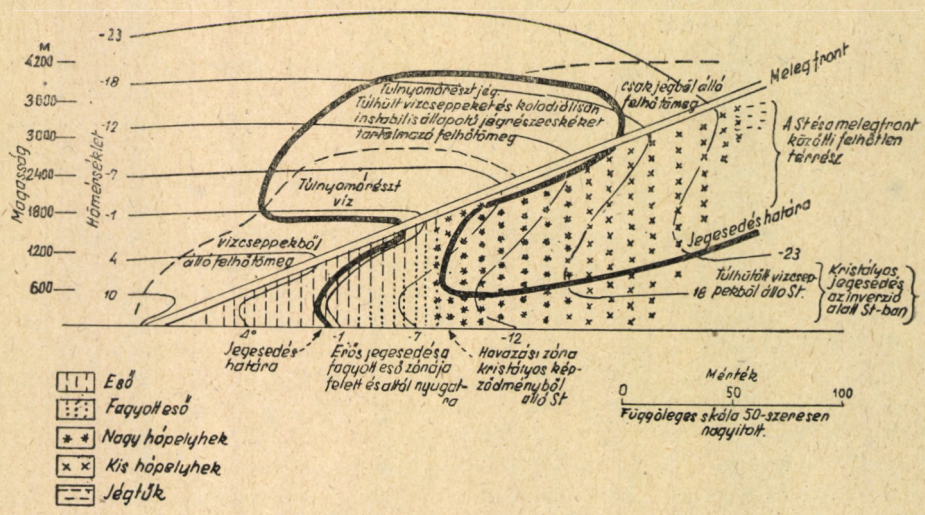
7. *A jegesedés formáinak tipikus eloszlása a meleg front esetében*

Bemutatjuk azt a Byers készítette szkémát, amely az USA-ban, a meleg front tipikus esetében, télen a jegesedés különböző okok által létrehozott tartományait tünteti fel (252. ábra). Az ábrán kettős vonal jelöli a front felületét és vastag vonal mutatja a jegesedési tartomány határát ; a többi jelölést l. magán az ábrán. Látjuk, hogy a jegesedés mind a felső meleg áramlásában, mind pedig a frontális felület alatti levegőben valószínű.

A jegesedés elsősorban a frontális felület alatti felhőkben figyelhető meg attól a szinttől kezdve, ahol a hőmérséklet 0°-ig süllyedt ; a jegesedés övezete felfelé meglehetősen alacsony hőmérsékletekig terjed. A felhők ebben az övezetben cseppecskék és kristályok kolloidálisan labilis keverékéből állnak ; az alsó részben a cseppecskék, a felsőben a kristályok uralkodnak. A jegesedés ebben az övezetben, különösen annak alsó részében a legerősebb, erősebb még, mint a túlhűlt esőben. A felhőrendszer legalsó része, ahol a felhők csupán 0°-nál magasabb hőmérsékletű cseppekből állnak, a jegesedéstől mentes.

Pontosan ugyanígy nem lép fel jegesedés a felhőtömeg legfelső részében, ahol a felhők csupán hópelyhekből vagy még inkább (*Cs*) jégtűkből állnak. Ezek a jégből álló elemek vízhártya hiánya miatt nem tapadnak hozzá a repülőgéphez.

A frontális felület alatt jegesedés elsősorban a túlhűlt cseppeket tartalmazó *St*-okban következhetik be ; ezek a felhők, amelyek a légtömegen belüli inverzió alatt keletkeznek, lényegében véve nem függnek össze fronttal. A jegesedésnek a *St*-ban deres jellege van. A frontális felhőkből származó csapadék övezetében jegesedés ott következhetik be, ahol a csapadék 0°-nál alacsonyabb hőmérsékleteken — esetleg hóval keveredve — túlhűlt eső formájában esik le.



252. ábra. A jegesedés övezetei tipikus meleg front esetében az USA-ban télen

82. §. A prognózisok megfogalmazásai

1. A prognózisok fajai

A következő időjárásprognózisokat különböztetjük meg : 1. egy bizonyos *helyre* vonatkozó prognózis ; 2. egy *területre* (körzetre) vonatkozó prognózis ; 3. a repülési útvonalak számára készült prognózis. Az időjárási prognózist néha megelőzi a szinoptikus helyzet prognózisa.

Az időjárási prognózisokat más alapon a következőképpen osztják fel : 1. a nagy nyilvánosság számára készült *általános*, szabályos időközökben közreadott prognózisok ; 2. a gazdasági élet meghatározott területeire vonatkozó bizonyos hadműveletek sikerének biztosítását célzó *speciális* prognózisok, amelyek lehetnek ugyan szabályos időközökben kiadott jelentések, de különleges feladatok céljait szolgálják. Általános prognózisokat rendszerint egy bizonyos hely vagy terület számára adnak, a repülés célját szolgáló prognózisokat a légi útvonalakra nézve is.

A prognózison kívül a gyakorlatban adnak még mind rádió útján, mind közvetlen érdeklődésre részletesen kifejtett *tanácsokat* a folyamatban lévő és bekövetkező időjárásról, a szinoptikus folyamatok változásával kapcsolatban. A tanácsadás különösen a repülésügy szolgálatában nyer alkalmazást. Időjelző szolgálatunktól a pilóta a repülés előtt nemcsak informatív tájékoztatást és prognózist kap, hanem szóbeli szinoptikus tanácsot is.

Általános prognózisokat a leggyakrabban *24—36 órás időközökre* adnak; így például lényegileg a reggeli jelentéseken alapuló prognózist az illető nap estéjétől a következő nap estéjéig terjedően adják meg. Az általános prognózisokat rádió, telefon, távíró, speciális sajtójelentések és ujságok útján teszik közé. A szükséghez és lehetőséghez képest helyesbítéseket csatolnak hozzájuk, ha később olyan jelentéseket kapnak, amelyek megváltoztatják a szinoptikusnak a folyamatok további fejlődésére vonatkozó véleményét. Ezek a prognózisok a meteorológiai elemek egész sorát érintik, mindenekelőtt azonban a hőmérsékletet és a csapadékot, továbbá a felhőzetet; a szélre kevesebb figyelmet fordítanak, a látás pedig gyakran egyáltalán nem szerepel bennük. A prognózisok megfogalmazásai túlnyomóan minőségi jellegűek és nem nagyon részletezik az eseményeket az időben. Így például a felhőzettel kapcsolatosan elegendőnek tartják, ha annak egész napi általános jellegére utalnak, vagy esetleg feltüntetik félnaponkénti változását és i. t. Számos országban a hőmérsékletet sem adják meg fokokban, hanem csak tisztán minőségi megfogalmazásban: forró, melegebb, lényeges változás nem következik be, stb.

A *repüléssel kapcsolatos prognózisokat* különböző időközökre adják meg, így rövidebbekre: 6—8 órás vagy még rövidebb időközökre is. A prognózis időtartama néha olyan kicsiny, hogy ténylegesen a folyamatban lévő állapotra vonatkozó információvá alakul. A prognózist gyakran a szinoptikusnak a repülőkhöz intézett szóbeli tanácsa követi vagy helyettesíti; az ilyen tanácsban rendszerint a prognózis indokait is ki szokták fejteni. A prognózist nemcsak a légi útvonalra nézve, hanem a repülőterekre vonatkozólag is megadják, mivel az időjárás a leszállás szempontjából nem kevésbbé fontos, mint a repülés szempontjából.

Háborús körülmények között a repülés harci tevékenységeinek területeire nézve is adnak repülési prognózisokat.

Egyes időjelző szolgálatokban, így a Szovjetunióban is, a pilóta indulás előtt a légi útra vonatkozólag írásbeli prognózist kap. Más helyeken, így az USA-ban a prognózisokat főként rádió útján közvetítik.

A repülési prognózisokat sokkal részletesebben fogalmazzák meg. A hőmérsékletet gyakran egyáltalán nem prognosztizálják; ezzel szemben itt a ködnek, a csapadéknak és a felhőzetnek van alapvető jelentősége; megadják ezenkívül a felhők alsó határának magasságát, néha a felső határ hozzávetőleges magasságát is; a felhők mennyiségét gyakran fokozatokban (pl. tizedekben) adják meg, s ezenkívül megadják azok alakjait is; a jelenségek időbeli változását a leggyakrabban negyednapokra részletezik. Rámutatnak ezenkívül a különböző rétegekben a jegesedés lehetőségére is. A szél irányát és sebességét nem csupán a Föld felületén, hanem a különböző magasságokban is megadják.

A prognózisok néha megokolást is tartalmaznak, amelyben röviden kifejtik azoknak a szinoptikus folyamatoknak a lényegét, amelyek az időjárás prognosztizált változásaihoz vezetnek.

Prognózist, sőt tanácsot rádió vagy vezeték útján nemcsak kötött szöveg formájában, hanem rejtjelzett formában is szoktak adni.

Egy meghatározott légiútra vonatkozó repülési prognózishoz gyakran különféle grafikus részletezéseket csatolnak, pl. megadják a légiútra vonatkozólag a légkör vertikális metszetét és feltüntetik rajta mind horizontális irányban, mind pedig magasság szerint az időjárás várható állapotát. Az ilyen

metszet összeállításakor számításba veszik a repülőgépnek az időben bekövetkező helyzetváltozását, azaz az állapotokat minden egyes pontban olyanoknak tüntetik fel, mint amilyenek azok abban a pillanatban várhatók, amikor a repülőgép, repülési sebessége alapján az illető pontba eljuthat.

2. *A prognózisok megfogalmazásának szabályzata*

Elengedhetetlen követelmény, hogy a prognózist *szigorúan meghatározott szabályzat szerint* fogalmazzuk meg. A prognózisban minden kifejezésnek, különösen a minőségi jellemzéseknek teljesen meghatározott értelemmel kell bírniok. Ha pl. a szinoptikus azt írja a prognózisban, hogy »erős lehűlés«, akkor határozott fogalmakra kell támaszkodnia : a lehűlés milyen mértéke mellett kell azt az adott körzetben és az év adott szakában erősnek nevezni. Ha a prognózisban az olvasható, hogy »változó felhőzet«, akkor ezen mindig a felhőzet meghatározott jellegét kell érteni stb. Ezért a prognózisok megfogalmazásának megfelelő *utasításra* kell támaszkodniok, amely az időjelző szolgálat valamennyi dolgozója számára kötelező jelleggel bír, ha nem is az egész országban, de legalább is egy határozott éghajlati körzetben. Ennek pontos útmutatásokat kell tartalmaznia arra nézve, hogy a szinoptikusnak milyen tartalmat kell tulajdonítania azoknak a minőségi megjelöléseknek, amelyeket a prognózis megfogalmazására az útmutatás megenged, mennyiségi megfogalmazások esetén pedig, hogy a prognosztizált elem számára mekkora értékintervallum van megengedve (pl a hőmérséklet x – től x + 2°-ig). Csupán a megfogalmazások egységes szabályozásának szigorú következetessége esetén válik lehetővé a minőségi prognózisok egyöntetű értékelése, amiről a továbbiak során még lesz szó.

Amint a fentebb kifejezettekből világos, különböző megfogalmazásokra van szükség az általános és speciális prognózisok, valamint az egy bizonyos helyre és területre vonatkozó prognózisok esetében is. Az esetek többségében az egy bizonyos helyre vonatkozó prognózist határozottabban lehet megfogalmazni, mint a területre vonatkozó prognózist. Egy területre vonatkozólag, különösen, ha az nagy, az egyes elemek lehetséges értékeinek intervalluma túlságosan nagy, az időjárás megváltozásának jellege túlságosan bonyolult, a topográfia helyi jellegű hatásai igen változatosak lehetnek stb. és ennek következtében nehéz mindezt rövid és eleve szabályozott megfogalmazással átfogni.

A prognózisban gyakran a különböző közigazgatási körzetek (vagy azok csoportjai) vagy a terület konvención alapuló körzetei számára különböző megfogalmazást kell adni. (Pl. »a hőmérséklet nappal a terület nyugati részén 10—14°, keleti részén 15—18° között«), vagy pedig meg kell adni a jelenségeknek a terület egyik részéből a másikba való átterjedését (pl. »a terület nyugati részéről kiinduló hőmérsékletcsökkenés« vagy »a terület déli felére kiterjedő esők« és így tovább).

Másfelől néha könnyebb prognózist adni a terület számára, mint egy bizonyos hely számára. Így pl. nyáron nagy valószínűséggel állíthatjuk, hogy valamely területen helyi jellegű zivatarok lesznek ; ugyanakkor majdnem lehetetlen feladat megoldani, hogy lesz-e zivatar egy bizonyos meghatározott ponton vagy sem.

3. Az észszerű megfogalmazás elve

Korántsem kell azt gondolnunk, hogy egy prognózis annál értékesebb, minél határozottabb utalások vannak benne. A következőket kell tekintetbe venni:

1. A fogalmazás határozottsága esetleg nem a szinoptikus lehetőségekből fakad és ennek következtében semmi sem biztosítja azt, hogy a prognózis be is fog válni. Ezzel szemben megtévesztheti a felhasználót, mivel abba a helyzetbe hozhatja, hogy a prognózisnak nagyobb valóságértéket tulajdonítson, mint amekkorával az ténylegesen rendelkezik.

2. Maguknak a szinoptikus folyamatoknak a lényeges megfogalmazása határozottságát bizonyos észszerű határok közé szorítja.

Nézzünk egy példát. Nyáron, erősen kifejlődött helyi jellegű konvekció esetében a szinoptikusnak minden alapja megvan arra, hogy feltételezze valamely adott pontban a záporeső lehetőségét. Arra azonban semmi alapja sincsen, hogy biztos legyen abban, hogy a csapadék az adott pontban feltétlenül leesik, mivel a helyi jellegű záporok nem mindenütt esnek, hanem csupán egyes helyeken. A szinoptikus nincs abban a helyzetben, sőt meg sem kísérelheti, hogy tekintetbe vegye azt a számtalan tényezőt, amelyek az egyik helyen záporfelhő kifejlődéséhez vezetnek, míg a másik helyen nem, továbbá, hogy eldöntse, hogy azok mely trajektóriák mentén fognak mozogni.

Ennek következtében valamely meghatározott helyre vonatkozólag az olyan prognózis, amely szerint »záporeső lehetséges« a dolgok természetének és a szinoptikus ismeretének jobban megfelel, mint az olyan feltételnélküli prognózis, amely egyszerűen »záporesőt« jósol. Ez utóbbi határozottabban hangzik, ez a határozottság azonban semmiféle ismeretre nem támaszkodik és a prognózis felhasználójában csupán helytelen képzet támad az eső elkerülhetetlenségére vonatkozólag. Ebből következik, hogy az olyan megfogalmazás, amely szerint »záporeső lehetséges«, racionálisabb és az az üldözés, amelyben néha a »lehetséges« és »valószínű« szavak részesülnek, az ilyen esetekben alaptalan.

Nézzünk még egy másik példát. Nagy városok, mint pl. Moszkva esetében a hőmérsékleti prognózis egy fokig terjedő pontosságú megfogalmazása (pl. »az éjtszakai hőmérséklet —16°«) lényegében véve értelmetlen, mivel Moszkva területének különböző körzetei között a hőmérsékleti különbség nagyobb lehet 1°-nál. Ennek természetesen értelme lehet akkor, ha egy határozott moszkvai állomás adatára nézve nyújt tájékoztatást, a közönséget azonban a hőmérséklet a maga körzetében érdekli. Ha ezenkívül még figyelembe vesszük, hogy a szinoptikus számára még a meghatározott állomáson is lehetetlen a hőmérséklet ily nagy pontosságú előrelátása, akkor nyilvánvaló, hogy — mondjuk — a 2°-os pontosságú megfogalmazás (pl. az éjszakai hőmérséklet —15, —17°«) sokkal racionálisabb.

Helyi jellegű záporoknak valamely területre vonatkozó prognózisa esetén a racionális megfogalmazás a következőképpen hangzik: »helyenként«; ugyanakkor ez a megfogalmazás tartós csapadékra a jelenség lényege miatt nem alkalmazható. Ha az időjárás állapota (vagy az időjárás különböző elemeinek értékei) a nap folyamán kevéssé változnak, akkor észszerűnek mutatkozhatik a prognózist nem részletezni negyednapokra, hanem az általános fogalmazást az egész napra megadni, és így tovább.

Különböző földrajzi (éghajlati) körzetekben és különböző évszakokban valamely fogalom (pl. »sok csapadék«) elkerülhetetlenül különböző lesz; ezt szintén számításba kell venni a prognózis megfogalmazásakor és méginkább a prognózisok szabályzatának összeállításakor.

Egyszóval, a prognózis racionális megfogalmazásának a következő feltételeknek kell megfelelnie:

1. *a légköri jelenségek tulajdonságainak:* bekövetkezése valószínűségi fokának, a meteorológiai elem értékei állandóságának vagy változékonyságának és így tovább;

2. annak a *biztonsági foknak*, amellyel a prognózist megadják.

A prognózis nem lehet határozottabb és részletesebb, mint ahogy az a folyamat lényegét és a prognózis módszerét tekintve lehetséges. De nem lehet határozatlan és túlságosan általános ott, ahol a határozottság és részletezés lehetséges és elérhető.

Néha azt az indítványt teszik, hogy a prognózisban meg kell határozni azt a *valószínűségi fokot*, amellyel (a szinoptikus szubjektív véleménye szerint) a prognózis valamely pontja rendelkezik. Az esetek egész sorában ez ésszerű lehet. A közönség számára hasznos lehet tudni, hogy vajjon maga a szinoptikus a prognosztizált lehűlést elkerülhetetlennek tartja-e, vagy maga is úgy tekinti, hogy — mondjuk — annak az esélye nagyobb, mint száz eset közül ötvené. Ez utóbbi esetben lehetséges, hogy a prognózis felhasználója, a prognózis alapján, más gyakorlati rendszabályokat léptet életbe, mint az első esetben. Ez a javaslat azonban a gyakorlatban nem valósult meg.

4. Példák a prognózisok megfogalmazására

b) Példa egy területre vonatkozó prognózisra

Éjjel a felhőzet teljesen feloszlik, reggelre talajmenti köd. [A látás 2—4 km reggel felé 1 km-ig vagy még kisebb távolságig romlik.] A délnyugatias szél a mérsékelttől [5—7 m/sec] az élénkig [8—10 m/sec] erősödik, reggelre azonban igen gyengércsökken. Az éjszakai hőmérséklet kb. 10°.

Nappal változó felhőzet [gomoly- és záporfelhők 3—8 tizedig, alapja 600—1000 méter magasság között]; a felhőzet estére folytonossá növekszik [zápor- és magasan rétegzett 10 tizedes felhők, 600—1000 m-ig terjedő magasságban]. Délután rövid ideig tartó eső és zivatar lehetséges. [Látás 4—10 km-ig, estére 2—4 km-ig romlik]. A délnyugati és mérsékelt [5—7 m/sec] szél estére nyugatira fordul és megélénkül [7—10 m/sec]. A hőmérséklet 20—22° között, délután 14—17°-ra csökken.

A szögletes zárójel az általános prognózis részleteit tartalmazza a repülési szolgálat céljaira. Amint fentebb már mondottuk, a repülés számára a prognózist azonban rendszerint nem fél, hanem negyed napokra adják.

b) Példa egy területre vonatkozó prognózisra

Éjjel a terület nagyrésze felett magas, félig átlátszó felhőzet, délkeleti szélén borult, kisebb eső. A központi körzetekben talajmenti ködök. A szél az északi és északkeleti negyedben gyenge, a délkeleti körzetekben mérsékelt. A hőmérséklet 12—17° között, délkeleten kb. 20°.

Nappal a terület északnyugati részén gyorsan változó felhőzet, helyenként rövid ideig tartó esők és zivatarok. A terület centrumában és délnyugati részén zárt felhőzet. A mérsékelt délnyugati szél, amely a nap első felében a terület északnyugati körzeteiben élénk, lökéses nyugati szélbe megy át. A hőmérséklet 22—27° között, a terület északnyugati részén 17—20°-ra csökken.

A prognózisok megfogalmazására számtalan példát lehet találni bármely időjárási bulletin-gyüjteményben.

83. §. A prognózisok beválásának kiszámítása

1. A kérdés feltevése

A szinoptikus módszer fentebb (a II. fejezetben) megvizsgált tökéletlenségének következtében a szinoptikus prognózisok nem lehetnek abszolút pontosak. A szinoptikus prognózisnak nincs kvantitatív jellege; a szinoptikus alapjában véve a feltételezett változások minőségi értékelését adja és számos esetben primitív extrapolációra támaszkodik. Ennek következtében gyakran minden figyelme ellenére sem veheti tekintetbe a folyamatot meghatározó valamennyi tényezőt és nem láthatja helyesen előre azok hatásának fokát.

Így pl., amikor helyesen prognosztizáljuk valamely ciklon kimélyülését vagy kitöltődését, valamely frontnak ilyen vagy olyan irányú mozgását, a csapadék erősödését stb., nem vagyunk abban a helyzetben, hogy teljes pontossággal megmondjuk, mennyire mélyül ki a ciklon, mennyire nyomul előre a front és mennyire erősödik a csapadék. Néha még magának a folyamat fejlődésének az irányát sem lehet pontosan meghatározni. Gyakoriak ezenkívül a hibák a fejlődés sebességének prognózisában is. Végül elkerülhetetlenek a pontatlanságok a szinoptikus helyzet prognózisáról a meteorológiai elemek értékének prognózisára való átmenetkor.

És még ha sikerülne is teljesen kvantitatív jellegű prognózist adni pl. a feladat analitikai megoldásának közelítő módszerei segítségével — Kibel módszeréhez hasonlóan (75. §.) — a megoldás ott és akkor is elkerülhetetlenül nagyobb vagy kisebb terület és egy többé vagy kevésbbé huzamos időköz *átlagos* állapotaira vonatkoznak. Egy meghatározott pontra és meghatározott időpillanatra vonatkoztatva a prognózis ebben az esetben sem lenne abszolút pontos. Viszont az alapul szolgáló megfigyelési anyag hiányosságai és a kérdésfeltevés leegyszerűsítése elkerülhetetlenek ahhoz, hogy a feladat megoldhatóvá váljék; ugyanezek viszont lehetetlenné teszik, hogy abszolút pontos prognózishoz juthassunk *még az átlagfeltételekre nézve is.*

Ebből következik, hogy szükségképpen nem számíthatunk arra, hogy a szinoptikus prognózisok *teljesen beváljanak.* A ki nem elégítő beválás azonban bizonyos mértékben elvileg kiküszöbölhető körülményektől függ, mint amilyenek a megfigyelő hálózat elégtelen sűrűsége, a jelentések késése, a szinoptikus figyelmetlensége. Ezért igen fontos a prognózisok beválásának állandó ellenőrzése; az ilyen ellenőrzés lehetővé teszi, hogy következtetéseket vonjunk le a különféle szervezeti tényezőknek a prognózisok minőségére vonatkozó hatására nézve, lehetővé teszi, hogy a különböző szinoptikusok munkájának minőségét összehasonlítsuk, és így tovább.

A szinoptikus helyzetre vonatkozó prognózis hibáit igen nehéz kifejezni valamilyen kvantitatív index segítségével, mivel minden szinoptikus helyzet a jelenségek bonyolult komplexumát képviseli és a prognózisnak a valóságtól való eltérése szerfölött különböző jellegűek lehetnek. Ebben a viszonylatban a legészszerűbb eljárás a sikertelen prognózisok okainak részletes elemzése és az elkövetett hibák felderítése. A sikertelen prognózisoknak ez a vizsgálata a legnagyobb haszonnal magukra a szinoptikusokra nézve jár; az időjelző szolgálat számos szervezetében ezt az eljárást szabályosan végre is hajtják.

Kvantitatív vizsgálatnak rendszerint a prognózis végső következtetéseit, azaz az időjárás állapotának prognózisát vetik alá. Ebben az esetben két különböző eljárás lehetséges: 1. A prognózisok bekövetkezési valószínű-

ségének vagy pedig a valósághoz való közelesésüknek statisztikai kiszámítása a prognózisok *kapcsolatára* alkalmazva ; 2. minden egyes prognózis beválásának *külön-külön* kiértékelése tetszésszerint megállapított feltételek alapján.

2. *Alternatív prognózisok statisztikai kiszámítása*

Alternatív prognózisok, azaz egymást kölcsönösen kizáró jelenségek prognózisainak esetében csupán »igen« és »nem« között lehet választani. Ekkor a prognózisokat azon az alapon lehet kiértékelni, hogy meghatározzuk valószínűségüket. Köppen szerint ebből a célból a következő képletet lehet használni :

$$V = \left(\frac{N' + M'}{N + M}\right) 100, \qquad (1)$$

ahol V a prognózisok valószínűsége százalékokban, $N + M$ a prognózisok összes száma, N azoknak az eseteknek a száma, amikor az A jelenség, M azoknak az eseteknek a száma, amikor az ellentétes B jelenség bekövetkezését prognosztizáltuk, N' azoknak az eseteknek a száma, amikor az A jelenséget prognosztizáltuk és az tényleg bekövetkezett, M' azoknak az eseteknek száma, amikor a B jelenséget prognosztizáltuk és az tényleg bekövetkezett.

Pl. száz eset közül a prognózis harminc esetben csapadékot, hetven esetben pedig száraz időjárást jelzett. A csapadékprognózis harminc esete közül huszonöt esetben bekövetkezett a csapadék ; másfelől tíz esetben fordult elő csapadék olyan napokon, amelyekre a prognózis száraz időjárást jelzett.

Ily módon a csapadékprognózisnak a valósággal való megegyezése harminc eset közül huszonötször, a száraz időjárásnak a prognózisa pedig a valósággal hetven eset közül hatvanszor egyezett meg. Tehát $N = 30$, $N' = 25$, $M = 70$, $M' = 60$. A prognózisok összes száma (100) közül a sikeres prognózisok száma összesen 85 volt, az időjárás állapotára (csapadék vagy száraz idő) vonatkozó prognózisok valószínűsége 85% volt.

Az ilyen jellegű számítás csapadék, köd, zivatar, hóvihar stb. prognózisa esetén lehetséges. A jelenségek intenzitását ilyenkor nem veszik figyelembe. Viszont, ha a jelenségek intenzitásának különböző fokait megállapítjuk, lehetségessé válik a számítást mindegyikük esetében külön-külön elvégezni.

3. *A nem-alternatív prognózisok statisztikai kiszámítása*

Meteorológiai elemek nagyrésze esetében a prognózisok nem alternatívok. Tegyük fel pl., hogy a prognózis »15° hőmérséklet«-et adott meg (a fogalmazást az előző paragrafus értelmében racionálisnak tekintjük). Ha a hőmérséklet tényleg 15° volt, akkor a prognózis vitathatatlanul bevált. Azonban a prognosztizált számértékkel való, teljes megegyezés azonban csak igen ritkán szokott előfordulni. Ugyanakkor a józan ész azt tanácsolja, hogy ha a »15° hőmérséklet« prognózisa esetén a valóságban 16° vagy 14° hőmérsékletet figyeltünk meg, akkor az ilyen prognózist még nem szabad feltétlenül be nem váltnak tekintetni, hanem ellenkezőleg, az ilyen prognózist elég jónak kell tartanunk.

A tapasztalat azt mutatja, hogy az aránylag kisszámú abszolút helyes prognózis és a rendkívül kisszámú durván hibás prognózis mellett nagyszámú

részletesen helyes prognózis figyelhető meg. A tényleges jelenségek a leggyakrabban bizonyos mértékben eltérnek a prognosztizáltaktól.

A prognózis lényegében véve nem ad számunkra pontos felvilágosítást valamely meteorológiai elem jövőbeli értékéről, csupán azt állapítja meg, hogy a prognosztizált értékhez közeleső értékek valószínűsége a legnagyobb. *A prognózis és a ténylegesen megfigyelt időjárás statisztikai összefüggésben vannak egymással.* Nézzünk egy példát. Leningrádban 1932—1933-ban 716 szélprognózist adtak egy nappal előre. 154 esetben »gyenge szél« (1—3 Beaufort-fok) volt a prognózis. A tényleges szélsebességek ezekben az esetekben a következőképpen oszlottak meg :

a szélsebesség m/sec-ban	0	1	2	3	4	5	6	7	8	vagy nagyobb
az esetek száma %-ban	1	14	27	22	19	12	4	1	0	

Ennek következtében »gyenge szél« prognózisa esetén már eleve tudjuk, hogy a 2 m/sec sebességű szél bekövetkezésének valószínűsége nálunk 27%, az 5 m/sec sebességű szél valószínűsége 12% stb. Annak is van 1% valószínűsége, hogy a szél sebessége 7 m/sec lesz. De »gyenge szél« prognózisa esetén egyáltalán nem kell tartanunk attól, hogy pl. a szél sebessége 8 vagy 10 m/sec lesz ; az ilyen szél valószínűsége, amint azt az esetek elegendő nagy száma alapján szerkesztett táblázat mutatja, egyenlő zérussal.

Ilyen módon az esetek nagy száma alapján meghatározhatjuk a meghatározott módon megfogalmazott prognózisnak megfelelő meteorológiai elem ténylegesen megfigyelt eloszlását. Ennek az eloszlásnak az alapján következtetést vonhatunk le a prognózisok minőségére is : a prognózis annál jobb, minél több érték esik a prognózisban említett értékek tartományába, illetőleg azok közelébe. Grafikusan az összehasonlítás eredményeit az *eloszlási görbével* lehet ábrázolni : az abszcissza tengelyen a meteorológiai elem értékeit, az ordináta tengelyén pedig ezeknek az értékeknek a prognózis fogalmazásának megfelelő valószínűségeit ábrázoljuk. Az eloszlási görbe alakjából megítélhetjük a prognózisok sikeres voltát.

A nem-alternatív prognózisok minőségének statisztikai értékelésére egy másik lehetőség az adott elem prognosztizált és tényleges változása közötti korrelációs együtthatók meghatározása. Minél közelebb esik az egységhez a korrelációs együttható, annál jobb a megegyezés a prognosztizált és tényleges időjárás között, vagyis annál jobb a prognózis minősége.

4. Az egyes prognózisok kiértékelése

A prognózisok minőségének statisztikai kiértékelését a gyakorlatban ritkán alkalmazzák. Az időjelző szolgálatban rendszerint *minden egyes prognózis minőségét (sikerességét)* a benne szereplő különböző elemekre nézve külön-külön kiértékelik és azután meghatározzák egy vagy néhány elem szempontjából bizonyos időszakra a prognózisok átlagos minőségét. Ebből a célból nyilvánvaló módon *minden egyes esetben* össze kell hasonlítani a prognózist a tényleges időjárással.

Az ilyen összehasonlítás aránylag könnyű egyes földrajzi helyek esetében ; a terület egészére nézve azonban már nehezebb mind a prognózis megfogalmazásának határozatlansága, mind pedig az időjárás tényleges állapotainak egy nagyobb körzetben való változatossága miatt.

Ha minőségi meghatározásokról van szó, elengedhetetlen, hogy mind a prognózis megfogalmazását, mind pedig a meteorológiai elem tényleges értékét, még ha egyezményes skálán is, számokkal lehessen kifejezni. Ebben az esetben meg lehet határozni a prognosztizált értéket kifejező szám és a meteorológiai elem tényleges értékét képviselő szám közti különbséget. Tegyük fel pl., hogy a prognosztizált és a tényleges szélerősség közti különbség Beaufort fokokban egyenlő zérussal. Nem vitás, hogy ebben az esetben a prognózis abszolút sikeres és rászolgál a legmagasabb értékelésre. Ha ez a különbség egyenlő az egységgel, akkor a prognózist még mindig a teljesen sikerültek közé számíthatjuk. Ha a különbség egyenlő kettővel, akkor az értékelést pl. a felére szállíthatjuk le és még nagyobb különbség esetén a prognózist teljesen ki nem elégítőnek kell tartanunk.

Világos, hogy a részlegesen sikeres prognózisra vonatkozó értékelések tekintetében különféle megegyezések lehetségesek. Így pl. a fentebb idézett példában a két foknyi eltérést eredményező prognózist lehet nemcsak 50%-ra, hanem csak 25 vagy esetleg 75%-ra értékelni. Ez a dolog teljesen egyezményes jellegű és ezért a részleges sikeresség értékelésének különböző rendszereiben ugyanazt a prognózist különbözőképpen értékelhetjük. Ezt lehetetlen elkerülni.

Ezért szükséges, hogy a kiértékelés céljából *egyszersmindenkorra megállapított szabályzat* vezessen bennünket, amely eleve tekintettel van valamennyi használatos megfogalmazásra és a megfogalmazás, valamint a tényleges időjárás közötti eltérések különböző értékeire megadja a kiértékelést. Ebben az esetben mindenekelőtt megláthatjuk, hogy miként változik a prognózisok eredményessége évről-évre, másodsorban pedig összehasonlíthatjuk a különböző szinoptikusok munkáját.

A prognózis eredményességét rendszerint az alapvető elemek mindegyikének esetében külön-külön megállapítják és azután meg az említett elemeknek megfelelően középértékben az egész prognózis eredményességét. A különböző esetekre vonatkozó ilyen jellegű megállapítás azonban még nem teszi lehetővé, hogy bármilyen következtetést is levonjunk a szinoptikus munkájának minőségére vonatkozólag. Sikertelen prognózisok előfordulnak még a legjobb szinoptikusoknál is. Az egyes prognózisok minősége jelentékeny mértékben függ a véletlentől és attól, hogy vajjon a szinoptikus helyzet megnehezítette-e avagy megkönnyítette a prognózist. A szinoptikus, vagy az egész időjelzőszolgálat munkájának minőségére vonatkozólag következtetést csupán az esetek elegendően nagy száma esetén lehet levonni. Ez azt jelenti, hogy valamennyi prognózis külön-külön való értékelése után a nagyszámú különböző értékelés középértékét vesszük, pl. az egész időjelzőszolgálatra nézve havonta, vagy minden egyes szinoptikus esetében külön-külön egy hosszabb időtartamra nézve.

A prognózisok minőségének ily módon nyert átlagos értékelését nem szabad összetéveszteni a prognózisok bekövetkezésének valószínűségével. Az ilyen zavar nagyon gyakran fellép, mivel az említett értékelés esetén majdnem mindig helytelenül használják a »százalék« terminust. Ténylegesen *nem százalékokról, hanem olyan egyezményes fokozatokról van szó*, amelyekkel a prognózis minőségét értékeljük. Az olyanfajta helytelen kifejezések, mint »80%-os eredményesség«, ténylegesen csupán az az értelme van, mint pl. a »4« értékelésnek az ötfokozatú skálán. Szigorúbb, vagy kevésbbé szigorú eljárás esetén ez a fokszám változik.

5. A prognózisok minőségének összehasonlítása a vakprognózis és a tehetetlenségen alapuló prognózis minőségével

A részlegesen sikeres prognózisok értékelésére vonatkozó szabályzat önkényessége miatt fontos, hogy legyenek a prognózisokra vonatkozólag objektív kritériumaink. Ha egy bizonyos időszakra vonatkozólag megvan a prognózisok átlagos értékelése, akkor ezt összehasonlíthatjuk a *vakprognózisokra* és a *tehetetlenségen alapuló prognózisokra* vonatkozólag ugyanazon szabályzat alapján nyert átlagos értékeléssel.

Vakprognózisnak a »jószerencse« alapján, minden tudományos megalapozás, azaz tudományos módszer segítése nélkül készített prognózist nevezzük.

A tehetetlenségen alapuló prognózisnak az olyan prognózist nevezzük, amely azon a feltevésen alapul, hogy az időjárás jelenlegi jellege továbbra is megmarad (»holnap ugyanolyan lesz az idő, mint ma«).

Mivel ténylegesen van egy olyan törekvés, amely az időjárás jellegének megőrzésére irányul, azaz az időjárási jelleg megmaradásának az esetek többségében nagyobb valószínűsége van, mint az időjárás megváltozásának (lásd a X. fejezetet), a tehetetlenségen alapuló prognózisok minősége felül kell, hogy múlja a vakprognózisok minőségét. Viszont a szinoptikus prognózisoktól jobb minőséget kell követelnünk, mint a tehetetlenségen alapulóktól, különben a szinoptikus módszernek semmiféle gyakorlati értéke nem lenne.

A következőkben bemutatjuk a szinoptikus prognózisok és a vak-, valamint a tehetetlenségen alapuló prognózisok eredményeinek összehasonlítását, egy és ugyanarra a helyre nézve, két év időtartamára. A szinoptikus prognózisok átlagos sikeressége öt alapvető elemre nézve 75 fokozatnyi volt. A vakprognózis átlagos sikeressége ugyanabban a két évben és ugyanazon értékelési szabályzat alapján 50 fokozatnyi volt. A hőmérsékletre nézve a szinoptikus prognózisok eredményessége 71 fok, a vakprognózisoké 38 fok volt ; a felhőzetre nézve 72, ill. 49 fok, a csapadék esetében 79 és 47 fok stb.

A vakprognózisok a következőképpen készültek : egy tetszőlegesen választott — ebben az esetben az 1929. — év megfigyelésit az 1934. év megfelelő napjaira vonatkozólag prognózisoknak tekintették ; ugyanigy az 1933. évre nézve is. Az ilyenfajta prognózis természetesen nem tisztán vakprognózis, azaz nem teljesen önkényes, mivel — ha nem is az adott évre — az időjárás bizonyos reális napi és évi változását tükrözi. A különböző »műkedvelők« azonban éppen ilyen »félvak« prognózisokat szoktak adni, mivel az időjárás napi és évi változását tekintetbe veszik. A vakprognózisok fokozatokban való kiértékelése természetesen csak véletlenül egyezik meg számértékben 50%-os valószínűséggel. Ez a kiértékelés szabályzatától függ : szigorú vagy kevésbbé szigorú követelmények esetén más számot kapnánk.

A tehetetlenségen alapuló prognózisok esetén az időjárást minden napra a megelőző napi időjárás formájában kellene megadni. A tehetetlenség alapján készülő prognózisok kiértékelése, ugyanolyan elvek alapján történő kiértékelés esetén átlagértékben 66 fokot adna, azaz 16 fokkal többet, mint a vakprognózisok kiértékelése, de kilenc fokkal kevesebbet, mint a szinoptikus prognózisoké.

Ez a kilenc fokozatnyi különbség a mértéke egy meghatározott időjelző szolgálat adott időszakra vonatkozó szinoptikus prognózisai minőségének.

6. Az alternatív prognózisok valószínűségének összehasonlítása a vakprognózisok valószínűségével

Az alternatív prognózisokat, amelyek valószínűségét eleve kiszámíthatjuk, összehasonlíthatjuk — valószínűségük szempontjából — a vakprognózisokkal.

Az alternatív vakprognózisok valószínűségének képletét a következő meggondolások alapján állapíthatjuk meg.

Ábrázoljuk az olyan napokat, amelyeken A vagy B események következnek be, fehér és fekete golyókkal, amelyek $b : (1—b)$ arányban meghatározatlan számban keverednek össze egymással egy urnában. A prognózisok száma N, azaz az urnából kiveszünk N golyót ; aN esetben azt a prognózist adjuk, hogy a kihúzott golyó fehér, $(1—a)N$ esetben pedig azt, hogy a kihúzott golyó fekete lesz. A valóságban azonban az aN golyó közül, amelyek esetében úgy hangzott a prognózis, hogy azok fehérek lesznek, csak abN, golyó lett fehér, $a(1—b)N$ pedig fekete. Tehát a megegyezések száma abN a hibák száma pedig $a(1—b)N$ lesz. Hasonlóan a »fekete« prognózis esetén $(1—a)bN$ hibát és $(1—a)\ (1—b)N$ megegyezést tapasztalunk. N számú prognózis esetén a hibák száma összesen :

$$[(a-ab)+(b-ab)]\ N=(a+b-2ab)N. \qquad (2)$$

Amint látható, a megegyezések százaléka nem csupán az $a.\ (1—a)$ prognózisok viszonyától, hanem az A és B eseményekkel kapcsolatos napoknak a valóságban való összefüggésétől, azaz $b : (1—b)$-től is függ. Ha b nagyobb, mint 0,5, a megegyezések százaléka akkor a legnagyobb, amikor valamennyi prognózis úgy hangzik, hogy »fehér« ; ha b kisebb, mint 0,5, a megegyezések száma akkor a legnagyobb, amikor valamennyi prognózis úgy hangzik, hogy »fekete«.

Nézzünk egy példát. Nyáron 92 nap alatt 21 napon volt zivatar ; 71 nap zivatarmentes volt. 92 prognózis közül 32 esetben volt szó zivatarról, 60 prognózis pedig semmiféle utalást nem tartalmazott zivatarra nézve. Ebben az esetben $a = 0{,}77$ és $b = 0{,}65$. Ha a prognózis vakprognózis lett volna, akkor alkalmazni lehetett volna rá a (2) képletet, amiből a megegyezések százaléka 58, a hibaszázalék pedig 42 lett volna.

A valóságban az adódott, hogy 32 eset közül, amely zivatart prognosztizált, a zivatar 10 esetben következett be és 60 eset közül, amikor a prognózisban az állt, hogy »zivatar nélkül«, 11 esetben mégis előfordult zivatar.

A megegyezések száma az (1) képlet szerint $10 + 49 = 59$, összesen 92 esetből, azaz 64% megegyezés és 36% hiba.

Annak következtében, hogy az A és B esemény nem egyformán valószínű, az olyan napi prognózisok, amelyek szerint »holnap nem lesz zivatar«, az (1) képlet szerint 77% megegyezést adnának ; ebben az esetben azonban nyilvánvaló módon a zivatarprognózis valamennyi esetét elmulasztottuk volna.

7. Az Állami Hidrológiai Intézet módszere

G. Ja. Vangengeim a hőmérséklet és csapadék távprognózisának statisztikai ellenőrzésére (kiértékelésére) egy olyan módszert hozott javaslatba, amelyet a hidrológiai prognózisok ellenőrzésére az Állami Hidrológiai Intézetben dolgoztak ki.

A prognózisok minőségének megállapítására szolgáló alapvető elv a prognózisok adott módszer szerint való sikerességének a klimatológiai prognózisok eredményességével való összehasonlítása. Ebben az esetben klimatológiai prognózison a meteorológiai elemek állapotára és eloszlására vonatkozó azon adatokat értik, amelyeket az előző évekre vonatkozó megfigyelések elemi statisztikai feldolgozása útján nyerhetünk.

Ebből a szempontból két fogalmat kell egymástól megkülönböztetni: a prognózis hibáját és a prognózis módszerének biztosítottságát. *A prognózis hibájának* valamely meteorológiai elem prognosztizált és tényleges értéke között az illető elem számos év alatti »klimatológiai« ingadozásának százalékában kifejezett különbségét értjük. A prognózis megengedett hibájának határát megegyezés alapján az ingadozás 20%-ának veszik.

A *módszer biztosítottságát*, a prognózisok összes számához viszonyítva, azoknak a prognózisoknak a százalékával fejezi ki, amelyek nem lépik túl a megengedett hiba határát.

Nézzünk egy példát: A jégzajlás határidejének számos évre nyúló ingadozása a Dvina északi medencéjében 30 nap. A $\pm$ 6 nap (az ingadozás 20%-a) határokon belül a jégzajlás határidejének bekövetkezése valószínűsége valamivel nagyobb 60%-nál. Ily módon a jégzajlásra vonatkozó prognózisok biztosítottsága mindenesetre nagyobb kell, hogy legyen 60%-nál. Ez az érték (az 1891—1938. időszakban) ténylegesen 84,4%-nak mutatkozott. Ennek következtében a prognózisok átlagos hibája az ingadozás százalékában 12,0-nak bizonyult.

Ezt a módszert a rövid időre vonatkozó kvantitatív prognózisok — pl. a hőmérsékletre vonatkozó prognózisok — ellenőrzésére is alkalmazni lehet.

8. *A szinoptikus munkájának minősége*

A szinoptikus munkájának minőségét semmi esetre sem lehet megítélni egyes elszigetelt prognózisok minősége alapján. Bizonyos esetekben fáradtság nélkül lehet eredményes prognózist készíteni, ha a szinoptikus helyzet egyszerű és állandó jellegű, vagy ha az adott jelenség gyakorisága nagy. Nehéz helyzetben adott hibás prognózis viszont esetleg a szinoptikus teljes figyelmének, tudásának és tapasztalatának latbavetését megkövetelte. *Csupán sok esetből levont átlagos következtetés alapján* lehet összefüggést tételezni a prognózisok és a szinoptikus munkájának minősége között.

A következtetésekkel azonban itt is óvatosan kell bánni. Lehetséges, hogy a magasabb átlageredmény a szinoptikus rendkívüli óvatosságának eredménye. Így pl., tegyük fel, hogy a szinoptikus minden esetben inkább arra határozza el magát, hogy mérsékelt szelet prognosztizál és nem kockáztatja, hogy kétséges esetekben erős szélre vonatkozó prognózist adjon. Prognózisainak átlagos eredményessége nagyfokúnak mutatkozhatik; az ilyen szinoptikus azonban a szél megerősödésének igen fontos eseteit elszalasztja. Egy másik szinoptikus, aki gyakrabban »kockáztat«, az esetek nagy számában több hibát követhet el, viszont nem hagyja ki a szél megerősödésének gyakorlati szempontból igen fontos eseteit.

Jegyezzük meg még, hogy a szinoptikus munkája a különböző földrajzi körzetekben nem egyformán könnyű. Először is a szinoptikus folyamatoknak a különböző körzetekben különböző törvényszerűsége, különböző gyakorisága, változékonysága stb. van. Az olyan körzetben, ahol a szinoptikus-

rendszer változásai ritkák, vagy pedig néhány alaposan tanulmányozott helyzet szerint következnek be, könnyebb prognózist adni, mint olyan körzetekben, ahol a szinoptikus feltételek változékonysága nagy, típusai pedig sokarculatúak. Másodsorban nem egyforma a megfigyelések útján való tisztázottság sem ; ebben az esetben nem csupán a munka körzetének felderített voltáról van szó, hanem a vele szomszédos körzetekről is, ahonnan különféle ciklonok a szóbanforgó körzet fölé érkeznek. Mint ismeretes, a ciklonok haladásának és a légtömegek többsége mozgásának általános irányát egy nyugat-keleti irányú összetevő határozza meg. A középeurópai szinoptikus az Európa nyugati szélén lévő állomások megfigyelései alapján már idejében látja a folyamat fejlődését. Viszont a Brit-szigetek vagy Skandinávia felé »észrevétlenül« közeledhet ciklon, mivel az Atlanti-óceán mérsékelt szélességeiről érkező meteorológiai jelentések meglehetősen ritkák. Különösen kedvezőek ebből a szempontból a szinoptikus munka feltételei a Szovjetunióban, mivel a ciklonok többsége és a tengeri légtömegek, mielőtt az Atlanti-óceánról a Szovjetunió területére jutnak tíz-husz, órán keresztül Nyugat-Európa megfigyelőállomásokkal jól behálózott területei fölött haladnak keresztül. Épp ez a körülmény nehezítette meg azonban a szovjet szinoptikusok munkáját a háború idején, amikor a nyugati, az ellenség területein lezajló jelenségek hozzáférhetetlenek voltak.

Helyszűke miatt itt most a prognózisok kiértékelésére vonatkozólag semmiféle szabályzatot nem közlünk ; ehelyett felhívjuk az olvasó figyelmét a Központi Prognosztikai Intézet által kiadott Utasításokra.

X. FEJEZET

A MAKROSZINOPTIKUS FOLYAMATOK ÉS A TÁVPROGNÓZISOK

Ebben a fejezetben a makrometeorológiai kutatások eredményeit tárgyaljuk, azaz az olyan kutatásokét, amelyek a légköri folyamatokat nagy időközökben és (sok esetben) nagy területekre vonatkozólag vizsgálják. Ha a nagy időközökhöz még a folyamatok térbeli elemzése is járul, akkor a megfelelő folyamatokat makroszinoptikusoknak is nevezhetjük. Az ilyenfajta, módszerüket tekintve, rendkívül különböző jellegű kutatások, gyakran nem tűznek maguk elé közvetlen prognosztikus célokat. Az időjárás távprognózisának feladatát azonban éppen az ilyen jellegű kutatások alapján lehet megoldani és ezeket a kutatásokat számos esetben az a világosan felismert cél vezérli, hogy az időjárás távprognózisának módszereit felderítsék. Bizonyos makrometeorológiai kutatások ebből a szempontból világosan megmutatkozó eredményekhez vezettek ; más kutatások viszont nem jutottak gyakorlatilag alkalmazható eredményekre, sőt esetleg negatív következtetéseknél kötöttek ki. De, még ha bizonyos esetekben arra a megállapításra jutunk is, hogy a szóbanforgó jelenségek között nem állnak fenn az általunk óhajtott prognosztikus kapcsolatok, az ilyen megállapításoknak is tudományos értéket kell tulajdonítanunk, mert megmutatják, hogy melyik az az irány, amelyet a további kutatásnak el kell kerülnie.

84. §. Általános tételek

1. A feladat megfogalmazása

Ha távprognózisról szólunk, akkor olyan prognózisra gondolunk, amely nagyobb időközre vonatkozik, mint az időjelző szolgálat szokásos napi prognózisa. Ez az időköz gyakorlatilag öt naptól néhány hónapig (egy évszakig) terjedhet. Történnek néha kísérletek ultratávprognózisra, azaz az időjárás általános tulajdonságainak a következő évre, sőt esetleg évek sorára való meghatározására is.

A távprognózisok problémájának megoldására irányuló rendkívül sokféle kísérletek sorában két törekvés figyelhető meg :

1. a szinoptikus módszerek, azaz az olyan módszerek, amelyek a légkör nagy térséget felölelő és nagy időtartamra terjedő makrofolyamatainak kutatásán alapulnak, fokozatosan uralkodóvá kezdenek válni a többi módszerrel szemben ;

2. minél kisebb időtartamra vonatkozik a prognózis, annál inkább megegyezik módszerére nézve a rövid időközre vonatkozó szinoptikus prognosztika módszerével.

A legutóbbi időkben nyilvánvalóvá vált, hogy a feladat sikeres megoldása csupán *szinoptikus* módszerekkel lehetséges. Az olyan módszerek, amelyek a különböző pontokra vonatkozó adatok statisztikai összehasonlításán, vagy a meteorológiai elemek különböző pontokban való változásának elemzésén alapulnak, vagy teljesen csődöt mondottak, vagy pedig csak szűken körülhatárolt alkalmazási területük van. Rá kell mutatni arra, hogy a távprognózis feladatának megoldását célzó szinoptikus módszerek problémája elsőízben Oroszországban merült fel, majd pedig ezek a módszerek a Szovjetunióban kerültek kidolgozásra, ahol ebben az irányban a mai napig is jelentős sikereket értek el. B. P. Multanovszkij iskolájának sok évet felölelő munkásságára gondolunk. A Szovjetunióban a legutóbbi időkben sikeres kísérletek történtek arra nézve is, hogy a távprognózisoknak egy másik szinoptikus rendszerét építsék fel (G. Ja. Vangengeim). Külföldön csupán a legutóbbi 10 évben, Németországban, majd pedig az USA-ban folyt komoly munka az úgynevezett meghosszabbított prognózisok módszerének kidolgozására, azaz olyan prognózisok kidolgozására, amelyek néhány (5—10) napnyi időközre vonatkoznak. Egy hónapra, vagy egy évszakra vonatkozó prognózisokat széles, szisztematikus alapon még ma is csupán a Szovjetunióban adnak.

Azonban a jelenkori távprognózis elméleti alapjai még a legfejlettebb szinoptikus módszerekben is csak kevéssé vannak kidolgozva. Ezen a területen még mindig az empirizmus uralkodik. Ez azonban nem is csodálatos, mivel itt összehasonlíthatatlanul bonyolultabb problémával állunk szemközt, mint amilyen a rövid időközökre vonatkozó időjárásprognózis problémája.

Említsük meg ezzel kapcsolatban a legutóbbi idők egyik fontos vívmányát.

1943-ban E. N. Blinova bizonyos leegyszerűsített feltételek alapján megoldotta a légkör hidromechanikájának és termodinamikájának egyenletrendszerét és olyan matematikai kifejezéshez jutott, amely lehetővé teszi, hogy a nyomás és hőmérséklet adott kezdeti eloszlása alapján a nyomási mezőt 10—20 nappal előre meghatározhassuk. Feltehető, hogy az elmélet továbbfejlesztése gyakorlati lehetőséget fog nyujtani az időjárás számításon alapuló távprognózisára.

A távprognózis feladata a következő lehet :

1. a meteorológiai elemek *középértékeinek* meghatározása valamely körzetben egy jövendő időközre, vagy pedig

2. az *időjárás rendszerének* meghatározása valamely körzetben, azaz mind az időjárás általános jellegének, mind pedig az időjárás változásainak meghatározása egy jövendő időközre.

Ha az első feladat elvileg meg is oldható valamely nem-szinoptikus módszerrel, a második feladat viszont lényegében véve szinoptikus jellegű feladat. Az időjárás rendszere szinoptikus folyamatokkal kapcsolatos és nem csupán ezek kapcsolataival, hanem váltakozásuk által is, meg van határozva. Más szavakkal : az időjárás rendszerét a szinoptikus folyamatok rendszere határozza meg, ezért a munkának az utóbbiak prognózisából kell kiindulnia.

Ezért a szinoptikus folyamatokat egyrészt huzamos időn keresztül, másrészt nagy területre vonatkozólag kell tanulmányozni. Mind az idő, mind

pedig a terület általában véve nagyobb, mint a rövid időközre vonatkozó prognózis esetén. Azt lehet mondani, hogy a fentebb említett két típus közül a másodikba tartozó távprognózis alapját a fentebb *makroszinoptikusnak* nevezett folyamatok tanulmányozása adja, azaz az olyan időjárást alakító tényezők tanulmányozása, amelyek nagy földrajzi térségben és huzamos idő lefolyása alatt bontakoznak ki, vagy vannak egymással kapcsolatban. Ezek a makroszinoptikus folyamatok határozzák meg az ú. n. *makroidőjárást*, azaz az időjárásnak egy huzamos időközre vonatkozó rendszerét.

Az említettekből érthető, hogyha a rövid időközre vonatkozó prognózisok esetén gyakran egy különálló ciklon vagy elkülönült ciklonsorozatok fejlődésének tanulmányozására lehet szorítkozni stb., akkor a távprognózisok esetében alapvető módon a *légköri általános cirkuláció* tanulmányozására van szükség.

2. A feladat elvi megoldhatósága

Megoldható-e elvileg a távprognózisok (a hónapos vagy nagyobb időközöket felölelő prognózisok) feladata? A. I. Aszknazij szerint a feladat megoldhatóságának bizonyítékát fizikailag az a hatás alapozza meg, amelyet a makroszinoptikus folyamatokra a Föld felszíne gyakorol. A különböző évszakok légköri folyamatai között a felszín létesít kapcsolatot (pl. a sarki jég, a tengeri áramlatok és így tovább), amelyek állaga nagy tehetetlenségű, de évszakról évszakra törvényszerűen változik. Ezért igen fontos a légköri makrofolyamatokat a felszínnel való összefüggésükben mindenekelőtt az óceánográfiai tényezőkkel való kapcsolatukban tanulmányozni.

Úgy látszik, hogy az ilyen összefüggések megállapítása fogja a legegyszerűbben lehetővé tenni a szinoptikus folyamatok távprognózisára vonatkozó feladat megoldását.

Willett Aszknazijjal szemben eltérő véleményen van. A távprognózisok problémáját általános formájában szintén megoldhatónak tartja, de más eszközökkel. Willett abból indul ki, hogy a légköri általános cirkuláció anomális állapotának, amely a meteorológiai elemek értékeiben tartós eltérésekhez vezet, határozott és hosszú időn át fennálló fizikai okainak kell lennie. Ez utóbbiak ismerete és a különböző hatótényezők kvantitatív kiszámítása, Willett véleménye szerint, elengedhetetlen a prognózis problémájának még közelítő megoldásához is; a felszín állapotának tehetetlensége viszont — Willett szerint — nagyon is másodrendű jelentőségű az általános cirkuláció jelentékeny időközökben való (pl. hétről-hétre való) változása szempontjából. Ezt Willett onnan veszi, hogy a cirkuláció feltételei nagy területek fölött gyorsan és élesen megváltozhatnak, ugyanakkor, amikor a földfelszín jellege változatlan marad. Lehetséges, hogy a felszín tehetetlenségének a magas szélességeken nagyobb szerepe van, mint az alacsonyakon: ebben is igen gyorsan megmutatkoznak azonban hosszú periódusú és kis amlitudójú anomáliák. A szinoptikus térképek azt mutatják, hogy a kiterjedt szubtrópusi anticiklonok, úgylátszik, leglényegesebb vonásaiban meghatározzák a cirkuláció jellegét, mégpedig a magas szélességeken is (a poláris anticiklonok szerepét Willett, véleményünk szerint leértékeli). Mivel a felszín állapota a szubtrópusokon csak kevéssé változik, ezért a cirkuláció jellegére befolyást gyakorló leglényegesebb tényezők nyilvánvaló módon a légkör magas rétegeiben találhatók és sugárzási feltételekre vezethetők vissza.

Ezért Willett úgy tekinti, hogy a távprognózis feladatának megoldásához vezető úton a főprobléma a légkör hőegyensúlyának kvantitatív, elméleti és tapasztalati tanulmányozása. Idetartoznak a napállandónak, a napszínkép ibolyántúli részére eső sugárzásának, az ózontartalom magas rétegekben való változásainak, valamint a hosszúhullámú sugrázás elnyelésére és visszaverésére vonatkozó kvantitatív hatásainak, a vulkanikus pornak a magas rétegekben a sugárzásra vonatkozó hatásainak, a különböző (különböző albédóval, hőkapacitással, kisugárzóképességgel rendelkező és különböző érdességű) felszínek atmoszférájára való hőhatásoknak pontos mérései. Szemmel látható, hogy a feladat, amely igen távol van attól, hogy konkrét gyakorlati következtetésekre vezessen, míly nagymértékben bonyolult a légkör és a földfelszín közötti »másodlagos« összefüggések megállapításához képest.

3. A makrofolyamatok térképezésének módszerei

A napi szinoptikus térképek alkalmatlanok a huzamos ideig tartó légköri folyamatok és makroidőjárás állapotának kutatására és tanulmányozására. A folyamatok, állapotok, vagy azok változásainak ábrázolására *huzamos idő esetén egy vagy több térképre* van szükség. Felsoroljuk a makroszinoptikus kutatások céljára és a távprognózisok különböző módszereinél alkalmazott térképek főtípusait.

1. A nyomás (vagy hőmérséklet) bizonyos időközökre vonatkozó eloszlásának átlagos térképei. A térképeken az izobárok (izotermák) vannak feltüntetve. A szabad légkörre vonatkozólag hasonlóképpen össze lehet állítani a bárikus topográfiai átlagos térképeit és fel lehet tüntetni rajtuk az izohipszákat.

2. A bárikus rendszerek középpontjainak *trajektória-térképei*, bizonyos időközre nézve.

3. A bárikus rendszerek középpontjainak helyzetére vonatkozó *gyüjtő-térképek*. Az ilyen térképen fel vannak tüntetve az adott időköz különböző napjaira vonatkozó szinoptikus térképek alapján a ciklonok és anticiklonok középpontjainak helyzetei. Ezenkívül a ciklonok és anticiklonok középpontjai által elfoglalt területek ; ezek a területek ú. n. demarkációs vonalakkal vannak egymástól elválasztva. Ugyanakkor a térkép »negatív« és »pozitív« bárikus terekre vannak felosztva. A gyüjtőtérképet egyesíteni lehet a trajektóriák térképével (gyüjtő-kinematikus térkép).

4. *A nyomás huzamos időközre (néhány napra) vonatkozó változásának* (izallobárok) *térképei*. Néha olyan térképeket is szerkesztenek, amely a nyomás középértékeinek változását tünteti fel az egyik periódustól a következőig.

5. A nyomás és a hőmérséklet *anomáliáinak* (az átlagtól való eltéréseinek) dekádos, havi stb. térképei.

6. *A légtömegek* bizonyos időközökre vonatkozó *alapvető mozgásainak* (áramvonalakkal ábrázolt) térképei.

4. A természetes szinoptikus periódus

Az átlagos, gyüjtő stb. térképeket tetszőleges időközökre lehet összeállítani. Igen elterjedt pl. a nyomás eloszlásának a havi középértékek alapján összeállított térképe. A légköri folyamatoknak és azok változásának azonban a legmegfelelőbb feltüntetésére a térképeket olyan időközökre kell összeállítani, amelyek folyamán egy határozott szinoptikus típus uralmon marad, azaz, amelyen belül a nyomás és a légáramlások eloszlása és a bárikus rendszerek mozgása nem szenved lényeges változást. Az ilyen időközöket *természetes szinoptikus periódusoknak* nevezzük (az elnevezést 1915-ben B. P. Multanovszkij vezette be).

A »periódus« fogalmát itt »időköz« értelemben használjuk és semmiképpen sem vonatkozik a folyamatok valamilyenfajta periodicitására.

Multanovszkij szerint természetes szinoptikus periódusnak az olyan időközt nevezzük, amelynek folyamán meghatározott módon irányított folyamat fejlődik ki, miközben a mező előjele a természetes körzet térségében állandó marad. Természetes szinoptikus körzeten ezen az alapon a Gröndlandtól a Jeniszei-ig és közelítőleg délen a 30. szélességi fokig terjedő körzetet

értjük. A természetes szinoptikus periódust Multanovszkij szerint konkréten az anticiklon hatrozott tengely mentén való mozgása jellemzi (lásd a 85.§.-t), azaz egy meghatározott, tipikus irányban való mozgás, miközben a periódus gyüjtőtérképén különböző, meghatározott előjelű bárikus terek jönnek létre. Ezeknek a tereknek az elhelyezkedése adja egyszersmind a periódus összegezett szinoptikus karakterisztikáját. Sz. T. Pagava utalása szerint a természetes szinoptikus periódust nem csupán az anticiklon meghatározott tengely mentén való mozgása, hanem a kontinens fölötti állandó jellegű anticiklonnal is jellemezni lehet. Az új periódus szintén nemcsak az anticiklonnak a poláris medencébe való betörésével, hanem a kontinens fölötti kialakulásával is kezdetét veheti.

Az egyik természetes periódus végét és a másik kezdetét a következőképpen határozzák meg. Ha a bárikus rendszerek középpontjainak helyzetét a szinoptikus térképekről naponta átvisszük a gyüjtőtérképre, akkor azt látjuk, hogy azok, pozitív és negatív bárikus mezőket alkotva, a térképen meghatározott módon csoportosulnak. Végül is bekövetkezik az a nap, amikor az egyik előjelhez tartozó középpontok a másik előjelhez tartozó mező belsejébe kezdenek esni, azaz a mezők új eloszlása kezd beállni. Ez éppen azt jelenti, hogy kezdetét vette az új természetes szinoptikus periódus. Az ily módon elválasztott természetes szinoptikus periódusok tartama a leggyakrabban 6—8 nap, néha azonban 16 napra is nyúlik. Az ilyen hosszú periódusok két egymásra következő, megegyező karakterisztikájú periódus összekapcsolódását jelentik. A természetes szinoptikus periódusok tartama huzamos időn át eléggé szűk keretek között ingadozik és lényegesen csupán a következő évszakba való átmenetkor változhatik meg.

Sz. T. Pagava azt találta (1936.), hogy a Multanovszkij-féle módszerrel meghatározott természetes szinoptikus periódust a talajmenti deformációs térnek a természetes szinoptikus körzet fölötti stabilis elhelyezkedése jellemzi. A természetes periódusok változásakor talajmenti deformációs tér nagyméretű átalakulása következik be. Később (1943-ban) N. L. Taborovszkij a bárikus topográfia térképeinek elemzése alapján arra a következtetésre jutott, hogy a természetes szinoptikus periódus minden változásának a magassági deformációs tér átalakulása felel meg.

A fentebb idézett tétellel kapcsolatban Pagava szintén arra a következtetésre jutott, hogy a természetes szinoptikus periódus az adott körzetben, egy főfronton egész számú (egy vagy két) egymásra következő ciklonsorozatot tartalmaz. Később ezt V. G. Siskov számítással igazolta. Ily módon kiderült a Multanovszkij-féle természetes szinoptikus periódusnak a frontelméleti szinoptika természetes szinoptikus periódusával — a ciklonsorozatok fejlődési periódusával — való azonossága.

T. A. Gyuletova, a természetes szinoptikus periódus Multanovszkij által adott meghatározását továbbfejlesztve, ezt a periódust, mint a Sarkról a mérsékelt szélességekre érkező és ott stabilizálódó anticiklon életciklusát fogja fel. Az ebben az értelemben vett természetes periódusnak és a ciklonsorozat periódusának összefüggése nyilvánvaló. Az anticiklon stabilizálódásakor és felmelegedésekor függőleges tengelye kiegyenesedik, a talajmenti és magassági deformációs tere megegyezésbe kerül; ennek eredményeként a anticiklon megszűnik, s ezzel együtt végetér a periódus is. Gyuletova később rávilágított arra, a mechanizmusra is, amelynek segítségével az említett folyamat következményeként, az új periódus anticiklonjának kialakulása lezajlik.

Pagava szerint, mint fentebb említettük, az anticiklon előzetes törése nem jelenti a természetes szinoptikus periódus feltétlen ismertetőjelét.

Külföldi kutató más kritériumok alapján Európára nézve olyan természetes szinoptikus periódusokat találtak, amelyek hossza közelesik a Multanovszkij-féle periódus hosszához. Baur természetes periódusának azt az időközt tekinti, amelynek folyamán az Európa fölötti izobárok és ennek következtében az áramlások is 5000 berk magasságban megtartják irányukat. Ennek a »makroszinoptikus helyzetnek« átlagos tartalma 5 és ½ nap, azaz megegyezik a ciklonsorozatok periódusával és közel esik a Multanovszkij-féle természetes periódus leggyakoribb hosszához. Francia szerzőknél a természetes periódus hossza kb. hét nap ; ezek szerint a szerzők szerint a periódus folyamán az izallobárikus magok alapvető mozgási iránya megmarad. Amerikai szinoptikusoknak a Csendes-óceán és Észak-Amerika körzetében végzett új kutatása szerint a természetes szinoptikus periódus leggyakoribb hossza hat nap ; a periódust a bárikus rendszerek mozgási irányának állandósága alapján határozzák meg.

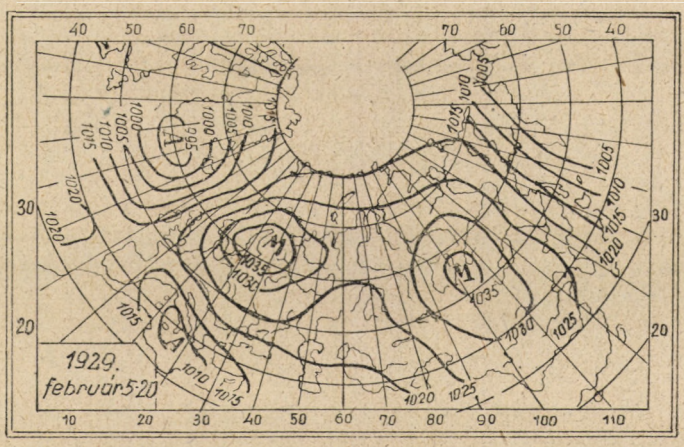
Ily módon a természetes szinoptikus periódus különböző következtetése alapján adódó átlagos vagy legvalószínűbb hossza 5—7 nap. A kutatók különböző utakon egy és ugyanazon légköri törvényszerűség tükröződéséhez jutnak el.

A Multanovszkij-féle iskola módszerei sorában alkalmazásra talál még az elemi szinoptikus folyamat G. Ja. Vangengeim által 1933-ban bevezetett fogalma is. Az elemi szinoptikus folyamat folyamán a természetes szinoptikus körzet térségében a bárikus tér előjelének változatlansága esetén változatlan marad az alapvető meleg- és hidegáramlások iránya is. Ezen az alapon az alapvető áramlások irányaként a gyakorlatban a gyüjtő-kinematikus térképen a ciklonális és anticiklonális mezők közötti demarkációs vonalak irányát fogadják el. A természetes szinoptikus periódus határain belül rendszerint két elemi folyamat található : az egyik közülük a demarkációs térben a front kialakulását és az első ciklonsorozatok nagyjából egyirányú trajektóriák szerinti előrenyomulását tükrözi, a másik a ciklonsorozat fejlődési periódusának második szakaszát, különösen a hideg levegőnek a záró anticiklonban délre való betörését tükrözi. Ily módon az elemi szinoptikus folyamat tartama a leggyakrabban 3—4 napnak adóddik. Az elemi szinoptikus folyamat a Multanovszkij-féle iskola módszerei sorában a segédeljárás szerepét játsza, mint a folyamatok vázlatossá tételének kényelmes módszere. Bizonyos időközökben az elemi szinoptikus folyamatokhoz való rendelése feltárja a figyelembe vett periódus folyamán a cirkuláció különböző típusainak egymásrakövetkezését. Az elemi szinoptikus folyamat gyüjtőtérképe kevésbbé tér el a szóbanforgó időköz bármely napjára vonatkozó napi térképen mutatkozó konkrét szinoptikus helyzettől, mint a természetes szinoptikus periódus gyüjtőtérképe.

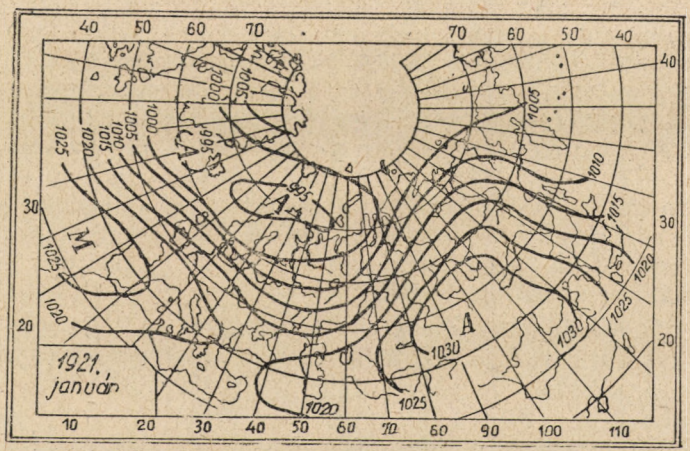
A legutóbbi időben Pagava a természetes szinoptikus periódusok felosztása, jellegük megállapítása, valamint a következő periódusra vonatkozó prognosztikus vázlatok megszerkesztése (lásd alább) céljából hozzáfogott a magas légköri bárikus tereknek az elemzéséhez az 500 millibáros felület átlagos topográfiai és ugyanezen felület izohipsza-térképeinek segítségével. Ilyen térképet mind az egész periódusra, mind pedig a periódus tendenciájára, azaz annak első napjaira nézve szoktak összeállítani. Pagava szoros összefüggést állapított meg a periódus tendenciáját mutató izohipszák és izallohipszák, valamint az egész periódus térképei között. A korrelációs együtthatók értéke

0,70—0,75-nek mutatkozott. Később bizonyos összefüggéseket állapítottak meg a természetes periódus és a periódusban szereplő elemi szinoptikus folyamatok között.

Pagava szerint a periódus egyetlen elemi folyamatból áll akkor, ha a periódus tendenciájára (első napjaira) vonatkozóan az alacsony nyomás magas légköri tartományainak (az 500 millibáros felület átlagos) középpontjai



253. ábra. A nyomás átlagos eloszlása 1929. február 5. és február 20. között Nyugat-Európában rendkívül kemény téli időjárás mellett



254. ábra. A nyomás átlagos eloszlása 1921. januárjában Nyugat-Európában enyhe, esős időjárás mellett

megegyeznek ugyancsak a periódus tendenciájára nézve az ugyanazon felület negatív izallohipszáinak magvaival, továbbá a magas nyomás magas légköri tartományainak centrumai megegyeznek a pozitív izallohipszák magvaival, a magas légköri bárikus mezők teknői és gerincei pedig megegyeznek a pozitív és negatív izallohipszák területeinek perifériáival. Ellenkező esetben a periódus két elemi folyamatból áll, azaz a periódus tartama alatt a magas légköri terek bizonyos átalakulása megy végbe. Bizonyos feltételek esetén a periódus

három elemi folyamatból állhat, miközben az első és harmadik folyamat hasonló jellegű. A természetes periódusok váltakozásakor az izallohipszák előjeleloszlásában éles változás következik be.

A naptári időközökre vonatkozó térképek néha elég világosan tükrözhetik a folyamatokat vagy azok eredményeit, néha pedig ellenkezőleg, elmoshatják azokat. Így az átlagos havi térkép az illető hónap szinoptikus rendszerének jellegzetes sajátosságait tükrözheti. Így pl. a kemény téli hónapokban Európa nagyrészét az átlagos havi térképeken a magas nyomás (a szibériai anticiklon kiszögelése vagy egy önálló anticiklon) keríti hatalmába, ugyanekkor pedig a Földközi-tengeren alacsony a nyomás (253. ábra). Ha a téli hónapokban enyhe az időjárás, akkor megfordítva, Európa északi felét keríti hatalmába az Atlanti-óceán felől érkező alacsony nyomás, Európa déli részén pedig magas nyomás uralkodik (254. ábra), az izobárok iránya Európa fölött a szélességi körök irányának megfelelő. Ha azonban a hónap folyamán két vagy több, nagymértékben különböző jellegű időjárás váltakozik, akkor az átlagos havi térkép, természetesen nem mutatja be helyesen az illető hónap szinoptikus rendszerét.

5. A nyomás és a szél makrofolyamatokban

Már a rövid időtartamra vonatkozó prognosztikában is felhasználtuk az elemzés és a prognosztika céljára a nyomás és a szél között a Buys—Ballot-féle törvényben kifejezésre jutó kapcsolatot. Ez az eljárás még szélesebbkörű alkalmazásra talál a makroszinoptikus kutatásokban.

Fentebb majdnem mindig megemlékeztünk a nyomás térképeiről: az átlagtérképekről, a gyüjtőtérképekről, a trajektóriák térképeiről, stb. A nyomás eloszlását itt éppen a légköri cirkuláció állapotának jellemzésére alkalmazzák, mivel a nyomáseloszlás a légáramlások irányát és erősségét nem csupán konkrét esetekben, hanem középértékekben is meghatározza. Ha az átlagos izobárokat és az átlagos szelet összehasonlítjuk, akkor azt látjuk, hogy a *Buys—Ballot-féle törvény közelítőleg ezeknek az átlagos állapotoknak az esetében is kielégítést nyer.* Ezenkívül a nyomást (széllel ellentétben, amely a helyi jellegű befolyásoknak nagymértékben alá van vetve) pontosabban lehet mérni és kényelmesen meg lehet határozni; a szél magatartása ebből a szempontból sokkal kevésbbé megfelelő.

Ha a nyomás különböző feltételek közötti, vagy a különböző természetes periódusoknak megfelelő eloszlásának térképeivel dolgozunk, az a célunk, hogy ezekre a periódusokra vonatkozólag a cirkuláció állapotáról és ezeknek az állapotoknak a változásairól megfelelő képet alkossunk magunknak. Természetesen, össze lehet állítani vázlatos térképet is, közvetlenül egy meghatározott időtartam légáramlásaira vonatkozólag, amint erről fentebb már szólottunk. A nyomás perióduson belüli vagy periódusról-periódusra való változásainak térképei alapján következtetni lehet a légtömegek eloszlásának átrendeződésére.

6. A távprognosztika általános elvei

A 21. §.-ban megemlítettük mindazokat az általános elveket, amelyek általában az időjárásprognózis készítésének alapelvei. Ezek vagy egyesek közülük, kisebb vagy nagyobb mértékben, többek között a távprognózisra is érvényesek. Különösen a következőket kell megemlíteni:

1. az *analógiás következtetést*, amely igen széleskörű alkalmazásra talál a távprognosztikában ;

2. a *formális extrapoláció* alkalmazását ;

3. a *ritmikusság* figyelembevételét.

Ezek az elvek bizonyos mértékig nemcsak a távprognózis szinoptikus, hanem a nem-szinoptikus módszerei sorában is alkalmazásra találnak. A nem-szinoptikus módszerek között nagy előszeretettel alkalmazzák még — különösen a korrelációs módszer segítségével — a *statisztikai összehasonlítást*. Ha sokévi megfigyelés alapján összehasonlítjuk valamely elem bizonyos naptári periódusára vonatkozó átlagértékeit egy másik elemnek (esetleg egy másik helyen) a következő naptári periódusra eső átlagértékeivel, akkor olyan összefüggésekre bukkanhatunk, amelyek magas korrelációs koefficiensekkel fejezhetők ki. Az ilyen összefüggéseket fel lehet használni a prognózis céljaira is.

85. §. A szinoptikus folyamatok osztályozása és a távprognózis

A 69. §.-banmegemlékeztünk a mérsékelt szélsebességekre vonatkozó szinoptikus folyamatok (az általános cirkuláció folyamatai) osztályozásának általános elveiről és az Európára vonatkozó felosztások egész sorát említettük meg. Itt most részletesen megvizsgáljuk ezt a kérdést (Európára, majd pedig a Távolkeletre vonatkozólag) és tárgyalni fogjuk ezenkívül a Szovjetunió európai területét érintő és a folyamatok osztályozásán alapuló évszakos prognózisok tényleges módszerét. Ezenkívül ki fogjuk fejteni az egész Északi-félgömb cirkulációs folyamatainak legújabb felosztását (B. L. Dzerdzejevszkij).

1. Bevezető megjegyzések

A szinoptikus (cirkulációs) folyamatok felosztása a mai időkben alapvető jelentőségű a távprognózis problémájának az analógiák keresése útján való megoldására irányuló kísérletek egész sora szempontjából. Noha nem ismerjük pontosan a sugárzás, turbulencia, súrlódás stb. folyamatait, valamint a légköri mozgás dinamikáját, mindazonáltal abban a helyzetben vagyunk, hogy *analógiák* vizsgálata útján meghatározhatjuk ezeknek az összetett folyamatoknak a hatásait, minthogy olyan multbeli folyamatokat vizsgálunk, amikor hasonló feltételeket figyeltek meg. A felosztás egyszerűen ezeknek az analógiáknak az osztályozása és katalogizálása.

Meg kell kell jegyezni, hogy az egyes individuális térképek hasonlóak lehetnek, ugyanakkor, amikor a megelőző és rájuk következő térképek élesen különbözhetnek tőlük ; ezért elengedhetetlen a cirkuláció olyan makrotulajdonságainak osztályozása, amelyek az egyes elszigetelt térképek közvetlen vizsgálatakor nem nyilvánulnak meg mindig. Ahhoz, hogy az összehasonlításnak értelme legyen, a térképek néhány napot felölelő egymásra következő sorozatával kell dolgozni. Csak akkor juthatunk bizonyosságra abból a szempontból, hogy a két eset története hasonló egymáshoz.

Nyilvánvaló, hogy a szinoptikus folyamatok osztályozására és analógiai kiválasztására az elvek egész sora létezhetik. Itt ezek közül csak néhányat fogunk vizsgálni, közöttük olyanokat is, amelyeknek ma már csak történeti értékük van, de a kérdés megvilágítása szempontjából lényegesek.

2. A szinoptikus típusok (az időjárás típusai) Teisserenc de Bort és Van Bebber szerint

Teisserenc de Bort a mult század nyolcvanas éveiben a *középeurópai téli időjárás* különböző típusait az anticiklonoknak a szóbanforgó körzethez viszonyított helyzetére vezette vissza. A következő típusokat különböztette meg:

A-típus: hideg és száraz (advekciós) típus. Ezt a típust a szibériai maximum Európára való átterjedése hozza létre. A szibériai maximum nyulványából rendszerint önálló anticiklon jön létre, amely hatalmába keríti Nyugat-Szibériát, a Szovjetunió északeurópai területeit és Finnországot; dél és délnyugat felé a nyomás Európa felett csökken. A hideg az északkeleti és keleti szelek következménye.

B-típus: hideg és száraz (sugárzási) típus. Az anticiklonnak az Atlanti-óceánról Közép-Európára való áthelyeződése, valamint a Nyugat-Szibériában és az Azóri-szigeteknél uralkodó alacsony nyomás hozza létre. Az európai kontinens a derült éggel és szélcsenddel együttjáró erős kisugárzás következtében hül le, különösen hótakaró jelenlétében. Párisban azonban ez a típus már márciusban nem hideg, hanem meleg időjárást eredményez.

C-típus: hideg és nedves (csatorna) típus. Az óceáni anticiklonnak az Észak-Atlanti-óceánra vagy a Brit-szigetekre való eltolódása vagy áthelyeződése következtében keletkezik, amikor egyidejűleg Közép-Európa és Olaszország felett a nyomás alacsony. A nyugati és az ázsiai anticiklon között alacsony nyomású »csatorna« jön létre és a ciklonok ennek mentén mozognak északról dél felé, miközben Közép-Európában havazásokkal járó hideg időjárást hoznak létre.

D-típus: meleg és nedves (nyugati) típus. Ezt a típust az Észak-Atlanti-óceán és Észak-Európa fölött Szibériáig terjedő alacsony nyomás és Délnyugat- és Nyugat-Európa fölötti magas nyomás jellemzi. Európában nyugati szelek uralkodnak, miközben gyakran nyomulnak előre ciklonok nyugatról keletre, vagy délnyugatról északkeletre.

E-típus: meleg és nedves (déli) típus. A depresszió az óceánról Anglia és Franciaország fölé tolódik el. Az ázsiai anticiklon a Szovjetunió európai területeinek északi részéig terjed. Az Európa fölötti szelek déli és délnyugati irányúak.

A nyári időjárásra vonatkozólag ezen az osztályozáson változtatásokat kell végrehajtani, mivel ebben az időben nincs ázsiai anticiklon és az anticiklonális állapotokat Európában nem a kisugárzás hozza létre, mint télen, hanem éppen a fokozott napsugárzás.

Van Bebber 1896-ban szintén az anticiklonok Európához viszonyított helyzetéből kiindulva osztályozta az időjárás típusait Európában, *valamennyi évszak esetében.* Öt típust különböztetett meg; néhány ezek közül megegyezik a Teisserenc de Bort-féle téli típusokkal (255. ábra).

I. típus. A nyugateurópai anticiklon (nyugati és északnyugati helyzet). A nyomás Közép-Európa keleti része felett alacsony. Európa fölött északnyugati szelek uralkodnak. Hideg, nedves és szélrohamos időjárás.

II. típus. A Közép-Európa fölötti anticiklon. Anticiklonos jellegű időjárás Közép-Európában, nyáron meleg és napos, télen gyakran rendkívül hideg és ködös.

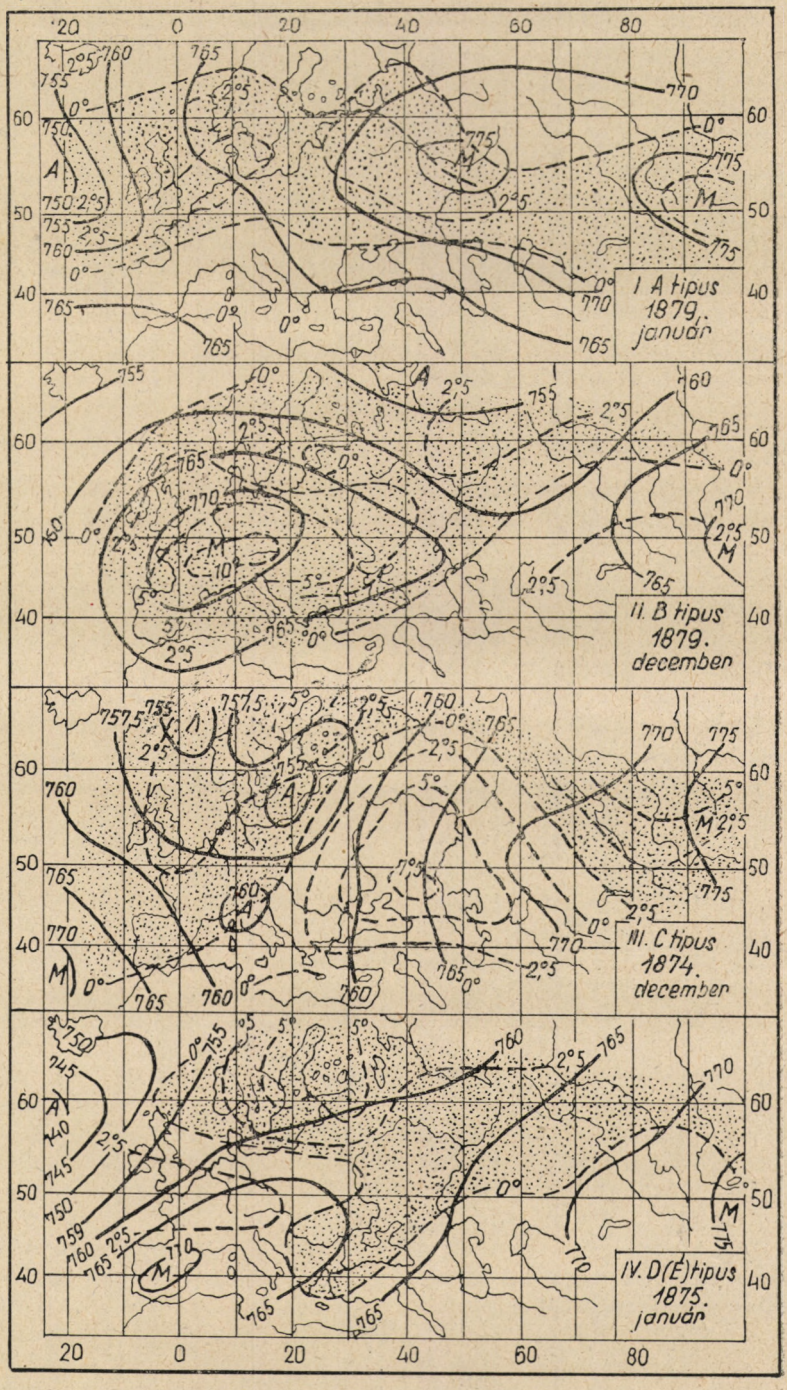
III. típus. Az Észak- és Északkelet-Európa fölötti anticiklon (északi és északkeleti helyzet). A nyomás a Földközi-tenger vagy a Biscayai-öböl fölött igen gyakran alacsony. Európában északkeleti vagy keleti szelek uralkodnak. A tél rendkívül hideg, a nyár meleg.

IV. típus. A Kelet- vagy Délkelet-Európa fölötti anticiklon (keleti és délkeleti helyzet). A nyomás nyugaton alacsony; a szelek Közép-Európában déli és délkeleti irányúak. Az időjárás meleg, különösen nyáron.

V. típus. A Dél- vagy Délnyugat-Európa fölötti anticiklon (déli és délnyugati helyzet). A nyomás északon alacsony; a szelek Közép-Európában nyugatiak. Az időjárás nedves, azonkívül télen meleg, nyáron pedig hűvös.

Az 1876—1895. közötti húsz éves periódus alatt a Van Bebber-féle időjárási típusok napokban kifejezett tartama a következő volt:

	I. Ny. és Ény.	II. Köz. Eur.	III. É. és Ék.	IV. K. és Dk.	V. D. és Dny.
Tél	296	227	343	437	500
Tavasz	494	228	450	300	386
Nyár	521	436	143	104	628
Ősz	405	300	284	396	432



255. ábra. Az időjárás téli típusai

Télen az V. és IV. típus uralkodik, a legritkább a II. (középeurópai) típus. Nyáron szintén a V. — déli és délnyugati — típus az uralkodó, amely nyár idején lehülést és borús időjárást okoz. A IV. — keleti és északkeleti — típusnak nyáron minimuma van ; gyakoriságát tekintve nyáron a második az I. típus, amely hideg időjárást hoz, szélrohamokkal. A gyakoriságát tekintve, a harmadik nyári típus a II., száraz és forró időjárással.

Tavasszal az I. és a III. típus uralkodik és ezek a hideg visszatérését alapozzák meg.

A Van Bebber-féle szinoptikus típus átlagos tartama kb. 3 nap. Az átlagos tartam a leghosszabb a II. típusban, 3—4 nap, télen és tavasszal 4 nap. Egyes esetekben pl. a középeurópai típus ősszel és télen 3 hétig és még tovább is tarthat.

Az V. típus után a legtöbb esetben az I. típus következik, azonban nyáron, szeptemberben és késő ősszel a II. típus. A IV. típus után az esetek többségében az V. típus következik. A III. típus után az év hideg szakában a leggyakrabban a IV. típus következik, májusban és júniusban az I., júliustól szeptemberig az V. Az I. típus után télen és tavasszal a leggyakrabban az V. vagy a III., nyáron és ősszel a II. következik.

Általában úgy mondhatjuk, hogy a típusok az óramutató járásának megfelelően változnak (az északi keletire, a keleti délire stb.).

3. A szinoptikus folyamatok osztályozása B. P. Multanovszkij szerint

B. P. Multanovszkij (1915-ben) a Szovjetunió európai területeire nézve a szinoptikus folyamatok felosztásának alapjául *az egynemű anticiklonok mozgásának irányát* vette. Abból az elképzelésből indult ki, hogy a Szovjetunió európai területének időjárását túlnyomóan két hatás-középpont határozza meg, amelyekből a Szovjetunió területére az anticiklonok vagy ahogyan ő kifejezi »a magasnyomás magjai«[1] kiindulnak : ez a két hatás-középpont az azóri anticiklon és a poláris hatás-középpont. Ez utóbbi elnevezéssel Multanovszkij nem csupán a magasnyomású területeket — többek között a grönlandi és Kara-tenger fölötti területek egész sorát foglalja össze, hanem az alacsonynyomású területek sorát is [a baffin-tengeri, az izlandi, a lofot-szigeti és a murmanszki (barentsz-tengeri) minimumokat, azaz az izlandi depresszió különböző részeit].

Ha a folyamat bekövetkezésében az azóri maximumnak van vezető szerepe, amelyből a kelet felé haladó »magvak« kiválnak, akkor az időjárási típus neve : *nyugati típus*. Ha a poláris hatásközéppont az uralkodó, akkor az időjárási típus neve *poláris típus*. Eközött a két alapvető típus között a »*kevert*« átmeneti típusok egész sora létezik. Multanovszkij ezeknek a típusoknak a meleg évszakra vonatkozó leírását adta meg.

Nyugati típus. A nyugati típus esetében az azóri maximum középpontja megközelítőleg normális helyzetet foglal el. A maximum intenzitása szintén közel esik az átlagos értékhez. A keleti része kissé emelkedett és Európa felé való elmozdulást mutat. A maximum felől a magasnyomás magvai elkülönülnek és keleti irányban olyan úton mozognak, amely az északi szélesség 50. fokától délre helyezkedik el ; sebességük naponta 10 hosszúsági fok. Néha, amikor a Szovjetunió európai területének déli részén haladnak át, meggyengülnek ; délkeleti részén azonban újból megerősödnek. Az azóri anticiklon, miután a mag kivált belőle, nyugat felé mozdul el ; néha egy nyugatról érkező új anticiklon helyettesíti. Mind az azóri anticiklon, mind pedig a belőle kivált mag a ciklon egész csíkjával északabbra tolódik. Az azóri magvak kiválásának folyamata megismétlődik és ezért a bárikus centrumok kelet felé irányuló

[1] Ezeknek a magoknak nem kell zárt izobárokkal, hanem csupán hullámhegyekkel rendelkező anticiklonoknak lenniök.

általános mozgásának képe jelentékeny idő folyamán változatlan. Nyáron a Szovjetunió európai területének déli részén egy ilyen periódus folyamán az északi szélesség 50. fokától délre forró és száraz időjárással járó magasnyomás figyelhető meg, a középső csíkon zivataros esők, az északi sávon pedig tartós esők mutatkoznak. Könnyű belátni, hogy a Multanovszkij-féle nyugati típus azonos Van Bebber V. típusával (és Schinze nyugati típusával).

A Szovjetunió európai területének délkeleti részén Multanovszkij szerint a mag mozgásában rendszerint bizonyos fennakadás következik be és trajektóriája északkelet felé tér el. Ennek az az oka, hogy a mag a Kara-tenger felől »erősítést« kap : csatlakozik hozzá egy poláris mag.

A nyugati helyzetű aktív poláris típus. Ezt a típust az azóri hatás-középpont gyenge tevékenysége és a magasnyomás magvainak Skandináviából kiinduló délkeleti irányú elmozdulása jellemzi. A folyamat a következőképpen megy végbe. A magasnyomású tartomány Izland felől Skandináviába megy át, nyugatról az északi szélesség 60—65. fokai alól igen gyenge »gyarapodásra« tesz szert, északnyugat felől a grönlandi maximum tartományából viszont igen jelentékenyre. A továbbiakban a maximum hátoldalán egy minimum halad északkelet felé, maga a maximum pedig a grönlanditól elszigetelődve a Balti-tengeren keresztül elég gyorsan délkelet, vagy dél-délkelet felé mozdul el.

Ennek a típusnak az esetében az azóri anticiklon az északi szélesség 50. fokáig emelkedik fel ; a nyomás Newfoundlandban és Irországban rendszerint 5—10 mm-rel magasabb, mint az Azóri-szigeteken.

Keleti helyzetű (ultrapoláris) aktív poláris típus. A típust a magasnyomású magoknak az Ob alsó folyása felőli déli és délnyugati irányú mozgása jellemzi. Ezeknek az anticiklonoknak a mozgási sebessége jelentékenyen kisebb, mint az előző típus esetében.

Mindkét poláris típus a ciklonok északkeleti betöréseivel ér véget. Általában véve ezek a típusok, különösen az utóbb említett, a »normális« nyugat-keleti cirkuláció rendjének éles megbomlásával kapcsolatos.

A kevert típus. Ebben a típusban különböző fokban mindkét hatásközéppont résztvesz. Az azóri magvak északabbra fekvő trajektóriák mentén mozognak (és maga az azóri anticiklon is észak felé mozdul el), ugyanakkor a magasnyomás magvai a poláris területekről gyakran betörnek ide. Ezek a betörések vagy a Baffin-tenger felől, vagy a Grönland és Izland közötti területről vagy pedig Kelet-Európában túlnyomóan a Kara-tenger felől következnek be.

A passzív poláris maximum típusa. Az Európát részlegesen hatalmába kerítő poláris anticiklonról nem szakadnak le északról délfelé irányuló magvak. Ezzel szemben leválhatnak délkeleten (Szibérián át) hideg magok, ezenkívül magába az anticiklonba délnyugat felől betörhetnek ilyen magok.

4. *Az anticiklonok tengelyei Európában*

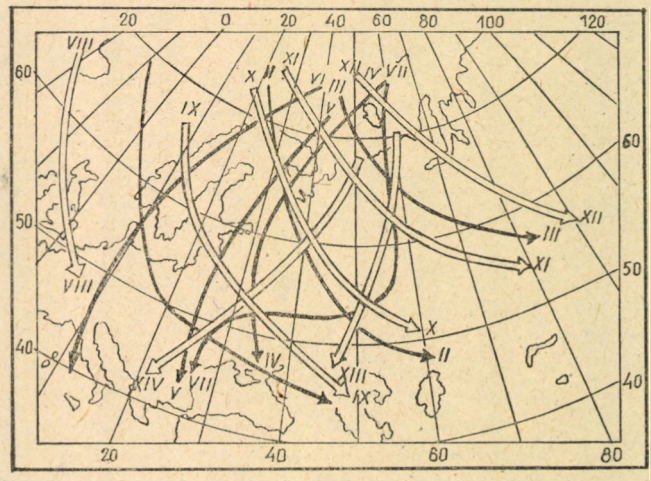
B. P. Multanovszkij a továbbiak során (1920-ban) 42 évet felölelő anyag alapján meghatározta Európában a nyugatról (délnyugatról), északnyugatról és északkeletről (északról) betörő anticiklonok típikus trajektóriáit. Ezeket a típikus trajektóriákat mint a különböző trajektóriák nyalábjainak átlagos középértékét jelentő tagjait választotta ki. Pontosabban : szerkesztésüket a trajektóriák különböző szakaszainak nyalábjai szerint végezte el. Multanov-

szkij a magasnyomású magok betörésének ezeket a típikus irányait *tengelyeknek* nevezte el.

A tengelyek között *azóri, normális poláris* (északnyugat felül kiinduló) és *ultrapoláris* (északkelet felől kiinduló) tengelyeket különböztetett meg A poláris és ultrapoláris tengelyeket Multanovszkij a következőképpen. osztályozta (256. ábra).

Az év hideg felének normális tengelyei

Az izlandi-tengely, amely a Dán-szoros felől Izland és Grönland felé mutat (a 256. ábrán hiányzik).



256. ábra. Az anticiklonok tengelyei

I. A norvég-tengely. A Norvég-tenger felől Dél-Norvégia, a Kárpátok a Krim és Észak-Kaukázus felé irányul.

II. Az északi-foki-tengely a Medve-szigetektől az Északi-fok, az Onyegató, Kujbisev, Észak-Kazahsztán felé.

III. A kara-tengeri-tengely a Spitzbergáktól a Barentsz-tenger keleti részén, a Kolgujev-szigeten, az Irtis torkolatán és a tomszki körzeten át. Az elnevezés földrajzi szempontból helytelen.

Az év hideg felének ultrapoláris tengelyei:

IV. Az azovi-tengely Novoja-Zemljától a Ladoga-tavon át a Felső-Dnyeperig és a Krimig.

V. A magyarországi-tengely Novoja-Zemljától a Ladoga-tavon és Magyarországon keresztül a Balkánig.

VI. A skandináv-tengely Észak-Skandinávia felől Svédország déli részén át Olaszország felé.

VII. A kara-tengeri-tengely Novoja-Zemljától a Pecsora középső folyásán, a Kámán, Kujbiseven, Kieven, Magyarországon és Románián keresztül.

A meleg évszakok normális tengelyei:

VIII. Az izlandi-tengely Izland felől Anglia, a La-Manche-csatorna és Kelet-Franciaország irányába.

IX. A svéd- (középskandináviai) *tengely* a Norvég-tenger felől Közép-Svédországon át a Rigai-öböl, a felső Dnyeper, az alsó Don és a Volga torkolata irányába.

X. Az északi-foki-tengely a Medve-szigetektől az Északi-fok, az Onyegató, a Káma torkolata, Cskalov és Orszk felé.

XI. a kanini-tengely a Barentsz-tengertől a Kanin-fok, a Pecsora felső folyása, az Irtisz középső része, az omszki körzet felé.

XII. A kara-tengeri-tengely Novoja-Zemljától délkelet felé, a Kara-tenger déli részén át az Ob alsó és a Jeniszej felső folyása felé.

A meleg évszak ultrapoláris tengelyei:

XIII. Kara-tenger—Alsó Volga a Kámán keresztül.

XIV. Novoja Zemlja—Alsó Duna, az Oka felső folyásán át.

A legnagyobb gyakoriságuk a skandináv tengelyek, különösen az északi-foki tengely mentén való betöréseknek van.

Kisszámú speciális esetre, amikor az anticiklonok trajektóriái pontosan megegyeztek a tengelyekkel vagy azok egyes szakaszaival, Multanovszkij elkészítette a bárikus centrumok gyüjtőtérképét, az anticiklonoknak a különböző tengelyekhez tartozó betörései számára, vagy rövidebben szólva a különböző tengelyek (pontosabban azok különböző szakaszai) számára. Ezt abból a célból tette, hogy felderítse az anticiklon valamely tengely mentén való betörési folyamatának megfelelő általános bárikus képet. Ezenkívül a gyüjtőtérképek segítségével feltárta a hőmérséklet tipikus eloszlását az anticiklonok egyes tengelyei mentén való betörés esetén. A. I. Aszknazij (1936-ban) azonban kimutatta, hogy egy meghatározott tengely mentén való különböző betörések esetében az általános bárikus helyzet igen különféle lehet és így a tengely gyüjtőtérképe nem ad megfelelő képet ezekről a különböző konkrét helyzetekről. Ezért nem lehet úgy tekinteni, hogy egy meghatározott tengely mentén történő betörés az Európa fölötti bárikus helyzetet egyértelműen határozza meg.

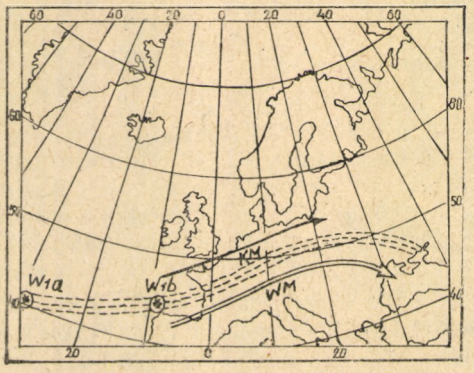
Multanovszkij azután felállítja azt a tételt, hogy a tengelyek bizonyos komplexusa huzamos idő folyamán néha egy egész évszak folyamán hat (»működik«). Az alapvető tengelyen kívül működik még néhány kiegészítő tengely is, miközben az alapvető tengely szerepe az évszak folyamán a komplexusnak hol az egyik, hol a másik tengelyére megy át. A tengelykomplexusok felcserélődése az egyik évszakról a másikra való átmenetkor következik be. Multanovszkij az év minden egyes szakaszára vonatkozólag megállapít néhány ilyen tengelykomplexust.

A tengelyek »összekapcsoltságának«, azaz bizonyos tengelyek mentén való egyidejű működésének megállapítása Multanovszkijnál a gyüjtőtérképek alapján megállapított következtetésekre, nem pedig nagyszámú különböző eset statisztikai vizsgálatára támaszkodik. Hiányzik ezenkívül a tengelyek átöröklődésének statisztikai vizsgálata is, azaz a különböző tengelyek mentén való folyamatok egymásutánjának vizsgálata, noha ezekről Multanovszkij véleményt nyilvánít.

5. A makroszinoptikus helyzetek Schinze szerint

Schinze (1932-ben) *az Európa fölötti* makroszinoptikus helyzetek négy jelentős stabilitású alapvető típusát különbözteti meg. Az osztályozás alapjául nála *a fő frontális övezetek elhelyezkedése* (a poláris és arktikus front elhelyezkedése) és *a légtömegek alapvető mozgásai* szolgálnak. Térképein feltünteti a vázlatos áramvonalakat és a frontális övezetek helyzetét, ezenkívül megmutatja a ciklonális örvények leggyakoribb újjáalakulásának körzeteit is.

1. A nyugati tipus. (WSW-W). A szél és az izobárok tere Európa fölött nyugat-keleti irányú. A főfrontális övezet szintén. A hideg légtömegek az évszaknak és a szinoptikus helyzetnek megfelelően tengeri poláris vagy arktikus légtömegek; ezek gyakran megkerülik az északon elhelyezkedő és a teret kitöltő középponti ciklont. A nyugati típus öt alfajra osztható. Az W_1 típusban, amely különösen tavasszal és ősszel gyakori, a frontális övezet a Biscayai-öböl felől Lengyelország és Dél-Ukrajna felé halad, miközben Közép-Franciaországban és Nyugat-Németországban tartós frontális csapadékot hoz létre (257. ábra). Újjáalakulásai elsősorban az Azori-szigetek és Északnyugat-Spanyolország körzetében jönnek létre és a továbbiak során kelet vagy kelet-északkelet felé mozognak a Van Bebber-féle IV. típus útjával párhuzamosan, de attól délre.



257. ábra. A W_1 típus

A W_2 típusban a frontális övezet Franciaország és Németország északi partjai mentén húzódik; ezek az országok a tengeri trópusi levegő nyugati áramlásában foglalnak helyet. Az újjáalakulások főkörzete a Brit-szigetektől délnyugatra fekszik. A ciklonok a IV. típus útján haladnak és gyakran hoznak létre viharokat, amelyek Németország partjainál különösen veszélyesek.

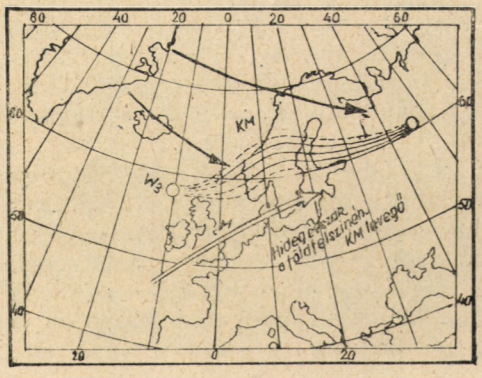
Télen az európai hegyrendszerek (Pyreneusok, Alpok, Kárpátok) fölött a lehülés következtében sekély hideg légtömegek keletkeznek, amelyek a trópusi levegőt a Föld felszínéről felemelik. A fronttól északra található tengeri poláris levegő ebben az időben meleg; a hőmérsékleti ellentét a front mentén gyenge és néha majdnem meg is szűnik.

A W_3 típusban a frontális övezet még északabbra, Norvégia déli részén és Finn-öblön át halad (258. ábra). Az újjáalakulások területe Skóciától nyugatra található. A ciklonok a II. típus útján haladnak, miközben a La-Manche-csatornában, valamint az Északi- és Balti-tengereken viharokat hoznak létre. Közép-Európa felett a szárazföldi hideg levegő sekély tömegei találhatók, anticiklonális időjárással. A tengeri trópusi levegő a Föld felszínén a La-Manche-csatorna, valamint az Északi- és Balti-tengerek déli része felett fedezhető fel.

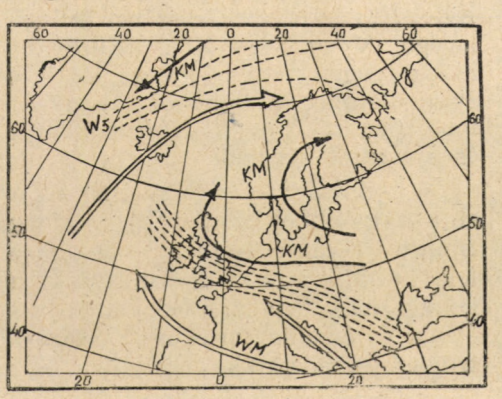
A W_4 típusban a frontális övezet (az arktikus front) Izlandtól délre a Farőer-szigeteken, Észak-Skandinávián és Finnországon át halad. A meleg áramlás a Szovjetunió európai területéig húzódik.; Közép-Európa és Dél-Skandinávia azonban télen a szárazföldi hideg levegő uralma alatt áll. Az

újjáalakulások főterülete a Farőer-szigetektől nyugatra található ; a ciklonok megközelítőleg az I. típus útján haladnak.

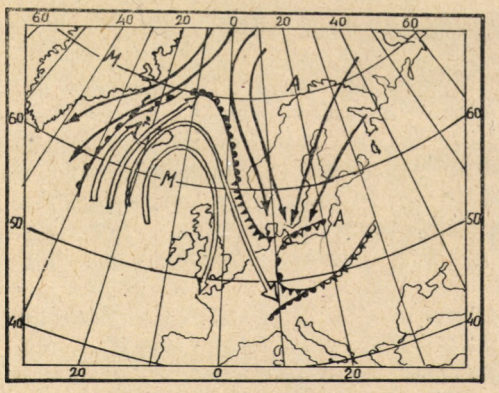
A W_5 típusban az arktikus front Észak-Izlandtól Jan-Mayenen, a Medve-szigeteken és Novoja-Zemlján át húzódik (259. ábra). Dél-Európában a tőle délre eső kontinentális trópusi levegővel együtt a poláris front halad. Belső-Skandinávia és Közép-Európa fölött hideg kontinentális légtömegek találhatók, anticiklonális időjárással. Az újjáalakulások főterületei : Délkelet-Grönland—Jan-Mayen. A gyakran mély ciklonok a Van Bebber-féle I. úttal párhuzamosan haladnak, a jég peremétől valamivel délebbre. Különösen veszélyesek a Jan-Mayen és Észak-Norvégia fölötti viharok.



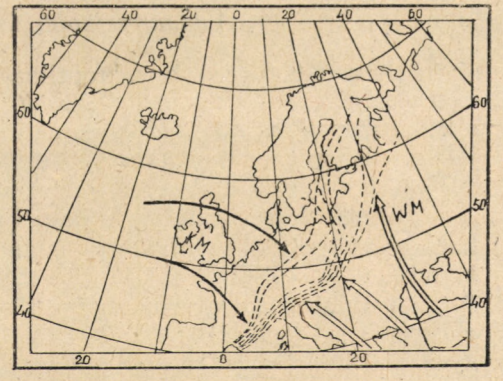
258. ábra. A W_3 típus



259. ábra. A W_5 típus



260. ábra. Az északi típus



261. ábra. A déli típus

2. *Az északi típus* (NW—N). Majdnem kizárólagosan a hideg évszakban lép fel. Az azóri anticiklon észak felé tolódik el és az Izlandtól nyugatra, valamint délnyugatra huzamos ideig megmarad ; a nyomás gyakran meghaladja az 1040 mb-t. Grönland fölött szintén megmarad a magasnyomás (260. ábra). Eközött a két anticiklon között nyomul előre az arktikus front, amelyen Izland körzetében ciklon keletkezik. A keletkező ciklonok elmélyülve meglehetősen nagysebességgel délkeleti irányban mozognak, a Van Bebber-féle III. utat némileg megközelítő vonalon. Nyugat-Európa az Elbáig tartósan a meleg

tengeri trópusi levegő uralma alatt marad, (télen a hegyek fölött a hideg kontinentális levegő sekély tömegei jönnek létre) ; Közép-Európa keleti részén a hideg (tengeri arktikus) és meleg levegőnek a ciklonok előrenyomulásaival kapcsolatos gyors felcserélődése miatt az időjárás változékony, gyakran viharos, a tengeri arktikus levegőben bő csapadékkal, hóviharokkal és téli zivatarokkal.

3. A déli típus (S—SW). Ez a típus különösen az év meleg szakában jelenik meg. A poláris front a Földközi-tenger nyugati részéről Felső-Olaszország, a Keleti-Alpok és a Kárpátok felé, északi és északkeleti irányban nyomul előre ; ritkábban Dél-Franciaország, Svájc és a Szudéták irányában (261. ábra). Kelet-Európában és Ázsiában meleg — poláris vagy trópusi — kontinentális levegő, Nyugat- és Közép-Európában főként a ciklonális sorozatot lezáró hideg tengeri poláris levegő található. Az újjáalakulások főterülete Kelet-Spanyolország, a Baleárok, Észak-Afrika. A ciklonok az *V.* úton haladnak, miközben a Nyugati-Kárpátokban és a Szudétákban kiadós csapadékot és árvizeket okoznak.

4. A keleti típus (NE—SE). Ez a típus közel esik az W_5 típushoz (átmegy ebbe vagy ebből keletkezik) ; a hideg évszakban figyelhető meg. Az arktikus front a Balkántól Németországon át a Brit-szigetekig, délkelettől északnyugat felé húzódik ; rajta lassan északnyugat felé haladó hullámszerű ciklonok keletkeznek. A poláris front az arktikus közelében halad, mivel Németország északi és északkeleti részét a szárazföldi arktikus, délnyugati részét pedig a trópusi levegő tartja megszállva. A front előtti körzetekben köd, szitáló eső, ónos eső található. Ezzel a típussal függ össze Közép-Európában télen, különösen december elején, a meleg téli visszatérése.

6. A makroszinoptikus helyzetek Baur szerint

Baur (1936-ban) a szinoptikus folyamatok osztályozásának alapjául *az atmoszféra felső rétegeinek állapotát* vette. *Makroszinoptikus helyzetnek* Baur a légkörnek azt az »alapvető« állapotát nevezi, amely a szinoptikus folyamatok jellegét és egymásrakövetkezését irányítja és lényegében véve napok során át változatlan marad, miközben az időjárás az egyik napról a másikra változik.

Ennek következtében valamely makroszinoptikus helyzet egy meghatározott periódus folyamán állandó, azaz bizonyos szinoptikus típust képvisel.

A makroszinoptikus helyzet alapvető karakterisztikájaként Baur *a bárikus gradiensnek a sztratoszféra alsó részében való irányát* vagy — ami gyakorlatilag az esetek többségében ugyanaz — a gradiensnek az 5000 b magasságban való irányát veszi. Ez az irány rendszerint megegyezik a hőmérsékleti gradiensnek a troposzférában való általános irányával, mivel iránya a ciklonok felől az anticiklonok felé mutat. Ennek következtében az Európa fölötti meghatározott makroszinoptikus helyzet fennállásának tartamát az az idő határozza meg, amelynek folyamán a nyomás eloszlása az 5000 b magasságban nagyjából változatlan marad. Az 5000 b magasságnak megfelelő izobárok helyett vehetjük az 500 millibáros felület izohipszáit is.

Az izobárok iránya az 5000 b-es szinten megegyezik a levegőnek a troposzférában való általános mozgásával, — az »alapáramlással« (a »vezető-áramlással«). Ha viszont a bárikus gradiensek a sztratoszférában gyengék, akkor egyidejűleg két alapáramlás létezhetik : az egyik, amelyet a nyomásnak

a tropopauza szintjén való eloszlása határoz meg, a sztratoszférában és a felső troposzférában, a másik, amelyet a nyomásnak az 5000 b-es szinten való eloszlása határoz meg, a középső és alsó troposzférában ; ebben az esetben az utóbbi nyomáseloszlás különbözik a nyomásnak a tropopauza szintjén való eloszlásától.

A 24-órás izallobárok területei az alapáramlás irányában mozdulnak el ; ezt az eltolódást tehát az alapáramlás »*irányítja*«. Ha két alapáramlással állunk szemben, akkor a 24 órás izallobárok területei az alapáramlás irányában a felső troposzférában (8—10 km), a 3-órás izallobárok (tendenciák) tartományai pedig az alapáramlás irányában a középső és alsó troposzférában (2—5 km) azaz az 5000 b magasságnak megfelelő izobárok irányában mozdulnak el (»kettős irányítás«).

Az Európa fölötti alapáramlás iránya szerint Baur nyugati, északi, északnyugati, délnyugati stb. irányítást különböztet meg ; beszél ezenkívül »teknőszerű« irányításról is, amikor az izobároknak és áramlási vonalaknak az 5000 b-es szinten ciklonális görbületük van. Európában a leggyakrabban nyugati, északnyugati és délnyugati irányítású makroszinoptikus helyzetek figyelhetők meg ; ezek az összes napok 52%-át felölelik. A keleti, északkeleti és különösen a délkeleti irányítások rendkívül ritkák. A makroszinoptikus helyzet átlagos időtartama Közép-Európában 5½ nap.[1] Havonta átlagosan öt makroszinioptikus helyzet váltakozik ; a többi nap az átmeneti állapotokra jut.

Bizonyos helyzet után — rövid megszakítással — egy ugyanolyan irányítású másik helyzet következhetik.

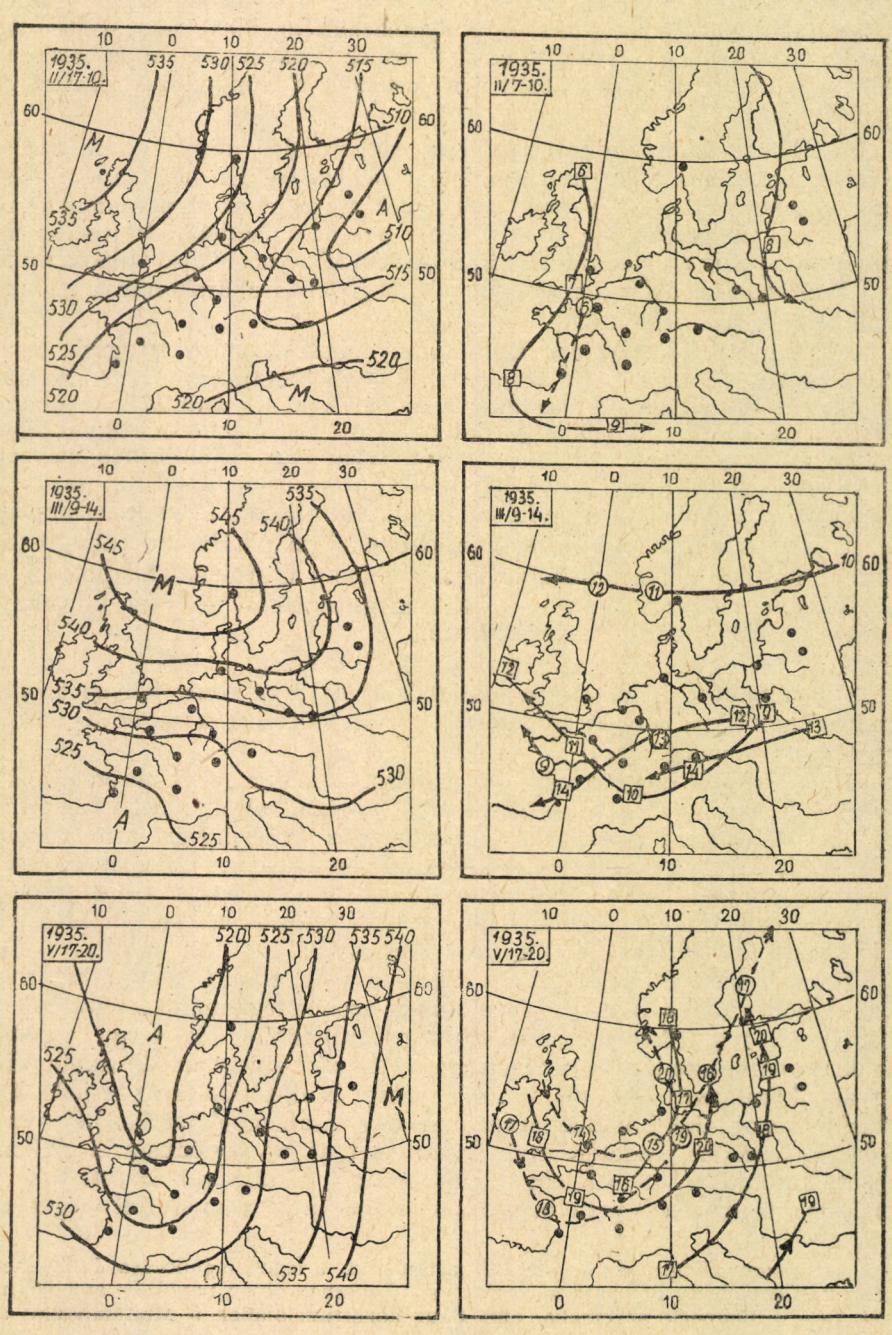
Egy és ugyanazon makroszinoptikus helyzet esetében az időjárás jellege a különböző körzetekben különböző lesz. Egy adott helyen azonban a makroszinoptikus helyzet állandósága esetén változatlan marad az időjárás meghatározott jellege is.

Nyilvánvaló, hogy azokra a napokra, amikor a makroszinoptikus helyzet változatlan, meg lehet szerkeszteni az izobárok általános átlagos térképét az 5000 b szinten, vagy az 1000 mb izobárikus felületre vonatkoztatva az 500 mb izobárikus felület relatív topográfiájának átlagos térképét. Ez utóbbi térkép megmutatja a hőmérsékleti gradiens eloszlását a troposzférában. Az ilyen átlagos térképek példáit különböző irányítások konkrét makroszinoptikus helyzetek esetében a 262. ábra tünteti fel.

Francia meteorológusok már 1923-ban eljutottak a szinoptikus folyamatok fejlődésének a Baur-féle fogalommal azonos fogalmára. Az ilyen periódus folyamán nagy (kontinensnyi nagyságrendű) terület fölött egy vagy több állandó »hullám-áramlás« azaz olyan irány létezik, amelyben az izallobárikus magvak 12 óránkénti 700—800 km sebességgel és 12-től 36 óráig terjedő félperiódussal mozognak.[2] A »hullámáramlások« eloszlásában bekövetkező éles változás egy új periódus kezdetére utal. Az átmenet az új periódusra a ciklonális sorozat hátoldalán, a befejező hideg betörés alkalmával következik be : ílymódon a természetes periódus a franciák meghatározása szerint megegyezik

[1] A makroszinoptikus helyzet időtartamának átlagos ingadozása Baur szerint néhány nap és néhány hét határai között van. Lehetnek olyan napok is, amelyek nem férnek bele a Baur-féle szkémába, ami Baur konstrukciójának a Multanovszkij által korábban megállapított természetes szinoptikus periódussal szemben kisebbértékűségre utal.

[2] A Pyreneusokon áthaladó, délnyugatról érkező áramlás esetén a sebesség kb. 500 km 12 óránként.



262. ábra. Példák a különböző irányításokra az izobárok átlagtérképein az 5000 b-os szintre

a ciklonális sorozatok áthaladásának időtartamával. A hullámáramlások minden eloszlásával megfelelő módon meghatározott izobárikus helyzet kapcsolatos. Világos, hogy a »hullámáramlás« megfelel a Baur-féle »alapáramlás«-nak. A periódus átlagos időtartama azonban a franciák szerint valamivel nagyobb : körülbelül 7 nap. Lehetséges viszont, hogy ez a nagyobb értékcsupán a szám (egy hétre való) felkerekítésének következménye.

7. *A szinoptikus folyamatok tipusai a Szovjetunió keleti részén*

A. I. Stabova szerint (1937.) a többé kevésbbé állandó jellegű szinoptikus folyamatokat *Északkelet-Ázsiában* négy alapvető típusba lehet sorolni. Ezek : 1. a nyugati ; 2. az északi ; 3. a keleti és 4. déli típusok.

A nyugati típus jellemző sajátsága a bárikus terek szélességi körök mentén való mozgása és a légáramlások hasonló iránya. A ciklonok haladási iránya vagy 1. az Ob alsó folyásától a Jeniszejen és a Léna középső folyásán át az Ohotszki-tenger felé, illetőleg attól északabbra, vagy 2. a Kurili-szigetekről délnyugatra a Bering-tenger felé mutat. Az anticiklonok nyugat vagy délnyugat felől a nyugati (kontinentális) csoport tengelyei mentén mozognak. Északkelet-Azsiába belép a meglehetősen száraz és többé-kevésbbé felmelegedett kontinentális poláris levegő, a Csendes-óceán délnyugati része felől pedig az Aleuta-szigetek felé a meleg tengeri poláris levegő mozgása következik be. A nyugati típus legnagyobb gyakorisága szeptember-decemberre esik (45%) ; tavasszal (március második fele, április és május) gyakorisága 25—30% ; januárban, februárban és március első felében 9—12%, nyáron 5—7%, miközben júliusban és augusztusban a nyugati típus szinte egyáltalában nem fordul elő. A folyamat időtartama átlagosan 5—6 nap. Az időjárás a figyelembe vett körzet déli részén mérsékelten meleg és száraz, északon csapadékos, erősen szeles, néha viharos. A telet, ha a típus gyakorisága anomálisan nagy (pl. az 1926—27. évben), enyhe jellege tünteti ki.

Az *északi* típus gyakran közvetlenül a nyugati után következik be ; ezt a típust a légtömegek délkörmenti mozgása jellemzi. Ennek következménye a hideg légtömegek északi betörése, a meleg tengeri poláris levegőnek pedig a Csendes-óceán délnyugati részéről a Parancsnok-szigetek felé történő haladása. Közép-Ázsiából a Jeniszej felé a meleg kontinentális levegő lép be. Az anticiklonok olyan trajektóriák mentén mozognak, amelyek a poláris medencéből indulnak ki ; a ciklonok főtrajektóriája Japán keleti partjai felől a Kurili-szigetek mentén a Parancsnok-szigetek felé halad.

Az északi típus legnagyobb gyakorisága — 45—50% — télre (január-március) esik : januárban 65—70%. Tavasszal csupán áprilisban fordul elő 27—30%-ban ; májusban, júniusban és júliusban majdnem teljesen hiányzik. Ősszel (augusztus-december) a gyakoriság 20—30%-ra növekszik. Ennek a típusnak az időtartama átlagosan 7—6 nap. Az északi típus erős kifejlődése esetén a telet zordsága jellemzi. (pl. 1932—33. évben). Az időjárás a kontinens felett túlnyomóan derült és hideg, az Ohotszki-tenger, Szachalin és Kamcsatka fölött csapadékos, hófergetegekkel és viharokkal.

A *keleti* típus Északkelet-Ázsiában a szokásos nyári folyamat. Ennek a típusnak az esetében Mandzsuria területén lassan mozgó centrális ciklon található, amelynek területén gyakran Koreát és a Japán-tenger nyugati részét északkeleti irányban átszelő ciklonok keletkeznek. A Kelet-Szibériai-tengeren és az Újszibériai-szigetek körzetében az arktikus levegőben egy anticiklon helyezkedik el, amelynek hullámhegye a Jakutföldre és a Bajkálon túli északi vidékre esik. Az anticiklon az Ohotszki-tengeren lassan délkeleti vagy déli irányban tolódik el. Az óceánon Japántól keletre megnövekedett nyomású tartomány található, amely átterjed Japánra és a Japán-tengerre, s néha ez utóbbi fölött önálló magva van. Az említett terület déli részén a meleg tengeri poláris levegő a Japán-tengerről eltávozik, az északabbra fekvő körzetekbe pedig az Ohotszki-tengerről hideg tengeri poláris levegő tör be. Más szavakkal a nyári monszunnak megfelelő helyzet alakul ki.

Ennek a típusnak a gyakorisága júniustól augusztusig 80—85%, márciustól-májusig és szeptembertől-októberig 20—30%. Télen a keleti típus hiányzik. A típus átlagos időtartama 6—7 nap. Az időjárást a tenger mellékén, az Amur mentén és a partmenti sávban jelentékeny felhőzet és csapadék jellemzi. A partvidéken megszokott jelenség a köd.

A *déli* típust a meleg kontinentális levegőnek délről vagy délnyugatról Északkelet-Ázsiába való mozgása jellemzi. Néha előfordulhat az is, hogy ez a levegő Közép-Kínából

származó kontinentális trópusi levegő. A ciklonok mozgása északkeleti irányban a következő főtrajektóriák mentén következik be: 1. A Jakut-földön át a Kolimáig; 2. A Bajkálon túlról az Ohotszki tenger nyugati partjáig; 3. Észak-Kína felől Mandzsurián át az Észak-Amurig. Bizonyos esetekben az utolsó trajektória hiányozhatik, a második pedig dél felé száll le. A ciklonok oldalán az arktikus levegőnek a Tajmir-félszigettől az északi Bajkál előtti vidékre való betörése következhetik be. Az óceánon az Aleutaszigetek fölött szintén kifejlődik ciklonális tevékenység, amikor az arktikus levegő Kamcsatkára és a Bering-tenger nyugati részére betör és Japántól keletre egy anticiklon található, amelynek gerince a Japán-tengerre esik.

A déli típus decemberben, januárban és februárban rendszerint teljesen hiányzik, márciusban és szeptembertől novemberig pedig rendkívül ritka (6—15%). Tavasszal (április-május) gyakorisága 41%, nyáron (június-augusztus) 32%. A déli típust Jakutföldön a Zeja és az Amur medencéjében csapadék, a déli partvidéken kisebb mennyiségben ugyancsak csapadék jellemzi; viharok déli és délnyugati szelek esetén az Amuron, a partvidéken és a Tatár-szorosban, továbbá a Japán- és Ohotszki-tengereken figyelhetők meg.

Stabova az említett típusok mindegyikének néhány alfajtáját állapította meg, amelyeket vizsgálat tárgyává tett és részletesen leírta a különböző körzetekben az ezekkel kapcsolatos időjárást.

8. *Az anticiklonok tengelyei a Szovjetunió keleti részén*

Az előző fejezetben tárgyalt folyamatok típusainak általános kutatását kiegészítendő, A. I. Stabova a Szovjetunió keleti részére nézve a *hideg évszak* esetében 10 anticiklontengelyt, azaz olyan alapvető irányt állapított meg, amelyek mentén az anticiklonok az említett terület fölött mozognak. Ezek a tengelyek két csoportba oszthatók:

1. az *arktikus*-csoport, amelybe azok az anticiklonok tartoznak, amelyek a poláris medence felől érkeznek a szárazföldre;

2. a *kontinentális*-csoport, amelybe a nyugati irányból érkező anticiklonokat soroljuk.

Az első csoport a következő tengelyeket tartalmazza:

1. *a tajmiri*-tenger (Tajmir-Északmandzsuria és a Japán-tenger központi része);

2. az *újszibériai-ultrapoláris*-tengely (az Újszibébriai-szigetektől délnyugat felé a Bajkálon túlra, majd délkelet felé a Hoang-Ho középső folyásáig);

3. a *jakut-ultrapoláris*-tengely (Keletszibériai-tenger, Oljekminszk-Csita-Sárga-tenger);

4. az *aldáni*-tengely (Verhojanszk — az Amur középső folyása — Japán északi szigete.

A második csoportba tartozó tengelyek:

1. a *középázsiai*-tengely (Közép-Ázsia, Tjen-Sán északi határa, a Hoang-Ho középső folyása, a Sanghaitól nyugatra eső körzet);

2. az *altáji*-tengely (az Altáj centrumától délkeleti irányban a Hoang-Ho alsó folyásának vidékéig és Dél-Japánig);

3. a *mongol*-tengely (Észak-Mongólia — Észak-Mandzsuria — a Japán-tenger északi része).

Stabova felderítette a folyamatok általános szinoptikus helyzetét az anticiklonoknak ezek szerint a tengelyek szerint való belépésekor, valamint a megfelelő hőmérsékleti változásokat. Ezekre a kérdésekre azonban részletesebben nem térhetünk ki.

Októbertől decemberig (télelő alatt) a kontinentális csoportba tartozó tengelyek folyamatai uralkodnak, januárban és februárban (télen) az arktikus-csoport folyamatai. A téli hónapokban az ultrapoláris hatások a legjellegzetesebbek az újszibériai- és jakuttengelyek mentén. A vizsgált területekre ezeknek a tengelyeknek a mentén hatol be túlnyomóan az arktikus levegő.

Stabova később vizsgálat tárgyává tette az anticiklonok betörését az arktikus tengelyek mentén Északkelet-Ázsiába az egész év folyamán. Kiderült, hogy ezek a betörések és velük együtt az arktikus levegő betörései a legintenzívebben télen és a szárazföldön fejlődnek ki. Nyáron az arktikus betörések jelentékenyen gyengébbek és irányuk főként a Kolima távoli vidékei és az Ohotszki-tenger, továbbá Jakut-föld északi és központi része felé mutat. Átmeneti évszakokban az arktikus légtömegek túlnyomóan

a kontinens északkeleti határvidéke felé haladnak. Az újszibériai-, jakut- és tajmir-tengelyek elsősorban téli tengelyek. A nyári évszak esetére nézve Stabova még három tengelyt állapított meg. Ezek:

1. a *csukcsi-ultrapoláris*-tengely (a Keletszibériai-tengertől Csukcs-félszigeten át az Ohotszki-tengerig);

2. a *kolimai*-tengely (az Újszibériai-szigetektől Kolima szélső vidékein és az Ohotszki-tengeren át);

3. az *ohotszki*-tengeri-tengely (az Ohotszki-tenger fölött dél felé); az anticiklonok ezen tengely mentén viszik át a hideg tengeri poláris levegőt.

Az arktikus betörések szinoptikus helyzeteinek kutatása révén Stabova a folyamatok *öröklődésére* vonatkozólag a következő általános következtetésre jut.

Ha a légtömeg délkeleti mozgása a középső szélességeken eléggé erős (amit a középázsiai anticiklon mozgási sebessége alapján lehet megítélni), az arktikus légtömegek (poláris anticiklon) pedig alapjában véve a Kara-tenger és a Tajmir fölött helyezkednek el, akkor ezt a szélességi irányú áramlást az arktikus légtömegek északnyugati betörése követi. Ha pedig a szélességi irányú áramlás észrevehetően meggyengül, viszont az arktikus levegő az Újszibériai-szigetektől északra vagy északkeletre helyezkedik el, akkor az arktikus betörés északkelet felől következik be. Télen igen gyakori az, hogy az északi betörés közvetlenül az északkeleti kontinentális betörés előtt megy végbe. Nyáron az északi betörést északnyugati vagy (az Ohotszki-tenger felől) északkeleti tengeri betörés váltja fel.

9. Az évszakos cirkulációk típusai G. Ja. Vangengeim szerint[1]

G. Ja. Vangengeim (1940-ben) a légköri cirkuláció állapotának osztályozását a hőmérséklet és csapadék, továbbá a Szovjetunió európai területén bekövetkező jégzajlás évszakos prognózisainak alapjára helyezte. A troposzférában uralkodó alapvető áramlásokból kiindulva Eurázsiában a légköri cirkuláció következő három típusát állapította meg:

1. a cirkuláció *nyugati* (W) típusa, amikor a troposzféra alapvető uralkodó áramlása nyugat-keleti irányú.

Gyakorlatilag ebbe a típusba tartoznak mindazok a napok, amikor az időjárás szinoptikus térképein az általános mozgás nyugat-keleti irányú, azaz ebben az irányban mozdulnak el a bárikus rendszerek, a légtömegek, valamint a süllyedés és emelkedés izallobárikus tartományai.

Alapjábanvéve ez az a cirkuláció, amelynek esetén az európai kontinensre a tengeri eredetű légtömegek (tengeri poláris levegő, tengeri arktikus levegő) betörnek.

A másik két típus, a keleti (E) és délkörmenti (C) típus a nyugat-keleti irányú áramlás megszakadásával kapcsolatos.

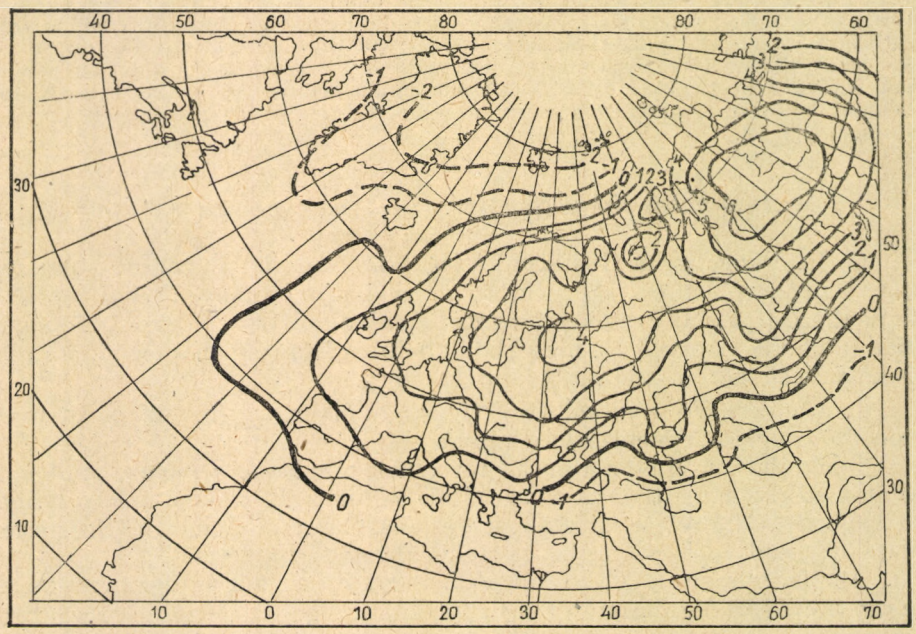
2. A *keleti* típus a nyugati áramlás megszakadásai vagy a szárazföldi poláris vagy arktikus levegőben kifejlődő anticiklonok keletről vagy északkeletről való betörései alkalmával figyelhető meg, vagy pedig akkor, amikor a kontinensen nagykiterjedésű stacionárius anticiklonok fejlődnek ki. Mindkét esetben Kelet-Európa és Szibéria a kontinentális légtömegek uralma alatt van.

3. A cirkuláció *délkörmenti* típusához azok a napok tartoznak, amikor a nyugati áramlás megszűnése a kontinentális arktikus levegő Észak-Skandináviába való betörésével kapcsolatos és amikor Skandinávián át Európa központi részéig terjedő magasnyomású délkörmenti sávok keletkeznek. Ennek megfelelően az alacsonynyomású sávok Délkelet-Európában, Nyugat-Szibériában és az Atlanti-óceánon figyelhetők meg.

[1] Ezt, valamint a következő két fejezetet G. Ja. Vangengeim írta.

Az említett ismertetőjelek alapján (50 évre terjedő megfigyelések sorából) minden hónapra nézve meghatározta a cirkuláció említett három típusába tartozó napok számát és kiszámította gyakoriságuk sokévi átlagát (»normálértékét«).

A továbbiak során a különböző hónapok és évszakok cirkulációjának jellegét a megfelelő folyamatok gyakorisági átlagától való eltérések alapján értékelte ki. Így pl., ha valamely hónapot (vagy évszakot) csupán a nyugati típus folyamataihoz tartozó átlagok túllépése jellemez, akkor ezt a típust a nyugati cirkuláció típusába sorolta. Hasonlóképpen az olyan hónapok és évszakok, amelyek folyamatai a keleti, illetve délkörmenti típus folyamatainak átlagait haladják meg, akkor az ilyen hónapok és évszakok a keleti,



263. ábra. A hőmérsékleti törzsátlagoktól való eltérések valószínű értékei nyugati típusú cirkuláció esetén télen

illetve a délkörmenti cirkuláció típusába tartoznak. Végül, ha valamely hónapban vagy évszakban két típusnak megfelelő folyamatok átlagának túllépése figyelhető meg, akkor az ilyen hónap (vagy évszak) a kombinált vagy vegyes cirkuláció típusához tartozik.

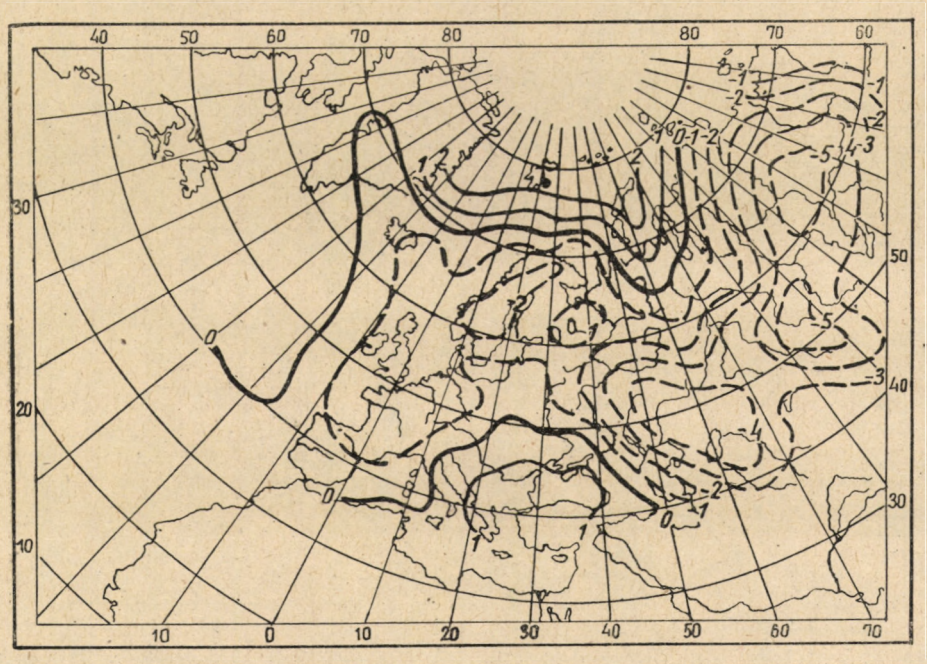
Íly módon az évszakos cirkulációk három alapvető típusa (W, E, C) mellett három kombinált típust állapított meg (E + W, W + C, E + C). A cirkuláció valamennyi kombinált típusa egyszersmind az alapvető típusok átmeneti formája, mivel a cirkuláció egyik alapvető formájáról a másikra való átmenetet tükrözik.

A cirkuláció ílymódon előállított típusainak, valamint ezen típusoknak a makroidőjárással való kapcsolatai jellemzésére, szinkron kapcsolatokat állapított meg. Ezen az alapon a következő térképeket szerkesztette meg :

1. a hőmérsékleti átlagtól való pozitív (negatív) eltérések valószínűségeinek térképeit Eurázia határai között a cirkuláció adott típusa esetében;
2. a hőmérsékleti átlagtól való eltérések valószínű értékeit feltüntető térkép;
3. az átlagos (csoport) nyomás eloszlását feltüntető térkép.

Ezenkívül a cirkuláció minden típusára nézve kiszámította a nyomás délkörmenti gradienseinek átlagtól való eltérését az Északi-félgömb különböző részeiben.

Mindezek a térképek azt mutatják, hogy pl. téli évszakokban a cirkuláció nyugati típusa esetén az euráziai kontinensen pozitív, a kontinenstől északra pedig negatív hőmérsékleti anomáliák helyezkednek el. Az eltérések



264. ábra. A hőmérsékleti törzsátlagoktól való eltérések valószínű értékei keleti típusú cirkuláció esetén télen

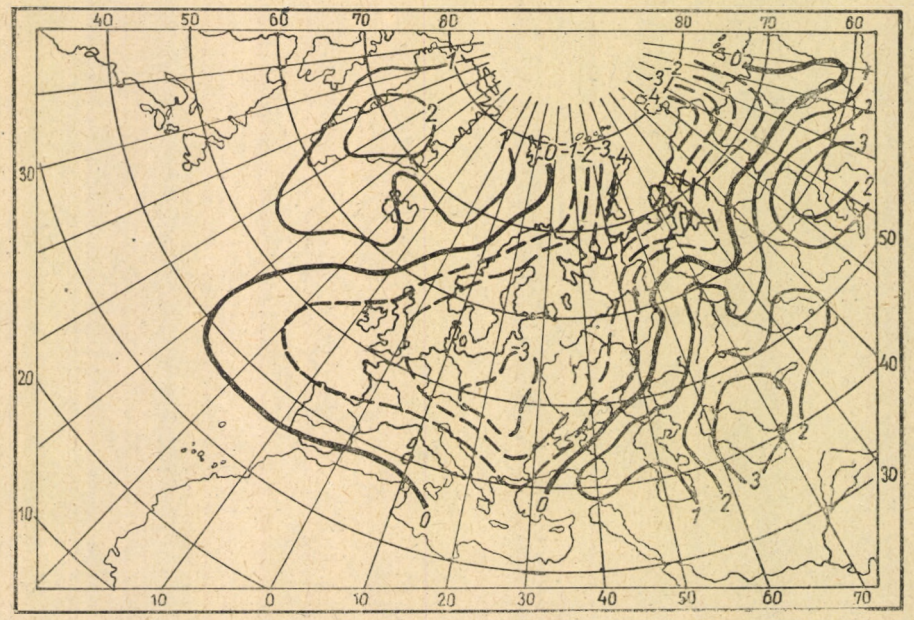
valószínű értékeit a 263. ábra tünteti fel. Ennek következtében a hőmérséklet délkörmenti gradiense (az átlaghoz képest) megnövekszik és délről észak felé mutat. A bárikus gradiensek az Északi-Atlanti-óceán és Eurázia nagyrészének határai között szintén megnövekszenek és ugyanolyan irányúak. Mindez a légköri cirkuláció intenzitásának az Északi-félgömb figyelembevett részei közötti megnövekedésére utal. Ugyanakkor a csendesóceáni szektorban a cirkuláció intenzitásának meggyengülése figyelhető meg.

Ellenkező összefüggések figyelhetők meg a cirkuláció téli, keleti típusa esetén. Ekkor az euráziai kontinens nagyrészén negatív hőmérsékleti anomáliák figyelhetők meg, a távoli északon pedig pozitívak (264. ábra). A délkörmenti hőmérsékleti gradiens *észak-déli* irányú, a bárikus gradiens az alsó troposzférában *dél-északi* irányú. A középső és felső troposzférában az Európa fölött kifejlődő légköri depresszió következtében a bárikus gradiens iránya meg-

egyezik a hőmérsékleti gradiens irányával, azaz észak-déli irányú. Az uralkodó keleti áramlás egészen Franciaország keleti határáig megfigyelhető. Eurázia és Északi-Atlanti-óceán térségében a légköri cirkuláció intenzitásának meggyengülése tapasztalható. A csendesóceáni szektorokban a nyugati cirkulációval ellentétben a nyomás délkörmenti gradienseinek, azaz a légköri cirkulációnak a megerősödése vehető észre.

A délkörmenti cirkuláció folyamatai gyakran átmeneti állapotot képviselnek a cirkuláció E és W típusainak folyamatai között.

A téli délkörmenti cirkuláció jellemzésére készített térképeken (265. ábra) igen jól kifejezésre jutnak a pozitív és negatív hőmérsékleti anomáliák



265. ábra. A hőmérsékleti törzsátlagoktól való eltérések valószínű értékei délkörmenti típusú cirkuláció esetén télen

sávjai, amelyek majdnem délkörmenti irányban nyulnak el. Ebben az esetben különösen aktív a ciklonális tevékenység az arktikus fronton, de a ciklonális cirkuláció az Észak-Atlanti-óceánon is jelentősen megerősödik.

Statisztikai adatok azt mutatják, hogy a cirkuláció három típusa közül a legállandóbb jellegű a nyugati. Így, ha a nyugati cirkuláció már folyamatban van, megmaradásának valószínűsége a második hónapra 95% ; ugyanígy a harmadik hónapra vonatkozólag 81%, a negyedikre 76%, az ötödikre 62%. A keleti cirkuláció megmaradásának valószínűsége a második hónapra mindössze 80%-ot, a délkörmenti cirkulációé pedig 91%-ot ér el. A keleti cirkuláció megmaradásának valószínűsége a harmadik hónapban 20%-ra, a délkörmenti pedig 36%-ra esik ; ezek a valószínűségek a negyedik hónapban jelentéktelenül kicsinyekké válnak.

10. A prognosztikus kapcsolatok kutatása és felállítása G. Ja. Vangengeim szerint

A cirkuláció egymásra következő hónapok alatti jellegének közvetlen összehasonlítása lehetővé teszi a cirkuláció időben való átalakulásának kiértékelését. Így pl. megállapítható, hogy a téli (január-február) nyugati cirkuláció március-áprilisban kombinált W + C-vé alakul át, májusban pedig keleti típusba megy át.

A közönséges korrelációs módszer alkalmazásával lehetővé válik az említett kapcsolatok kiértékelése. Így pl. Vangengeim kiszámította a korrelációs együtthatót a nyugati típusú folyamatok gyakoriságának átlagától a január-februári periódusban való eltérés és a rákövetkező (tavaszi) anomális nyomásnövekedés között a »poláris sapka« területén. A korrelációs együttható 0,03 valószínű hiba mellett 0,86-nak adódott. Hasonló módon kiszámította a korrelációs együtthatót a téli nyugati folyamatok gyakorisága és a jégzajlás időtartamának átlagától való negatív eltérése között. A korrelációs együtthatók ugyan olyan nagyságrendűeknek mutatkoztak. A továbbiak során azonban technikai feldolgozásuk egyszerűsítése és az összefüggések térbeli értelmezésének lehetősége céljából egy másik formához folyamodott. Mégpedig Európa számos pontjára kiszámította a hőmérsékletet a csapadék és a jégzajlási idő átlagtól való eltéréseinek valószínű előjelét. Kiszámította ezenkívül a Barentsz-tenger jéggel borított területének átlagától való eltérések valószínű előjelét és valószínű nagyságát. Az eredményeket térképezte és a térképen feltüntette a megfelelő izovonalakat.

Az ilyenfajta összefüggések megmutatják az évszak időjárásának valószínű rendszerét valamely meghatározott típusú cirkulációjú tél után. Ezek az összefüggések azt mutatják, hogy a mi példánkban, a nyugati cirkulációjú tél után a tavaszi évszak következő sajátosságai válnak megfigyelhetőkké.

1. a Szovjetunió európai területén áprilisban és májusban majdnem mindenütt igen nagy (helyenként mintegy 80—100%-os) a hőmérsékleti átlagtól való pozitív eltérések valószínűsége. A valószínű értékek 3—4 fokot érnek el.
2. Valószínűnek a jégzajlási idő átlagától való negatív eltérések, miközben az eltérések valószínű értéke 12 napra terjed (korai jégzajlások).
3. Áprilisban valószínű Kelet-Európa nyugati és északnyugati részén a csapadéktöbblet, egyéb részein pedig a csapadékhiány. Májusban Kelet-Európa nagyrészében valószínű a csapadékhiány.
4. Valószínű a Barentsz-tengerben a kevés (az átlagnál 12%-kal kevesebb) jég.

Hasonló módon állapította meg a kapcsolatokat a cirkuláció többi típusai esetében is.

A kapcsolatoknak ebben az új típusában az a lényeges, hogy végeredményében kiesik a »közbülső tag«, a cirkuláció extrapolált típusa. Más szavakkal, a kapcsolatok úgy vannak megalkotva, hogy első tagként a cirkuláció megállapított típusa szolgál, ami növeli a prognózis megbízhatóságát.

11. G. Ja. Vangengeim módszerének biztonsága

Vangengeim a megállapított kapcsolatok valamennyi fajtáját különféle próbáknak és kiértékeléseknek vetette alá. Így meghatározta a kapcsolatok állandóságának fokát, a valószínű hibák értékét, a prognózisoknak a klimatológiai prognózisokhoz viszonyított biztonságát és hatékonyságát (lásd a 83. §.-t).

A kapcsolatok leglényegesebb jellemző tulajdonságai a következők: a jégzajlási prognózis hibátlanságának biztonsága 20%-os amplitudóval 84%-ot adott. Éghajlati prognózisok esetén ez az érték 64% volt. Kvantitatív csapadékprognózis esetén 78% (az éghajlati prognózisoknál 58%), a hőmérsékleti anomáliák előjelének esetében 80%. A Barentsz-tenger befagyásának prognózisánál a jelenség be nem következésére vonatkozó prognózis biztonsága a módszeres prognózisok esetében 20%-os amplitudóval 90% volt (az éghajlati prognózis esetében 59%) stb.

A módszer gyakorlati alkalmazása a közepes szélességek esetében a jégzajlás időpontja, a hőmérséklet és a csapadék prognózisának területén 1939-ben, az arktikus szélességekre nézve pedig 1945-ben indult meg.

A prognózisok ellenőrzése azoknak a területeknek a meghatározásával történt, amelyeken a számos évet felölelő amplitudó esetén 10, 20 stb. %-os hiba adódott. Kielégítőnek azokat a prognózisokat vette, amelyek hibája 20%-os amplitudóig terjedt.

A prognózisok eredményessége teljesen megegyezett a biztonság fentebb megkívánt adataival.

12. Az Északi-félgömb fölötti általános cirkuláció folyamatainak csoportosítása B. L. Dzerdzejevszkij szerint[1]

B. L. Dzerdzejevszkij (V. M. Kurganszkij és Z. M. Vitvickij társaságában) az utóbbi években kidolgozta az egész Északi-félgömb fölötti általános cirkuláció folyamatainak osztályozását a szinoptikus térképek 8 évet felölelő, 1933—1940-ig terjedő anyaga alapján. A vizsgálat alapját a cirkulációs folyamatok folytonos áramának különálló részekre való széttagolása adta, amelyek aránylag nem nagy időköz alatt működnek és élesen, »ugrásszerűen« váltják egymást.

Ezeknek az elemi »cirkulációs mechanizmusoknak« az elkülönítése céljából az egész félgömbre vonatkozólag összeállította a ciklonok és anticiklonok trajektóriájának gyüjtőtérképeit, a nyomás átlagos térképeit és a ciklonális helyzet gyakoriságának térképeit.

A cirkulációs mechanizmus egyneműségének bélyegéül a magas és alacsony szélességek közötti határozott és tisztán kifejeződő cirkulációs kapcsolat szolgál. Ez a kapcsolat külsőleg határozott jellegű, nagykiterjedésű arktikus betörésben (vagy betörésekben) jut kifejezésre; speciális esetben a cirkulációnak zónális jellege lehet. A betörési irány megerősödése vagy megváltozása a bárikus rendszerek trajektóriájának megváltozásához és a hatáscentrumok eloszlásának teljes átszerveződéséhez vezet; más szavakkal bekövetkezik az új cirkulációs mechanizmusra való átmenet. Dzerdzejevszkij következtetései szerint az ilyen átszerveződés az egész Északi-félgömb fölött egyidejűleg következik be.

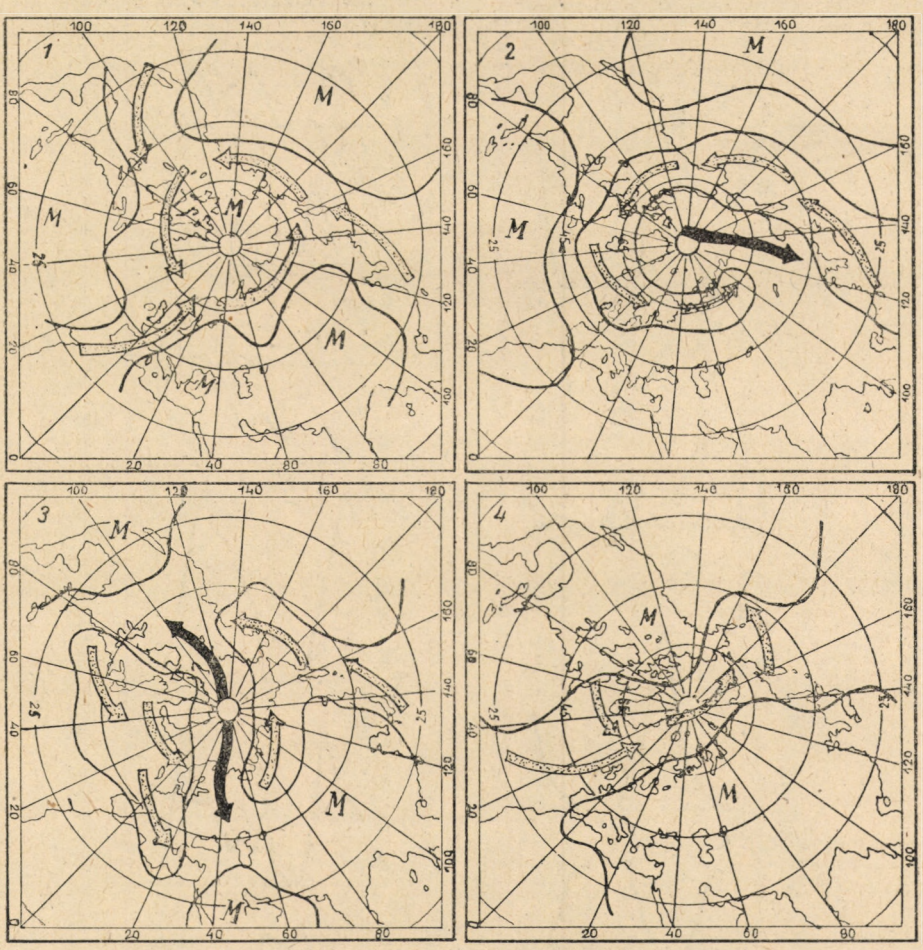
A meghatározott rendben váltakozó »elemi cirkulációs mechanizmusokból« tevődik össze egy évszakban és az egész évben a légkör általános cirkulációja. Az elemi cirkulációs mechanizmusoknak összesen 13 típusát állította föl és ezeket négy csoportba sorolta. A 266. ábrán példaként bemutatjuk néhány ilyen mechanizmus vázlatát (a különböző csoportok szerint).

Első csoport (1. és 2. típus). Ezt a csoportot a zónális cirkuláció uralma, a poláris anticiklonnak az őt körülvevő ciklongyűrűbe való elszigetelése

[1] Írta B. L. Dzerdzejevszkij.

jellemzi. Az 1. típusban a poláris anticiklon majdnem megtartja a klimatológiai átlagos helyzetét. Ciklontrajektóriák gyűrűjével van körülvéve, amely ciklonok a fő frontális övezetek három ágában fejlődnek ki. A 2. típusban a poláris anticiklon az amerikai szektorba tolódik el; mindkét félgömb kontinensein ciklonális jelleg uralkodik.

Második csoport (3—7. típus). Jellemzője: jól kifejezésre jutó arktikus betörés egyetlen irányban. A tipusokra való felosztás alapja az artikus

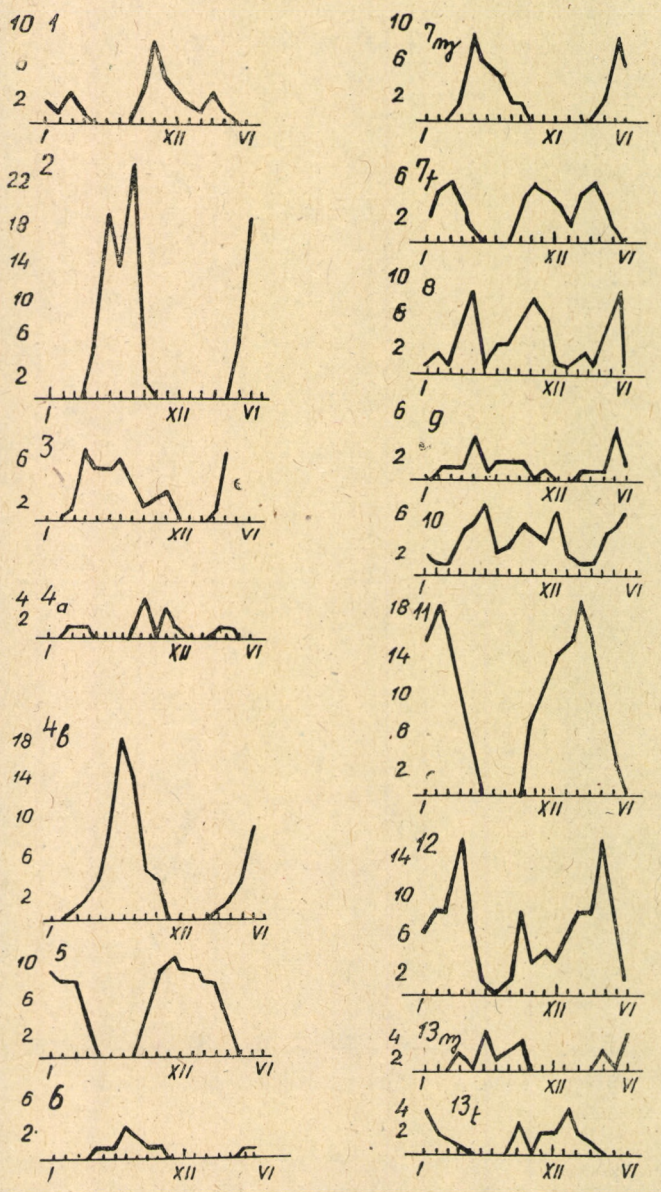


266. ábra. Az elemi cirkulációs mechanizmusok vázlatos példái

betörés iránya. A 3. típust a Grönlandon át az Atlanti-óceánra, a 4. típust a Kelet-Európába való betörés jellemzi; az 5. típusban a betörés Ázsia keleti körzeteibe, a 6. típusban a Csendes-óceánra, a 7. típusban Észak-Amerikára tolódik el.

A 7. típusban két változat különböztethető meg: téli és nyári. Ezek sajátosságát a télen, az óceánok fölötti ciklonális tevékenységgel egyidejűleg

kifejlődő hatalmas szibériai és kanadai anticiklonok adják. Nyáron a kontinensek fölött kifejlődő ciklonális jelleg az óceánok fölött uralomra jutó anticiklonális jelleggel jár együtt.



267. ábra. A tipikus cirkulációs mechanizmusok időbeli eloszlása

Harmadik csoport (8—12. típus) : arktikus betörés két vagy több irány. ban. A 8. típust két egymáshoz közeli irányú egyidejű arktikus betörés jellemzi-

Úgyszólván egy ív képződik két betörés között és ez a ciklonális övezetet külső és belső határán veszi körül. Az első változat az arktikus betörések Észak-Amerika és az Atlanti-óceán keleti része felé irányulnak, a másodikban az Ural és a Jakut-föld felé. Ennek megfelelően tolódik el a ciklonok fénygyűrűje is.

A 9., 10. és 11. típusokban az arktikus betörések egyidejűleg két majdnem teljesen ellentétes irányban következnek be. Ezek közt a típusok közt a különbség a betörések irányában áll. A 9. típusban az egyidejű betörések Grönland és Alaszka, a 10. típusban Észak-Amerika középső része és Kelet-Európa, a 11. típusban Észak-Amerika és a Jakut-föld felé mutatnak.

A 12. típus az általános cirkuláció »klasszikus« mintájának felel meg, négy főfrontális övezettel és rajtuk kifejlődő ciklonális tevékenységgel és különböző irányú négy arktikus betöréssel. Ezeknek a betöréseknek az iránya élesen változhatik, a cirkuláció mechanizmusa azonban mégis megtartja az ugyanazon típushoz tartozásának jellegét.

Negyedik csoport (13. típus) : ciklonális tevékenység, amely hatalmába keríti az egész poláris területet és a vele szomszédos övezeteket ; a ciklonok trajektóriái átmennek az Északi-sarkon. A szubtrópusi és monszunos anticiklonok elhelyezkedésétől függően ennek a típusnak két változata különböztethető meg.

A különböző elemi cirkulációs mechanizmusok működésének időtartama átlagértékben 3,6-től 5,3 napig változik, azaz közelesik a természetes szinoptikus periódus már megállapított időtartamához, a ciklonsorozatok fejlődésének időtartamához, a »vezető áramlás« megmaradásának időtartamához stb.

A cirkulációs mechanizmusok típikus változatainak valódiságát igazolandó, szintén összegező gyüjtő-kinematikus térképet szerkesztett minden típusra. Ebből a célból egy ürlapon egyesítette az összes, egy típusba tartozó szinoptikus térképeket az egész 8 évre. Az összes típusok térképei egyértelműeknek mutatkoztak és élesen megmutatták a típikus mechanizmusok sajátságait. A típikus cirkulációs mechanizmusok az időben nem rendszertelenül, hanem világosan kifejezésre jutó sorrend szerint oszlanak el ; igy pl. az első típus sohasem figyelhető meg május és augusztus között. Maximuma októberre és márciusra esik. Ez az átmeneti évszakok típusa. A 2. és 6. típus nyáron uralkodik. Az 5. és 11. típus a telet jellemzi stb. A példákat lásd a 267. ábrán.

Nyilvánvaló, hogy a típikus cirkulációs mechanizmusok különböző kombinációkban való létrejövetele határozza meg éppen az évszakok váltakozásának sorrendjét és a különböző esztendők különböző jellegét.

Minden egyes típikus mechanizmusnak az év különböző hónapjaira és évszakjaira eső működése időtartamára nézve (százalékos) számításokat végeztek. A számítás még nagyobb szemléletességgel igazolja a típikus cirkulációs mechanizmusok kapcsolatát az évszakokkal. Ez lehetővé tette a cirkuláció különböző típusainak besorolását *évszakos csoportokba* (téli, nyári és átmeneti évszakok). A téli típusok télen, a nyári típusok pedig nyáron majdnem teljesen (az idő 85—90%-áig)kitöltik a megfelelő hónapokat ; a sajátosan téli és sajátosan nyári hónapok egyáltalán nem férnek össze az ellenkező évszak típusaival. Az átmeneti évszakok típusai majdnem minden hónapban előfordulnak, azonban időtartamuk maximuma még a tavaszi hónapokban sem nagyobb az 50—60%-nál, amint az a 756. lapon feltüntetett táblázatból látható.

A tipuscsoportok százalékos időtartama az egyes hónapok szerint.
(Téli, átmeneti és nyári tipusok.)

Hónapok	Téli	Átmeneti	Nyári típusok
I.	85	12	—
II.	84	11	—
III.	77	16	3
IV.	53	28	14
V.	17	50	27
VI.	2	6	90
VII.	—	8	90
VIII.	—	7	90
IX.	36	45	16
X.	43	50	1
XI.	63	33	—
XII.	73	22	—
Egész évben ..	49	23	28

Érdekes az egész év folyamán a téli típusoknak az uralma a nyári és átmeneti típusokkal szemben. Az utóbbiak értéke közel esik egymáshoz.

Jól megkülönböztethető hat periódus, amelyet a határozott cirkulációs mechanizmusok maximális időtartama jellemez. Ezek éppen a *szinoptikus évszakok*. Íly módon egy új, hatodik évszakot vezet be : a tavaszelőt (az ötödik évszak ugyanis a télelő, amelyet B. P. Multanovszkij már jóval korábban bevezetett).

A cirkulációs mechanizmusok ílymódon megállapított típusai tevékenységükkel tehát meghatározzák a szinoptikus évszakok határait, azok időtartamát és jellegét. A különböző típusoknak az egyes években tapasztalt eltérő aktivitása és időtartama határozzák meg ezeknek az éveknek sajátos jellegét.

Megállapították továbbá az egyik típikus mechanizmusról a másikra való leggyakoribb átmenetet és a »tiltott« vagy lehetetlen átmeneteket is. Így például a második típust a leggyakrabban a negyedik, a harmadikat a tizenkettedik és negyedik, az ötödiket a tizenegyedik, a hatodikat a nyolcadik és tizenkettedik váltja fel stb.

Az Északi-félgömbre vonatkozó aerológiai anyag hiányossága nem engedte meg, hogy ezt a munkát az egész vizsgált időszakra elvégezzék. Sikerült azonban három hónapra (1938. december, 1939. január és február) vonatkozólag a 700 és 500 mb-os bárikus topográfia eléggé teljes térképét megszerkeszteni. Valamennyi típus jellegzetes sajátosságai oly jól kifejezésre jutnak ezeken a térképeken, mint a talajmenti adatok alapján összeállított térképeken. A felső bárikus tér átalakulása 12 eset közül csupán négyben előzte meg a talajmenti tér átalakulását, a többi nyolc esetben a kettő egyszerre következett be.

86. §. A meteorológiai tehetetlenség

1. A meteorológiai elemek anomáliáinak tehetetlensége

Ha nyomon követjük a meteorológiai elemeknek a változását az egyik napról a másikra, azt találjuk, hogy az időjárás megváltozása ritkábban észlelhető, mint az időjárás alapvető jellegének megmaradása. Más szavakkal

az időjárás meglévő jellegének megmaradására irányuló tendencia figyelhető meg ; mintha az időjárásnak *tehetetlensége* lenne. Ezt a tehetetlenséget nemcsak egyik napról a másikra lehet megfigyelni, hanem az egyik hónapról vagy évszakról a másikra is ; az időjárás hónapos vagy évszakos anomáliái szintén olyan tendenciát mutatnak, hogy a hónapok vagy évszakok során fenn akarnak maradni.

Nézzünk néhány példát. Brüsszelben az időjárási jelleg megváltozásának valószínűségei azután, hogy az időjárás néhány napig állandó volt, a következők :

A napok száma	1	2	3	4	5	6	7	10	15
A változások valószínűsége :									
hőmérséklet	0,25	0,24	0,32	0,21	0,17	0,17	0,15	0,15	0,13
csapadék	0,37	0,32	0,30	0,26	0,27	0,24	0,25	0,23	0,23

Ílymódon a változás valószínűsége 3—5-ször kisebb, mint az időjárás jelleg állandóságának valószínűsége. Ezenkívül láthatjuk, hogy minél tartósabban állandó az időjárás meghatározott jellege, annál kisebb a következő napra való megváltozásának valószínűsége és annál nagyobb a valószínűsége annak, hogy ez az időjárási jelleg bizonyos ideig még megmarad.

Meg kell viszont jegyezni, hogy valamely tartós eltérés *bekövetkezésének* a valószínűsége annál kisebb, minél nagyobb az anomália időtartama ; a fentiekben a már meglévő anomália megmaradásának valószínűségéről volt szó.

A hőmérsékleti normálistól való eltérések előjelváltozásának valószínűségei Brüsszelben 1, 2, 3, ... pentád és 1, 2, 3, ... hónap után a következők.

A napok száma	1	2	3	4	5	6	7	8
A valószínűség								
pentádok és	0,33	0,31	0,30	0,30	0,29	0,27	0,28	0,27
hónapok után	0,45	0,41	0,38	0,40	0,27	0,41	0,25	0,17

Láthatjuk, hogy rövid időszakaszok (napok, pentádok) esetén a már fennálló időjárás megmaradására irányuló tendencia jelentékenyen nagyobb, mint hosszú időszakaszok (hónapok) esetében. Azonban Nyugat-Európában, a havi átlagokat tekintve az átlagtól való eltérés előjelének megőrzésére irányuló, majdnem állandó jellegű tendencia ismerhető fel és ez annál nagyobb, minél huzamosabban állt fenn az illető anomália. Ennek igazolására idézzük még 28 európai állomás sokévi megfigyelései alapján a havi hőmérsékleti anomáliák előjelváltozásainak valószínűségére vonatkozó adatokat. Ezek a valószínűségek hónapról-hónapra a következők :

I—II.	II—III.	III—IV.	IV—V.	V—VI.	VI—VII.	VII—VII.
0,439	0,383	0,361	0,454	0,428	0,350	0,350

VIII—IX.	IX—X.	X—XI.	XI—XII.	XII—I.
0,386	0,414	0,463	0,425	0,430

Az anomália előjele megmaradásának valószínűsége a legnagyobb kora tavasszal (március-április) és az év közepén (július-augusztus), amikor majdnem kétszer akkora, mint a változás valószínűsége.

Végül a hőmérsékleti anomáliák előjelváltozásának valószínűségei Közép-Európában évszakról-évszakra a következők (T = tél, Ta = tavasz stb.) :

T—Ta	Ta—Ny	Ny—Ő	Ő—T	T—Ny	Ta—Ő	Ny—T	Ő—Ta
0,49	0,45	0,38	0,45	0,44	0,40	0,50	0,52

A hőmérsékleti jelleg megváltozásának a valószínűsége a legkisebb nyártól őszig, a legnagyobb téltől tavaszig. A tél alapján határozott következtetéseket lehet levonni a következő nyárra nézve, amint ez a számokból látható (az előjelváltozás valószínűsége 0,44) ; a nyárról azonban a télre nem lehet következtetni (0,50).

Minél nagyobb és minél tartósabb a havi vagy évszakos anomália, annál nagyobb az annak megmaradására irányuló törekvés. Így a hőmérsékleti anomália megmaradásának valószínűsége januártól februárig a következőképpen változik (0,62 középérték esetén) :

Az anomália időtartama (hónap) :				Az anomália nagysága :	
1	2—3	4—6	6-nál több	1°-nál több	1°-nál több és 1 hónapnál hosszabb

Az anomália előjelének megmaradási valószínűsége :

0,56	0,67	0,68	0,58	0,64	0,68

Köppen Európában a hőmérsékleti jelleg a következő hónapra való megmaradásának valószínűségére a következő empirikus képletet állította föl :

$$W = W_0 + 3(a - 2) + 2(g - 1),$$

ahol a W_0 az illető hónapra vonatkozó megmaradás valószínűsége, amelyet a Köppen által összeállított táblázatban lehet megtalálni (lásd fentebb), a az anomália időtartama hónapokban, g az anomália nagysága az utolsó hónapokban fokokban. Így például a februári anomália márciusi megmaradásának átlagos valószínűsége 0,62. Ha azonban a február a normálisnál 3°-kal melegebbnek és a megelőző négy hónapban is folyamatosan pozitív anomália mutatkozott, akkor annak a valószínűsége, hogy a márciusban melegebb lesz a normálisnál : 62 + 9 + 4 = 75%.

Hellmann Közép-Európára nézve azt találta (az 1766—1916-ig terjedő 150 év pentadonkénti középértéke alapján), hogy a következő egymásra következések a legvalószínűbbek :

meleg tél után	meleg nyár
mérsékelt tél után	hideg nyár
hideg tél után	hideg nyár
nagyon hideg tél után	nagyon hideg nyár
aránylag meleg nyár után .	mérsékelten meleg tél
forró nyár után	hideg tél .

Igen zord tél után rendszerint (24 eset közül 22-ben) részlegesen meleg tavasz következik, néhány pentádban pozitív hőmérsékletű anomáliával (19 eset közül 4-től 10 pentádig) ; azután a legvalószínűbb a hideg nyár.

Igen meleg tél után 0,82 valószínűséggel márciusban vagy áprilisban 3 vagy több pentád folyamán hideg idő van, mintha a tél visszatérne. A nyár azonban sokkal melegebb a normálisnál, vagy közel esik az átlaghoz, azonban nem hideg.

Forró nyár után az őszi hónapok közül az egyik melegebb a normálisnál, a téli hónapok közül azonban egy vagy kettő 0,71 valószínűséggel hidegebb az átlagnál.

Köppen a $(W'—W) : W$ kifejezést a *tehetetlenség indexének* nevezte, ahol a W' a változás megfigyelt, W pedig annak elméleti valószínűsége. Ha nincs tehetetlenség, az index nyilvánvaló módon zérussal egyenlő; minél nagyobb az index, annál nagyobb a tehetetlenség.

A brüsszeli csapadékkal kapcsolatban idézett példa esetében a tehetetlenség indexe 0,39. A brüsszeli hőmérsékletre vonatkozólag a tehetetlenség indexe 0,61.

Megjegyezzük, hogy az időjárás jellegének megőrzésére irányuló tendencia helyes kiértékelésére a változás megfigyelt valószínűségét össze kell hasonlítani a tisztán véletlen változások elméleti valószínűségével; ez az utóbbi azonban nem mindig egyenlő 0,50-nel, mivel egy tetszőleges meteorológiai elem pozitív és negatív eltérését mutató napok, hónapok vagy évek száma még nagy időre vonatkoztatva is majdnem mindig különbözik egymástól.

Így pl. Brüsszelben 18 év alatt 6563 nap közül 3407 esős és 3156 száraz volt. Az esős nap elméleti valószínűsége $W = 3407 : 6563 = 0{,}519$. Az időjárás esősről szárazra való véletlen változásának valószínűsége: $1—W = 0{,}481$. A megfigyelt valószínűség viszont 0,249, vagy pedig Páduában a csapadék évi összegét 172 esztendőn át tekintve, az általános középértéktől 92 negatív és 80 pozitív eltérést találunk, továbbá 69 átmenetet száraz esztendőről nedvesre, vagy fordítva. A száraz év valószínűsége $92 : 172 = 0{,}53$; az esős év valószínűsége 0,47. A száraz év esősre való véletlen változásának vagy az ellenkező esetnek elméleti valószínűsége $2 \cdot 0{,}53 \cdot 0{,}47 = 0{,}49$; a megfigyelt valószínűség 0,40.

2. *Ismétlődések*

Fentebb arra a következtetésre jutottunk, hogy az anomália időtartamával együtt megnövekszik az állandóságra való törekvés. Ez a következtetés csupán az anomália időtartamának meghatározott értékéig helyes.

Az olyan rendkívül tartós anomáliák esetén, amelyek évek során át néhányszor vagy talán csak egyszer figyelhetők meg, a valószínűségi számításnak egyáltalán nincs értelme. Hogy ezt a nehézséget elkerüljük, az *ismétlődésekre* vonatkozó statisztikai fogalmat használjuk fel.

Tegyük fel, hogy N elemmel van dolgunk, amely elemek két osztályba: A-ba és B-be sorolhatók (pl. pozitív és negatív eltérések). *Az olyan csoportokat, amelyek egynemű elemekből állnak* (csak az A osztályba vagy csak a B osztályba tartoznak) *ismétlődéseknek nevezzük*. 1, 2 stb. elem szerinti ismétlődésről, vagy 1, 2 időtartamok ismétlődéséről lehet beszélni.

Véletlenszerű jelenségek ismétlődése esetén annak a valószínűsége, hogy egy meghatározott helyen az A vagy B elem áll, 0,5. Ezen az alapon az n elem szerinti lehetséges ismétlődések v_n száma:

$$v_n = N : 2^{n+1}.$$

Ebből következik, hogy az elemek teljesen önkényes elhelyezkedése esetén, N elem közül az egyenkénti ismétlődések az összes elemek $1/4$ részét teszik ki, a kettenkénti ismétlődések $1/8$-ad részét stb. Ha az összes ismétlődések számát V-vel jelöljük, akkor

$$V = \sum_{1}^{N-1} v_p = \sum_{1}^{N-1} \frac{N}{2^{n+1}} = N\left(\frac{1}{4} + \frac{1}{8} + \ldots + \frac{1}{2^N}\right) = N\left(\frac{1}{2} - \frac{1}{2^N}\right).$$

Ha elhanyagoljuk az $\left(\frac{1}{2}\right)^N$ kifejezést, akkor a következő egyszerű képleteket kapjuk:

$$V = \frac{N}{2},$$

$$v_n = \frac{N}{2^{n+1}} = \frac{V}{2^n}.$$

Ez utóbbi képlet szerint valamennyi véletlen ismétlődés fele egyszeres ismétlődés, negyedrésze kétszeres ismétlődés stb.

Valamely meteorológiai elemnek az átlagtól való valamennyi eltérése az ismétlődések bizonyos fajta kapcsolatát képviseli, ezek azonban már nem véletlenek, mivel a meteorológiai tehetetlenségen alapulnak. Nyilvánvaló, hogy ha összehasonlítjuk az n elemre vonatkozó véletlen ismétlődések számával, akkor az összehasonlítás alapján megítélhetjük, hogy mekkora ez a tehetetlenség. Így pl. Rigában 1876. és 1925. között 3617 pentád a hőmérsékleti átlagtól való eltérése 748 ismétlődést mutatott, amelyek a következőképpen oszlottak meg:

Elemenkénti ismétlődések	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	10-nél több
az ismétlődések száma ...	224	125	83	67	51	31	23	24	16	17	87

3617 elem véletlen eloszlása esetén 1825 ismétlődést kell kapni, amelyek a következőképpen oszlanak el:

elemenkénti ismétlődések .	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	10-nél több
az ismétlődések száma ...	904	452	226	113	57	28	14	7	4	2	18

Végül 748 ismétlődés véletlen eloszlása esetén a következőt kapjuk:

elemenkénti ismétlődések .	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	10-nél több
az ismétlődések száma ...	374	187	94	47	23	12	6	3	2	1	7

Az idézett sorok összehasonlítása azt mutatja, hogy a rövid ismétlődések száma a rigai megfigyelések esetén kisebb, a hosszúaké pedig jelentősen nagyobb, mint a véletlen eloszlásnál.

A megmaradásra irányuló törekvés különböző helyeken és különböző időszakaszokban való összehasonlítása céljából összevethetjük egymással az ismétlődések átlagos hosszát, amelyet az egynemű *időjárási periódus átlagos hosszának* is lehet nevezni. Véletlenszerű eloszlás esetén ez az átlagos hosszúság 2-vel egyenlő, mivel $V = \frac{N}{2}$. A rigai sorozatban az ismétlődések átlagos hossza $3617 : 748 = 4{,}8$, sőt télen 5,7.

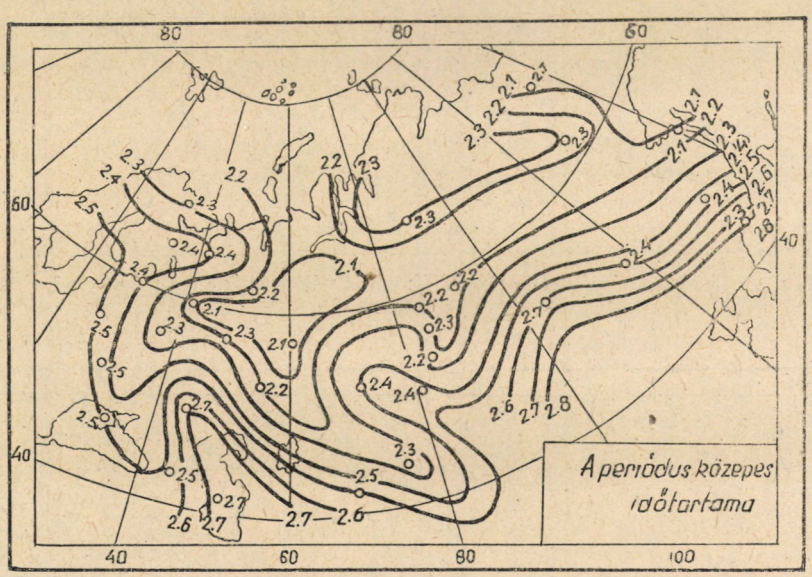
L. I. Mamontova a hőmérséklet havi anomáliáit tekintve a Szovjetunióbeli állomások egész sorának adatai alapján az ismétlődések következő eloszlását kapta:

az anomáliák tartama hónapokban ..	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
az ismétlődések száma %-ban.....	46	23	12,5	7,2	3,9	2,4	1,9	0,9	0,8	0,4	0,2	0,1
az ismétlődések elméleti száma %-ban	50	25	12,5	6,3	3,1	1,6	0,8	0,4	0,2	0,1	0,0	0,0

Látjuk, hogy az egy hónapra eső ismétlődések száma kisebb a véletlen ismétlődések számánál, azonban a néhány hónapra vonatkozó ismétlődések száma valamivel nagyobb. (Három hónap esetén a két szám megegyezik.)

3. A hőmérséklet havi anomáliáinak tehetetlensége a Szovjetunióban

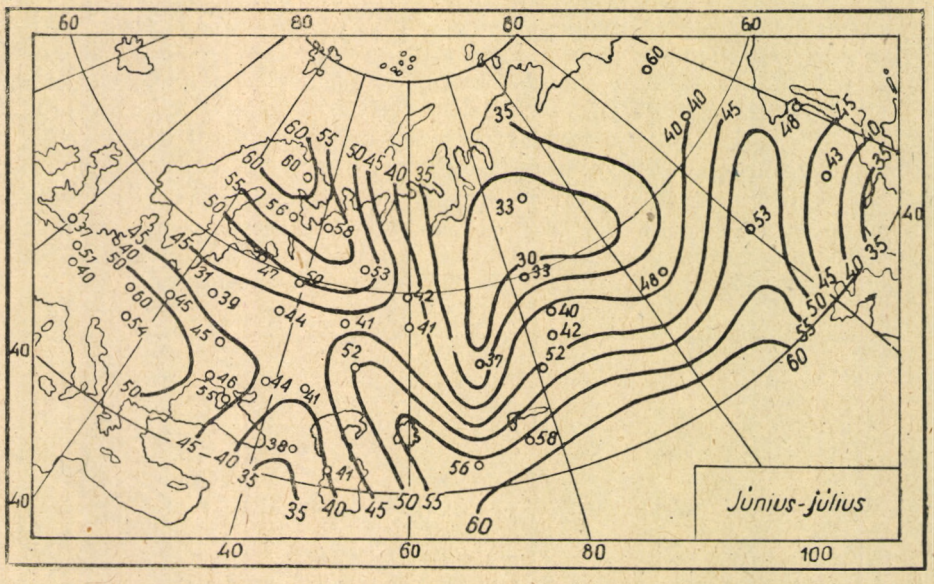
Igen fontos eredményekre jutott L. I. Mamontova (1945-ben), aki sok évre nyúló megfigyelések alapján a Szovjetunió területén lévő állomások egész sorának adatai szerint a hőmérséklet havi anomáliáinak tehetetlenségét kutatta. Sikerült egy olyan hatalmas területre nézve, mint a Szovjetunió, az anomáliák eloszlásában földrajzi törvényszerűségeket megállapítani. Ugyanakkor magyarázatot nyert az a figyelemreméltó tény is, hogy a havi anomáliák nagyobb területeken gyakran negatív tehetetlenséget árulnak el, azaz megmaradásuk valószínűsége 50%-nál kisebb. A pozitív és negatív tehetetlenség területeit elvileg össze lehet kapcsolni a szinoptikus folyamatok rendszerének az egymást követő hónapokban való váltakozásával.



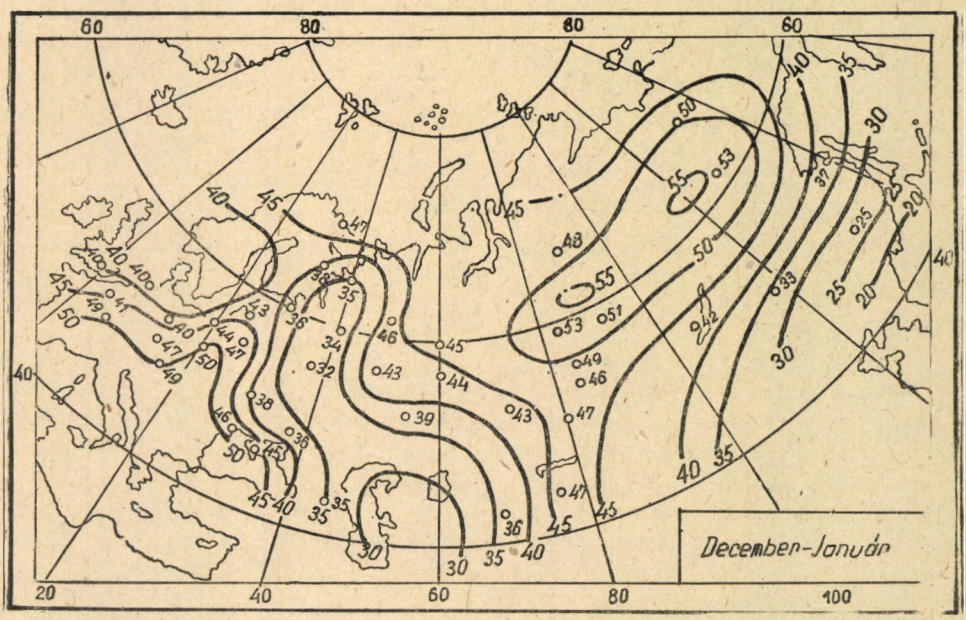
268. ábra. Azonos előjelű hőmérsékleti anomáliákkal biró hónapok periódusának átlagos hossza L. I. Mamontova szerint

Évi átlagértékben a tehetetlenség az egyik hónapról a másikra a Szovjetunió egész területén pozitív. Az azonos előjelű anomáliákkal biró hónapok periódusának átlagos hosszúsága 2,1 hónaptól 2,7 hónapig változik. — A legrövidebb az Ural középső körzetében, a leghosszabb a Szovjetunió déli részén, a Bajkálon túl és a Káspi-tengeren, — ahol ennek következtében a tehetetlenség különösen nagy.

Megemlítjük, hogy az előző pont szerint a periódus hossza véletlen eloszlás esetén egyenlő két hónappal. Teljesen érthető, hogy délen, ahol a ciklonális tevékenység gyenge és az időjárás rendszere a legállandóbb jellegű, a tehetetlenség a legnagyobb. Viszont a tehetetlenség értékének nincs szabályos zónák szerinti eloszlása : a legkisebb értékek középső urali magvától az egyenlő előjelű anomáliák periódusának hossza nemcsak délfelé, hanem nyugat felé is (a Dnyepernél 2,5 hónapra), továbbá északkelet felé is (a Jakut-földön 2,3 hónapra ; lásd a 268. ábrát) nő.



269. ábra. A havi hőmérsékleti anomáliák előjelváltozásainak valószínűsége júniusról júliusra



270. ábra. A havi hőmérsékleti anomáliák előjelváltozásainak valószínűsége decemberről januárra

A tehetetlenség a különböző hónappárokban délen 0,71-ot (november-december a Káspi-tengernél), az ország északi részén pedig 0,69-ot ér el (július-augusztus a Jakut-földön). Ugyanakkor azonban rendkívül kiterjedt negatív tehetetlenségű területek is megfigyelhetők. Szverdlovszkban januárról februárra a tehetetlenség csupán 0,38. Ez valóban ritka érték; de a 0,45 nagyságrendű tehetetlenség teljesen megszokott és nagyobb körzetekben található. Vegyük pl. a június-júliusi (269. ábra) és a december-januári (270. ábra) térképeket. Ezeken a térképeken a változékonyság, azaz a tehetetlenséget 100%-ra kiegészítő értékek vannak feltüntetve. A június-júliusi térképen jellegzetesen »anomális« állapotokat látunk: rendkívül nagy változékonyságot, azaz negatív tehetetlenséget a Szovjetunió ázsiai területének déli részén és nagy pozitív tehetetlenséget a Jeniszejen és az Obon (0,67-ig). A negatív tehetetlenség ezen a térképen részlegesen Nyugat-Európára is kiterjed. A december-januári térképen teljesen mások az állapotok. A pozitív tehetetlenség a Szovjetunió egész eruópai területét és az ország egész déli részét hatalmába keríti; Jakut-földön azonban a tehetetlenség valamivel kevesebb 0,50-nél.

Az anomáliák tehetetlenségének és a szinoptikus folyamatok menetének összehasonlítása méginkább olyan következtetéseket igér, amelyek jelentősek az általános cirkuláció állapotainak elemzése szempontjából.

4. A tehetetlenség a szinoptikus folyamatokban

Kaltenbrunner meghatározta Bécsre a nappali (14 órán belüli) időjárás jellegének a következő 24 órára való megmaradásának a valószínűségét a szél irányától és a nyomástól függően. Amint azt ténylegesen várni lehetett, a szél és a nyomás meghatározott értékeinél a tehetetlenség jelentékenyen megnövekszik:

télen:					
a nyomás mm-ben	780	779—770	769—760	759—750	750 átlag
a tehetetlenség:					
keleti szél esetén	0,83	0,57	0,50	0,42	0,33 0,50
nyugati szél esetén	—	0,38	0,31	0,35	0,26 0,34
nyáron:					
a nyomás mm-ben	765	764—760	759—755	755	átlag
a tehetetlenség:					
keleti szél esetén	0,75	0,36	0,30	0,23	0,40
nyugati szél esetn	0,45	0,32	0,24	0,26	0,32

Világosan látható, hogy megmaradásra irányuló törekvés kizárólag keleti szelek és magas nyomás mellett létezik. Nyugati szelek és alacsony nyomás esetén gyors időjárásváltozás várható.

A pozitív bárikus tendencia megnöveli a megmaradás valószínűségét.

Ugyancsak vizsgálat tárgyává tette Bécsben a csapadéknak a megelőző nyomástól és széltől való függését. Keleti szelek, valamint magas nyomás esetében igen kicsiny számokat (0,06—0,29) kapott, viszont nyugati szelek és alacsony nyomás esetén igen nagy számokhoz jutott (egészen 0,85-ig). Ebből következik, hogy Bécsben a csapadék megmaradásának vagy keletkezésének a nyomás és a szél alapján való prognózisa a következő 24 órára nagy valószínűséggel lehetséges.

A kifejtettekből világos a meteorológiai tehetetlenségnek az időjárási folyamatoktól való függése. Egészen természetesen számíthatunk arra, hogy hasonló tehetetlenség található *magukban az időjárási folyamatokban is.*

Hogy ez ténylegesen fennáll, arról annak alapján győződhetünk meg, hogy valamennyi szinoptikus típusnak, bármilyen elv legyen is az osztályozás alapja, meghatározott időtartama van. A megmaradásra irányuló törekvés mind a nyomásnak a térképen való eloszlásában (az anticiklonok és centrális ciklonok állandósága), mind pedig a bárikus középpontok és izallobárikus tartományok trajektóriáiban kifejezésre jut. Köppen többek között kiszámította az 1872—73. év orosz szinoptikus térképei alapján az új depresszió meghatározott időközökben való megjelenésének valószínűségét. Az eredményt a következő táblázat tünteti fel:

napok	< 1	1	2—3	4—6	7—10	11—24
valószínűség	0,33	0,32	0,19	0,10	0,18	0,16

Ez azt jelenti, hogy ha egy adott helyen depresszió haladt át, akkor jelentékeny (0,32) a valószínűsége annak, hogy már a következő napon vagy napok mulva ez a hely új depresszió területére fog esni. Ha azonban a depresszió eltávozása vagy kitöltődése után számos nap mult el, akkor annak a veszélye, hogy a következő napon új depresszió lép fel, az első értéknek csupán a felével egyenlő.

Wagner 43 évre nézve (1881—1923-ig) kiszámította *az Északi-Atlanti-óceán fölött a cirkuláció anomáliáinak megmaradására irányuló törekvését.* A cirkuláció jellemzőjéül az északi szélesség 30. és 65. foka közötti nyomáskülönbségeket vette (mindkét szélességi körnek a nyugati hosszúság 10—60. fokával való 18—18 metszéspontjain talált adat középértékeinek különbségét), azoknak a sokévi átlagtól való eltérésében. A hónapról-hónapra való megmaradás átlagos valószínűsége 57%.

Hónaponként ez a következőképpen oszlik fel.

I.	II.	III.	IV.	V.	VI.	VII.	VIII.	IX.	X.	XI.	XII.
0,76	0,72	0,21	0,58	0,49	0,48	0,60	0,51	0,47	0,51	0,44	0,73

A téli hónapokban a megmaradás valószínűsége háromszorta nagyobb, mint a változás valószínűsége; ez a tény nyilvánvaló módon felhasználható prognosztikus célokra. Nyáron és ősszel azonban értéke közel van a 0,50-hez.

87. §. Korrelációs összefüggések a meteorológiában

1. Az összefüggések kutatása

A fentebb kifejtettekből világos, hogy az időjárás jellege a különböző körzetekben és különböző évszakokban szoros kapcsolatban van a légköri általános cirkuláció anomáliáival. Ez utóbbiak azonban a maguk részéről kapcsolatban vannak egymással, mivel:

1. a légkör egységes és általábanvéve (ha a frontális szakadásoktól eltekintünk) folytonos közeget alkot; ezért a légkör egyik részében keletkező rendellenességeknek át kell terjedniök a légkör többi részeire, természetesen késéssel és a rendellenesség jellegének esetleges megváltozásával;

2. a légkör tömegének egésze változatlan; ezért, ha a nyomásnak a légkör egyes részeiben negatív anomáliái vannak, más körzetekben pozitív anomáliáknak kell lenniök.

Ennek eredményeképpen a cirkuláció anomáliái között kapcsolatokat lehet felfedezni egész távoli körzetek között, mind ugyanabban az évszakban,

mind pedig olyan évszakokban, amelyeket egymástól határozott időköz választ el (aminek már a prognosztika szempontjából jelentősége van); ebből következik, hogy kapcsolatok állapíthatók meg a cirkuláció bizonyos körzeteiben mutatkozó anomáliái és más körzetek időjárási állapota között vagy pedig közvetlenül a különböző körzetek időjárási állapota között ugyanabban az évszakban vagy pedig az azt követő évszakokban.

Az ilyenfajta kutatások túlnyomórészben a 19. század második felében vették kezdetüket. Hosszú időn keresztül ezeknek a kutatásoknak a céljaira a meteorológiai elemek különböző körzetekben és különböző időszakokban való menetének görbéit egyszerűen összehasonlították egymással; gyakran azonban nem az elemek abszolút értékeinek a változását állították szembe egymással, hanem az éghajlati átlagtól való eltéréseiket és az egyik évről a másikra való változásaikat. A 20. században az efajta kutatásokban a korrelációs módszert, azaz két görbe menete közti korrelációs együtthatók kiszámítását kezdték alkalmazni. Ilymódon az összehasonlított értékek menetének viszonyát mennyiségileg meghatározták, ami lehetővé tette a közöttük fennálló kapcsolatok meglétére vagy hiányára vonatkozó következtetés levonását.

Számos jelenkori meteorológus véleménye szerint a meteorológiai elemeknek a Föld különböző övezetein való egyidejű változása közötti korreláció kutatása ma a távprognózis legmegbízhatóbb eszköze. Amint azonban láttuk, hogy a korrelációs számítások alapjául szolgáló anyaggal szemben szigorú követelményeket kell emelni, mivel:

1. még megfelelően magas korrelációs együttható sem jelenti mindig azt, hogy a jelenségek között tényleges kapcsolat van; ez véletlen megegyezés eredménye is lehet;[1]

2. a korrelációs együttható az évek bizonyos sorára kiszámítva egyes esetekben magas értéket mutathat és igen alacsonyat (sőt esetleg ellenkező előjelűt), ha azt az évek egy másik sorára számítjuk ki; ez nyilvánvaló módon a folyamat menetét meghatározó tényezők egyikének vagy közülök néhánynak az egyik periódustól a másikra való változásának következménye lehet.

2. *Az Atlanti-óceán és Európa fölötti cirkulációs folyamatok és az európai időjárás közötti összefüggések*

A legtermészetesebb dolog azoknak az összefüggéseknek a felkeresése, amelyek az Atlanti-óceán fölötti légköri cirkuláció intenzitása (ennek az átlagostól való eltérése) és az egyidejű vagy rákövetkező európai időjárás jellege között található, mivel az európai időjárás jelentős mértékben függ a tengeri légtömegek nyugati betöréseinek gyakoriságától és intenzitásától. Az Atlanti-óceán fölötti cirkuláció intenzitásának indexeként az izlandi depresszió mélységét, vagy az azóri anticiklon kiterjedését, vagy bizonyos hatásközéppontok közötti nyomáskülönbséget stb. lehet tekinteni.

1. A kapcsolatot akkor tartjuk igazinak, ha a korrelációs együttható

$$r = \Sigma xy : \sqrt{\Sigma x^2 \, \Sigma y^2}$$

legalább 3—4-szer nagyobb átlagos négyzetes hibájánál:

$$F = (1 - r^2) : \sqrt{n}$$

Régóta ismeretes, hogy a téli évszakban az izlandi depresszionak jelentős mértékű kitöltődése ill. elmélyülése a hőmérséklet csökkenését illetve emelkedését idézi elő Északnyugat- sőt még Közép-Európában is. Hann 50 éves adatai szerint a nagy izlandi nyomásanomáliák 0,80 valószínűséggel függenek össze az északnyugat-európai ellenkező előjelű hőmérsékleti eltérésekkel (az évek sorára számított középértékben) :

	A nyomás anomáliái Izlandnál mm-ben	A hőmérséklet anomáliái Greenwichben és Brüsszelben fokokban
tél	+ 8,6	— 1,5
nyár	+ 3,8	— 0,5
tél	— 7,7	+ 1,4
nyár	— 5,0	+ 0,7

A greenwichi legnagyobb pozitív és negatív hőmérsékleti eltérések esetén a következő nyomási anomáliák figyelhetők meg Izland szigeténél (néhány évnyi középértékben) ;

A hőmérsékleti anomáliák Greenwichben fokokban	A nyomási anomáliák Izlandnál mm-ben
+ 2,7	— 3,0
— 2,8	+ 4,7

A negatív nyomási anomália Izlandnál az esetek 70—80%-ban az Azóri-szigeteknél pozitív anomáliával kapcsolatos és fordítva, ami teljesen érthető : a levegőnek az egyik körzetben való hiányát a másik körzetben való többlete pótolja. Ennek következtében az Azóri-szigetek is Izland közötti nyomáskülönbséget össze lehet hasonlítani az európai hőmérsékleti állapotokkal. S amint várható is, a bárikus gradienseknek az Atlanti-óceán fölötti növekedése Nyugat- és Közép-Európában, főként télen pozitív hőmérsékleti anomáliát hoz létre.

Meinardusnak a 19. század második felére vonatkozó vizsgálatai szerint, ha a nyomáskülönbség Izland és az Azóri-szigetek között, vagy Izland és Európa között augusztustól februárig alacsonyabb, mint az előző évben volt, akkor az Atlanti-óceán keleti részén a délnyugati szelek is gyengék és kevéssé állandóak. Ennek eredményeként februártól áprilisig a levegő hőmérsékletének Közép-Európában alacsonyabbnak kell lennie, mint az előző évben volt ; Az Atlanti-óceán fölötti cirkuláció megerősödése esetén fordított összefüggés adódik.

Wagner később az 1846—1892. évek anyaga alapján azt találta, hogy az Észak-Atlanti-óceánon a cirkuláció intenzitásának anomáliája (a Koppenhága-Stikkisholm közötti nyomáskülönbség) szeptembertől januárig az esetek 78%-ban ugyanolyan előjelű, mint a hőmérsékleti anomália márciusban és áprilisban Koppenhágában. Wagner ugyanúgy, mint Meinardus, anomáliának az előző évről a szóbanforgó évre való változást tekintette. A következő 38 esztendőben az előjelek megegyezése azonban az esetek 50%-ában mutatkozott. Az első periódusra nézve felfedezett rendkívül szoros összefüggés semmiféle igazolásra sem talált a következő periódusban (egy hasonló jelenséget lássa továbbiak során a Golf-áramlatnak az európai hőmérsékletekkel való összefüggéséről szóló paragrafusban).

Az azóri anticiklon megerősödése nyilvánvaló módon az északkeleti passzát megerősödésére vezet (a korrelációs együttható az Atlanti-óceán fölötti nyugati cirkuláció és az északkeleti passzát erőssége között + 0,78). Az északkeleti passzát erősségének pozitív eltérései júniustól szeptemberig megegyeznek Európa bizonyos részeiben a hőmérséklet pozitív, továbbá Grönlandban, Izlandban, a Brit-szigetek északi részén, Skandinávia északi részén és a Szovjetunió északi részén a hőmérséklet negatív eltéréseivel. A korrelációs együttható (16 év alatt) Németországra nézve + 0,81 ± 0,07-nek, sőt Kelet-Németországra nézve + 0,85-nek adódott.

Shaw összefüggést talált az Atlanti-óceán fölötti délkeleti passzát átlagos erőssége és az angliai csapadék között. Mindkét elem magas korrelációs együtthatóval, meglepően párhuzamos menetet mutat. Ennek az összefüggésnek a magyarázata abban található, hogy a délkeleti passzát megerősödése összefügg a déli szubtrópusi anticiklon déli irányú visszavonulásával. Ezzel kapcsolatban dél felé tolódik el a trópusi front és az azóri anticiklon is; ennek következtében a ciklonális tevékenység a Brit-szigetek szélességei fölött intenzívebbé válik.

Meg kell még jegyezni, hogy az Atlanti-óceán fölötti cirkuláció megerősödése, amely Európában pozitív hőmérsékleti anomáliát teremt, Grönlandban és Kanada keleti részén negatív anomáliát hoz létre. Ennek az a magyarázata, hogy az izlandi depresszió megerősödése megerősíti a szóbanforgó körzetben a hideg légtömegek mozgását a mögöttes területeken is. Az esetek 64%-ában a téli hőmérsékleteknek Bécsben és Jakobshavnben ellentétes eltérései vannak; minél nagyobb az anomália értéke, annál nagyobb ez a megegyezés.

A cirkuláció és a hőmérsékleti állapotok közötti kapcsolatból következik, hogy minden egyes helyre bizonyos időközre nézve fenn kell állnia bizonyos kapcsolatnak az átlagos nyomás és a hőmérséklet között is. Baur 50 évet magában foglaló anyag alapján korrelációs együtthatókat talált mind a tizenkét hónap esetében, a nyomás berlini havi átlagértékei és a németországi hőmérséklet között (10 állomás átlagértékei alapján). Ezeket a következő táblázatban közöljük:

I.	II.	III.	IV.	V.	VI.
— 0,14	— 0,11	+ 0,06	+ 0,25	+ 0,09	+ 0,36
VII.	**VIII.**	**IX.**	**X.**	**XI.**	**XII.**
+ 0,64	+ 0,45	+ 0,21	— 0,09	— 0,14	— 0,44

A hónapok többségében a korreláció rendkívül kicsiny. Nyáron pozitív előjelű, mivel magas nyomás és derült ég esetén túlsúlyban van a Nap besugárzása, télen viszont negatív előjelű, mivel ekkor túlsúlyban van a kisugárzás. Télen a korreláció kisebb mint nyáron, mivel a hőmérsékleti feltételeket télen a nyomáson kívül jelentős mértékben meghatározza még a hótakaró jelenléte. Még kisebb a korreláció az átmeneti hónapok hőmérséklete és nyomása között.

A nyomás eloszlása és az időjárás közötti kapcsolatok egyáltalán nem függvényszerűek a szó pontos értelmében, hanem *statisztikaiak*. Egy és ugyanazon nyomáseloszlás esetén távolról sem uralkodik minden esetben ugyanaz az időjárás. Az időjárás jellegének kialakításában számos tényező vesz még részt. Ezért nem lehet valamennyi fentebb említett összefüggésnek kötelező

és egyértelmű jelleget tulajdonítani, ami abból a tényből is következik, hogy a korrelációs együttható minden esetben, néha pedig jelentékeny mértékben kisebb az egységnél.

3. A cirkuláció és az időjárás közötti összefüggések a Csendes-óceán északi medencéjében

A bárikus eloszlás a Csendes-óceán északi része fölött jelentős mértékben hasonlít az Észak-Atlanti-óceán feletti állapotokhoz: az aleuta-depresszió hasonló az izlandihoz, a honolului anticiklon az azórihoz, a Kurosivó-áramlás a Golf-áramláshoz és az Ojásivo hideg áramlás a Labrador-áramláshoz. A meteorológiai állapotok ingadozásai azonban nem hasonlítanak mindenben az Atlanti-óceáni ingadozásokhoz. Walker abból a célból, hogy a medence északi és déli részén fennálló bárikus eloszlás ellentétes voltát érzékeltesse, meghatározta a korrelációs együtthatókat a nyomás alaszkai és honolului egyidejű változásai között. Télre — 0,70-et, tavaszra — 0,52-t, nyárra csupán — 0,28-at és őszre — 0,22-t kapott.

Az aleuta-depresszió elmélyülése összefügg a hideg levegőnek a depresszió északnyugati részébe és a meleg levegőnek annak délkeleti részébe való fokozott beáramlásával. Ezzel kapcsolatban az Aleuta-szigeteken, Dutch-Harbourban a hőmérséklet az Alaszkán észlelt nyomással télen + 0,68 és tavasszal + 0,48 korrelációs együtthatót ad.

Okada vizsgálat tárgyává tette Japánban a hatásközéppontok állapota és a következő tavaszi hőmérséklet közötti összefüggést. Azt találta, hogy Észak-Japánban magas hőmérsékletek augusztusban a következő esetekben figyelhetők meg: 1. az Aleuta-szigeteken észlelt alacsony téli hőmérsékletek után (ha az Aleuta-depresszió mélyebb a normálisnál): 2. a San-Franciscóban Chicagoban és Délamerikában (alacsony hőmérsékletek esetén) uralkodó magas nyomás mellett és amikor az Azori-szigeteknél a feltételek ezzel ellentétesek.

Ezeknek a feltételeknek a belső összefüggése úgy látszik, a tengeri áramlásoknak a légköri cirkuláció megerősödésével kapcsolatos megerősödésében áll. A csuzimai áramlat (a Kurosivo ága) az ilyen években több vizet visz át észak felé, mint más esztendőkben.

Ha a nyomás Alaszkánál a normálisnál nagyobb, akkor a ciklonok az USA-ban délebbre fekvő utakon mozognak és a csapadék az USA-ban az átlagosnál magasabb szokott lenni; vannak ezenkívül még más analóg összefüggések is.

4. Az Északi-félgömb fölötti és az egész Földgömb fölötti cirkuláció ingadozásainak kutatása

Exner kutatás tárgyává tette a cirkuláció *havi anomáliáit* az Északi-félgömbön télen. Tanulmányozta a poláris övezet előtti körzetben (Nordcap és Csukcs-félsziget) a nyomás, valamint az Északi-félgömb többi körzeteiben a következő hónapban uralkodó nyomás közötti korrelációt (271. ábra). Észak-Európában a bárikus anomália előjele megegyezik a poláris körzetével, a korreláció értéke azonban dél felé csökken. A 40. és 50. szélességi fok között korreláció egyenlő zérussal, azután negatívvá válik és a Földközi-tenger vidékén — Európa déli szélén és Észak-Afrikában — a korrelációs együttható

eléri a —0,70-ot. Hasonló helyzet figyelhető meg a Mexikói-öbölben. A poláris nyomásnak a *hőmérséklettel* való korrelációja Európa nagy részében negatív, azonban Kanadában, Északkelet-Szibériában és a Földközi-tenger keleti részén pozitív (272. ábra).

Feltehető, hogy az északi bárikus anomália által jellemzett, megerősödött légköri cirkuláció a meleg tengeri légtömegek nyugati áramlásának eredményeként igen erősen felmelegíti Európa magas és középső szélességeit és ugyanakkor lehűti a Földközi-tenger keleti részét. Kevésbbé jelentős felmelegedés figyelhető meg Szibéria nagyrészében is, de nem annyira a meleg légtömegek beáramlása következtében, hanem inkább azért, mert a cirkuláció megerősödése a szibériai monszunos anticiklon és a szibériai területek sugárzási lehülésének gyengüléséhez vezet. Amerikának viszont a megerősödött cirkuláció



271. ábra. Az északi sarkvidéki légnyomásnak a következő hónapban mutatkozó nyomási korrelációja az Északi félgömb többi körzeteiben télen



272. ábra Az északi sarkvidéki légnyomásnak az Északi félgömb hőmérsékletével való korrelációja télen

következtében északnyugati és nyugati része hül le, délkeleti része viszont felmelegszik. Az a helyzet, hogy a téli monszunos anticiklon az északamerikai kontinensen nyugaton meleg déli szeleket és keleten hideg északi szeleket hoz létre. Az általános cirkuláció megerősödése, meggyengítve a monszunos anticiklont, nyugaton negatív, keleten pedig pozitív hőmérsékleti anomáliát teremt.

A Déli-félgömbön az Antarktiszen való nyomás és a déli szélesség 50—60. fokától a 0°—20° déli szélességű övezet nyomása között negatív korreláció adódik. Újzélandra és Argentinára a korrelációs együttható eléri a —0,5-et.

Exner később kutatás tárgyává tette a nyomás és a hőmérséklet havi anomáliáit az egész Földgömbön (1887—1916. közötti, 72 állomásról származó adatok alapján). A rendkívül intenzív nyomási és hőmérsékleti anomáliák területei általában véve megegyeznek. A rendkívül erős anomáliát mutató területek középpontjai a következők: 1. az Észak-Atlanti-óceán északi része; 2. Északnyugat-Ázsia; 3. a Bering-tenger; 4. a Dél-Amerikától délre

fekvő terület. Az első három terület a hideg légtömegeknek az Északi-sark-vidékről kivezető útjának körzete ; az első valószínűleg az izlandi és labradori utakra válik szét. Valószínű, hogy a legnagyobb tevékenységnek a Déli-félgömbön is több körzete van, azonban a megfigyelések elégtelensége nem teszi lehetővé ennek a kérdésnek az eldöntését.

Walker szintén megvizsgálta a nyomási korrelációkat 20 állomás adatai alapján az egész földgömbre nézve. Az egyidejűleg mutatkozó nyomásokon kívül vizsgálat tárgyává tette a negyed- vagy félévvel előbbi vagy későbbi nyomások közötti korrelációt is. Összesen 8000 korrelációs együtthatót számított ki. A bárikus anomáliákat három csoportba osztotta, azonban ezek között kevés kapcsolat van. Ezek az Észak-Atlanti-óceáni, az Észak-Csendes-óceáni és a déli »oszcilláció« (ingadozás) csoportjai. Ez utóbbin Walker a nyomásnak azt a világosan kifejezésre jutó tendenciáját érti, hogy a nyomás akkor növekszik meg a Csendes-óceáni partvidék állomásain (San-Francisco, Tokio, Honolulu, Samoa és Dél-Amerika), amikor az Indiai-óceán partvidékein (Kairo, Északnyugat-India, Port Darwin, a Mauritius-szigetek, Délkelet-Ausztrália és Fokföld) is megnő, — és megfordítva.

Az izlandi és azóri hatásközéppontok ingadozásai nem mutatnak szoros összefüggést az aleuti és honolului centrumok ingadozásaival. Ebben a két centrumcsoportban (Izland-Alaszka, Izland-Honolulu, Azóri-szigetek-Alaszka, Azori-szigetek-Honolulu) a nyomások közötti korrelációs együtthatók értéke igen kicsiny.

5. A Golf-áramlat (atlantióceáni áramlás) és a hőmérsékleti eloszlás Európában

Régóta ismeretes, hogy a Golf-áramlatnak az az ága, amely az európai partok közelében halad (Atlanti-óceáni áramlás), évről-évre jelentős hőmérsékleti ingadozásokat mutat, miközben az eltérések hónapokon keresztül megtartják előjelüket ; előfordultak olyan esetek is, amikor az anomália előjele novembertől a következő év októberéig változatlan maradt. 1900-tól 1933-ig az Izlandtól délre eső vizek átlagos havi hőmérséklete áprilistól októberig 9,17° és 10,96° között ingadozott. Petterssen a 80-as években rámutatott arra, hogy ezek az ingadozások párhuzamosak Európában a levegő hőmérsékletének ingadozásaival, különösen az év kezdetén és tavasszal.

Meinardus az 1861—1896. évi megfigyelések elemzése alapján kimutatta, hogy ha a Golf-áramlat hőmérséklete Norvégia partjainál novemberben-januárban (az előző évhez viszonyítva) magasabb, akkor az esetek 92%-ában a hőmérséklet Közép-Európában (Berlin) februártól áprilisig az előző évhez képest szintén magasabb lesz. Fordított a helyzet, ha a Golf-áram hőmérséklete csökken. A víz hőmérséklete helyett vehetjük a levegő hőmérsékletét is Kristiansundnál (Norvégia partvidéke), amely a Golf-áramlat hőmérsékletével párhuzamosan változik.

A Golf-áramlat hőmérsékletének változása természetesen nem hathat *közvetlenül* Európa belső részeiben a levegő hőmérsékletére. Akként lehet elképzelni a dolgot, hogy a Golf-áramlat hőmérsékletének emelkedése, megerősítvén az óceán hőmérsékleti anomáliáját, az izlandi depresszió elmélyüléséhez vagy Európa felé való eltolódásához vezet. Ezzel kapcsolatban megerősödik a meleg légtömegeknek délnyugatról, az izlandi depresszió perifériáján, Európába való beáramlása.

Bergsten és Baur legújabb kutatásai azonban teljesen váratlan eredményekre vezettek. Bergsten az 1900—1933. évek alapján kiszámította a korrelációs együtthatókat közvetlenül az Izlandtól keletre eső vizek hőmérséklete (az északi szélesség 59—61. és a nyugati hosszúság 10—30. foka között) áprilistól októberig, valamint a következő tél (decembertől márciusig) levegő hőmérséklete között Európa 18 állomása esetében (külön-külön). A korrelációs együttható a legnagyobb az Izland és Norvégia közötti szigeteken volt (Torshavn + 0,42), azonban már Stockholmban a korrelációs együttható + 0,05, Vyborgban + 0,14, Párizsban + 0,19, Bécsben pedig — 0,21 volt.

Ebből következik, hogy a Golf-áramlat hőmérsékletének nyári és őszi ingadozásai nincsenek hatással Európában a levegő téli hőmérsékletére.

Bergsten ezt azzal magyarázza, hogy a meleg atlantióceáni légtömegek Európába nem északnyugatról, a Golf-áramlat vidékéről érkeznek, hanem délnyugatról, az alacsonyabb szélességekről, ahol a hőváltozások nem mindig párhuzamosak a Golf-áramlat hőváltozásaival. Ezenkívül az általános szinoptikus helyzet az olyan években, amikor a Golf-áramlat meleg, esetleg nem kedvez a tengeri légtömegek gyakori Európába való betörésének.

Baur két időszakra: az 1861—1890. évekre és az 1890—1920. évekre eső megfigyelések alapján meghatározta a korrelációs együtthatót a novemberjanuárra eső kristiansundi hőmérsékletváltozás és a február-márciusi berlini hőmérsékletváltozások között. Azt találta, hogy az 1861—1890. évek közötti időre nézve (a Meinardus által vizsgált időszakhoz közel eső időszak) a korrelációs együttható + 0,73 volt, az 1890—1920. közötti idő esetében pedig — 0,30. Tehát a korreláció nemcsak, hogy jelentékenyen kisebb volt, hanem még előjele is megváltozott. Ebből következik, hogy Meinardusnak a mult század 60—80-as éveire megállapított eredményei egyáltalán nem felelnek meg a valóságnak a 20. századra nézve és ezeket prognosztikus célokra nem lehet felhasználni. A korreláció előjelváltozása 1900-ban következett be, ami kapcsolatban lehet az éghajlat időleges megváltozásával, ami a felmelegedés következtében körülbelül ebben az időben következett be. Ezért elengedhetetlen, hogy a korreláció kiszámításakor nagy számsorokat használjunk és a korreláció állandó voltát a sor megfelelő részekre való bontásával igazoljuk

6. A sarki tengerek jege és az európai időjárás

A nyári évszak folyamán a poláris medence felhőtlen ég esetén több napsugárzásban részesül, mint a Föld bármely szélessége. Közepes felhőzet esetében a (közvetlen és szórt) napsugárzás napi összege június 21-én a sarkon nagyobb, mint a 0—10. és 50—60. szélességi fokok között, azonban kisebb, mint a 20. és 50. szélességi fokok között. A nyári évszakban érkező hő jelentős része annak a jégtömegnek a megolvasztására szolgál, amely télen a besugárzás néhány hónapon át tartó teljes hiánya következtében keletkezik. Az északi poláris medencében évente átlagosan 40,000 km³ jégtömeg olvad meg és keletkezik újra.

A jég állapota szintén kölcsönhatásban áll a makroidőjárás jelenségeivel. Meinardus a maga idejében azt találta, hogy augusztustól februárig tartó erős atlantióceáni cirkuláció esetén a következő tavaszon Izlandnál csak kevés jég lesz, azonban New-Foundlandnál sok; gyenge cirkuláció esetén fordított a helyzet. Ílymódon a new-foundlandi nagy eljegesedés Közép-Európában meleg tavasszal (február-április), a kis eljegesedés pedig hideg tavasszal esik egybe; fordított a helyzet Izlandot tekintve.

Nyilvánvaló, hogy a légköri cirkulációnak az Atlanti-óceán fölötti megerősödése lehetővé teszi az atlanti áramlás meleg vizeinek a távolabbi északra való behatolását s íly módon csökkenti az izlandi eljegesedést. Másrészt azonban a cirkuláció megerősödése alapjául szolgál a hideg Labrador-áramlás megerősödésének, amely a jeget dél felé, New-Foundland körzetébe viszi.

V. Ju. Vize szerint az Északi-sarkvidék erősen jeges esztendeje után, amelyet a sarki jégnek a Grönland körüli tengerben az északi szélesség 67. és 71. foka közötti nagy felhalmozódása határoz meg az áprilistól és júliusig tartó időben, az izlandi depresszió meggyengülése és a norvégiai depresszió elmélyülése következik. Olyan a helyzet, mintha az alacsony nyomás területei kelet felé tolódnának el. Ennek következtében a hideg poláris légáramlások a depresszió hátoldalán dél felé, a nyugatabbra fekvő hosszúságok felé irányulnak, az azóri maximum keleti kiszögellése pedig 3—5°-kal dél felé tolódik el. A levegő hőmérséklete Észak-Izlandon már tavasszal csökken. Októberben ez a csökkenés már Skóciában is megmutatkozik, miközben a csökkenés itt erősebb, mint Izlandban. A csökkenés télen Észak- és Kelet-Európában is lezajlik (az északi szélesség 54. és 62. fokai között) Grimső-sziget (Izlandtól északra) tavaszi hőmérséklete és Észak-, valamint Kelet-Európa rákövetkező téli hőmérséklete között 37 éves megfigyelés alapján magas korreláció áll fenn. Érdekes megjegyezni, hogy a ciklonális tevékenység jeges esztendő után Európa fölött, a hideg légtömegek Európába való fokozott áramlásával együtt, a délebbre fekvő szélességekre tolódik el. Így a ciklonális középpontok száma Grimsőben decemberben-januárban (öt év alatt) a következő :

	é. sz. 50—55°	70—75°
Hűvös tavasz után ...	77	68
Meleg tavasz után.....	47	96
A különbség	+30	—28

Vize ezenkívül kapcsolatot talált még a Barentsz-tenger jégállapota és az európai bárikus eloszlás között. Ha télen (december-április) a kontinentális anticiklon és az izlandi depresszió (illetve a Leningrád-Stikkisholm közötti nyomáskülönbségek) meggyengülnek, akkor a Barentsz-tengerben áprilistól júniusig igen sok jég halmozódik fel. Megfordítva, az említett nyomáskülönbségek megnövekedésére enyhébb jégállapot következik. A jégállagnak a Barentsz-tengerben áprilistól júniusig való megnövekedése maga után vonja júliustól szeptemberig a tenger hőmérsékletének csökkenését (a korrelációs együttható 26 esztendőre — 0,77). Ezzel kapcsolatban ősszel megnövekszik a hideg levegőnek a kontinensre való betörése, a ciklonok útjai pedig dél felé tolódnak el és a ciklonális tevékenység Európa fölött kevéssé intenzív lesz.

Vize ezenkívül párhuzamosságra bukkant egyfelől a Barentsz-tenger jégviszonyai és Észak-Szibériában a hőmérséklet szeptembertől novemberig való változása között, — másrészt a kelet-grönlandi tenger jégviszonyai és Grimső 4½ évvel későbbi április-júniusi hőmérséklete között.

7. A korrelációs módszer alkalmazása a prognózisban

Az előző fejtegetések során megmutattuk, hogy a különböző meteorológiai és hidrológiai folyamatok között, valamint a meteorológiai elemek értékei között számos korrelációs kapcsolat áll fenn. Ezek közül a kapcsolatok közül néhány az összehasonlított mennyiségek egyidejű állapota között fedezhető

fel és nyilvánvaló módon prognosztikus változásokkal birhat. A kapcsolatok egész sorát speciálisan prognosztikus célokból vizsgálták. Ebből a célból elsősorban az ú. n. *sokszoros vagy többszörös korrelációt*, azaz az egyik elemnek a többi elem egész sorával való korrelációját használják fel. Elsőízben Walker kísérelte meg a meteorológiai elemek egész sorának állapota közötti korrelációs kapcsolatokat Indiában és a Föld egyéb helyein az indiai monszunos csapadékmennyiség normálistól való eltérésének a prognózisára alkalmazni. A regresszióra elsőfokú egyenleteket állított fel, amelyek bizonyos együtthatókkal szorozva a várt eltérést, mint a többi elem előző periódusban mutatott eltéréseinek összegét állítják elő.

Analóg úton jártak azután a későbbi kutatók közül is számosan. Így pl. Vize felállította a regresszió egyenleteit a leningrádi átlagos havi hőmérsékletekre; Baur a németországi évszakos és havi hőmérsékletek, valamint a csapadék összegére nézve.

Felhozzuk példának azt az egyenletet, amelyet Vize a leningrádi októberi átlaghőmérsékletre nézve állított fel:

$$\Delta\alpha_x = 1{,}38\,\Delta Arg - 0{,}40\,\Delta R + 0{,}51\,\Delta Tr_6 - 0{,}09\,Tr_{IX} + 0{,}23\,\Delta PD - 0{,}5\,\Delta Sv,$$

ahol a Δ jel a sokévi átlagtól való eltérés, α_x az októberi hőmérséklet Leningrádban, Arg a januári és februári átlagnyomás Argentinában, R a februári és márciusi középhőmérséklet Rómában, Tr_6 az átlagos nyomás februártól júliusig Tromsőben, Tr_{IX} az átlagos nyomás szeptemberben Tromsőben, PD az átlagos nyomás szeptemberben Ponta Delgadában, Sv ugyanaz augusztusban Szverdlovszkban.

Az egyenletet kiegészítő teljes korrelációs együttható 0,80. Az átlagtól való eltéréseknek az adott egyenlet alapján kiszámított előjelei az esetek 88%-ában megegyeznek a ténylegesen megfigyelt eltéréssel.

Példaként felhozzuk még a Grojszmajr által a Volga és az Ural közötti körzet késő őszi és koratéli hőmérsékletére felállított egyenletet:

$$T\left[\frac{X+XI}{2}\right] Kazán + Szverdlovszk = -1{,}8 - 0{,}57\,\Delta 1 - 0{,}15\,\Delta 2 - 0{,}01\,\Delta 3 + \\ + 0{,}40\,\Delta 4 + 0{,}63\,\Delta 5 - 0{,}22\,\Delta 6$$

Itt a baloldalon a kazáni és szverdlovszki október-novemberi átlaghőmérséklet szerepel; $\Delta 1$ a február-augusztusi kazáni átlagtól való eltérés, $\Delta 2$ a megelőző december-januári hőmérsékleti átlagtól való eltérés az indiai Lehhegyi állomáson (3506 m), $\Delta 3$ a júniusi-augusztusi csapadékátlagtól való eltérés középeurópai állomások egész sora alapján (Ausztriában); $\Delta 4$ a júliusi augusztusi hőmérsékleti átlagtól való eltérés Aberdeenben, $\Delta 5$ az április-augusztusi hőmérsékleti átlagtól való eltérés Tomszkban és $\Delta 6$ a február-márciusi hőmérsékleti átlagtól való eltérés Saint John'sban (New-Foundland).

A keresett mennyiség és az ezt megalapozó mennyiségek összege közötti kapcsolatok kiértékelését az ú. n. sokszoros korrelációs együttható (R) segítségével végzik el (lásd a matematikai statisztika tankönyveit).

Ha R nem kisebb 0,80-nál és ha az egyes korrelációk stabilitása, azaz időben való állandósága megállapítást nyert, a korrelációs módszert fel lehet használni a prognózisra. Mindazonáltal a prognózis egyetlen alapjául való felhasználása kockázatos, mivel a regresszió egyenlete sohasem öleli fel az

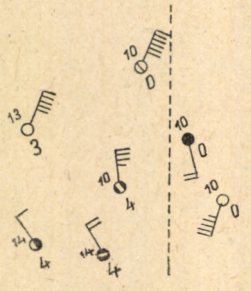
összes ható tényezőt. Ezenkívül ezen az úton csupán átlagértékeket lehet előre kiszámítani, nem pedig az időjárásnak egy adott időközön belüli menetét. Ezenkívül az összefüggéseket nem lehet mindig elsőfokú egyenletekkel kifejezni ; helyettük ú. n. sokszoros korrelációs táblázatokat kell összeállítani, amelyek jelentékenyen nagyobb megfigyelési anyagot követelnek.

F. Baur Németországban a dekádonkénti időjárásprognózis céljaira a megelőző és következő időjárás korrelációs összefüggéseit használta fel, számos évre terjedő anyagból vett makroszinoptikus analógiák kombinációjában. Ez a módszer terjedelmessége miatt nem vezetett sikeres eredményekhez.

8. Az analógiák módszere M. A. Omsanszkij szerint

Kiegészítésképpen vegyük szemügyre a prognózisnak azt a módszerét, amelyet M. A. Omsanszkij hozott javaslatba[1]; noha ez a módszer nem korrelációs, mindazonáltal szintén statisztikai módszer. Az elmult időből való analógiák rendszeres kutatásán alapul. Ezért nem analóg jellegű általános szinoptikus helyzetekről van szó, hanem *a légkörnek a bennünket érdeklő körzet közelebbi környezetében való analóg állapotairól.*

A hőmérséklet néhány nappal előre való prognózisa céljából Omsanszkij a következőképpen készíti elő az előző évekre vonatkozó megfigyelési anyagot. A központi helyzetű állomás körül (akörül az állomás körül, amelynek számára a prognózist adja) kiválaszt még néhány, pontosan hat periférikus állomást, amelyek a központi állomástól 500—700 km nagyságrendű távolságra vannak. A hálózat sugara a légtömegek naponkénti elmozdulásának nagyságrendje szerint van megállapítva. Az állomások megközelítőleg egy hatszög csúcsainak megfelelően helyezkednek el a központi állomás körül. Feltétel, hogy az állomások adatai eléggé reprezentatívok legyenek.



273. ábra. Példa Omsanszkij térképére

Ezen állomáshálózat nagy időközökre vonatkozó adatai alapján tanulmányozzák és osztályozzák a légáramlások (alapáramlások) eloszlását a prognózis körzetében. A kiválasztott hálózaton naponta 7 órakor észlelt szélsebességeket, szélirányokat és a léghőmérsékleteket kicsiny szinoptikus térképeken tüntetik fel (273. ábra) ; ezután ezeket a térképeket a szelek terének, mint egy vagy két alapáramlás terének az állomások körzetében való vizsgálata alapján formálisan, a hőmérsékleti karakterisztikától függetlenül csoportosítják. Ez pl. lehet a térkép északnyugati felén való északi áramlásnak a térkép délnyugati felén való délnyugati áramlással való kapcsolata, vagy a térkép nyugati részén lévő délnyugati átvitelnek a többi területeken való déli átvitellel való kapcsolata stb. ; hét állomás esetén összesen több mint 30 különböző típus lehetséges ; ezek közül a leggyakrabban 19 valósul meg.

A prognózis elkészítésekor mindenekelőtt azt kell meghatározni, hogy a prognózis pillanatában való helyzet az említett típusok melyikéhez tartozik (annak a napnak reggelén, amelyen a prognózist elkészítik.) Azután összehasonlítás céljából mindazokat a megelőző eseteket ki kell választani, amelyek az adott hónapban (vagy még a szomszédos hónapokban is), az adott típusra vonatkoztathatók. Ezek közül az esetek közül azután az olyanokat kell kiemelni, amikor a vizsgálat tárgyává tett esetnek nemcsak az áramlások iránya, hanem a hőmérséklet eloszlásának jellege is a legjobban megfelel. Az ilyen eseteket az adott helyzettel analóg helyzeteknek nevezzük. A kiválasztott analóg helyzetek közül mindegyik esetében ismeretes a hőmérséklet változása az illető helyzet után 1, 2, 3, 4, 5, 6 nappal. A hőmérséklet valamennyi analóg helyzet alapján meghatározott átlagos változását nyilvánvaló módon a szóbanforgó helyzetben prognózisnak lehet venni. A tapasztalat azt mutatja, hogy az ilyen prognózis átlagos hibája fokozatosan növekszik, amint a prognózis időtartama nő, de hibája lényegesen kisebb, mint a tehetetlenségen alapuló prognózis hibája.

[1] M. A. Omsanszkij 1945-ben a Nagy Honvédő Háborúban elesett.

A prognózis pontosabbá tétele céljából a kiszemelt analógiák közül három olyat kell kiválasztani, amely a központi állomás szempontjából a jelenlegi helyzethez a következő jellegzetességekben a legjobban hasonlítanak: 1. a 24 óra alatti átlagszél; 2. a hőmérsékletkülönbség a hatóállomás (lásd alább) és a központi állomás között; 3. a 7 órai hőmérséklet eltérése az átlagtól; 4. a hőmérsékletváltozás 7—13 óráig. A három legjobb analógia esetében kiszámítják a hőmérséklet átlagos változását a következő 24 órára és azt a legközelebbi 24 órára vonatkozó hőmérsékleti prognózisnak számít. Az ezután következő napokra vonatkozó prognózis, mégpedig a második naptól a hatodik napig (bezárólag) érvényes prognózis a hőmérséklet átlagos változásainak az adott hónapban való és 2, 3 . . . 6 napi különböző feltételek melletti előzetes tanulmányozásán alapul, még pedig két tényező különböző kombinációi esetében; ez a két tényező: 1. a 7 órai hőmérséklet eltérései az illető nap 24 órás átlagától és 2. a hőmérséklet prognosztizált változásai 24 óra alatt. Ezeket az összefüggéseket ú. n. prognosztikus izallotérma-grafikonokon ábrázolják s ezeket azután a prognózis céljára fel is használják.

Fentebb előkerült a »hatóállomás« fogalma. Omsanszkij szerint ezen azt az állomást kell érteni, ahonnan a levegő 24 óra alatt a központi állomásra érkezik és magával hozza hőmérsékleti jellegét. Omsanszkij statisztikai úton megállapította, hogy a hatóállomás és a központi állomás közötti irány nem egyezik meg a szél 24 óra alatti átlagirányával, hanem attól bizonyos szöggel — középértékben 38 fokkal — jobbra tér el. Úgy látszik, ez közel esik a gradiensnek megfelelő szélirányhoz, azaz a súrlódási szint feletti szél irányához.

88. §. A periodicitás kutatása a légköri folyamatokban

Az időjárás *ciklikus*, a napi és évi periódustól különböző változásainak lehetősége a következő két feltételen alapul:

1. a kozmikus (és ezenkívül egyes kutatók szerint az óceáni) jelenségeknek a légkörre befolyást gyakorló sokéves ciklusai;

2. annak a lehetősége, hogy a »normális« egyensúlyi állapot körül a megzavart légköri cirkulációban bizonyos rezgések keletkeznek. Ezeknek a rezgéseknek a periódusát az általános cirkuláció belső feltételei határozzák meg (a Föld méretei, a szárazföldek és tengerek eloszlása, a légkör fizikokémiai sajátságai stb.).

Különböző kutatók a meteorológiai elemek változásában a nagyszámú és sok napra terjedő periódusok egész sorát találták. Ezeket azonban először is nem fejezték ki mindig egyformán megbízhatóan; másodsorban még az olyan periódusok is, amelyek létezésére nézve semmiféle kétely sem merülhet fel, nem mindig következnek be és hosszúságukat tekintve nem is állandóak. Ezért helyesebb lenne, nem periódusokról, hanem csupán *ritmusokról* beszélni.

1. Símítás

A sokéves és soknapos periódusok vagy ritmusok kutatását túlnyomóan a középértékek sorának símítása útján végezzük.

Így pl. legyen adva n számú (néhányszor 10) egymásrakövetkező hőmérsékleti átlagérték: $a_1, a_2, a_3, \ldots a_n$. Azt akarjuk meghatározni, hogy a hőmérsékleteknek ebben a menetében van-e 9 éves periódus. Ebből a célból sorunkat 9-enként símítjuk, azaz meghatározzuk minden 9 egymásrakövetkező szám (a_1—a_9, a_2—a_{10}, a_3—a_{11}, stb.) átfogó középértékét. Ennek eredményeként n—8 elemből álló sort kapunk:

$$A_5, A_6, A_7, \ldots A_{n-4},$$

ahol

$$A_k = (a_{k-4} + a_{k-3} + \ldots a_k + \ldots a_{k+4}) : 9,$$

amelyből a feltételezett 9 éves periódus ki van zárva. Ha ezt az eredeti sorból a következő minta alapján kivonjuk:

$$\begin{array}{cccccccccccc} a_1 & a_2 & a_3 & a_4 & a_5 & a_6 & \ldots . & a_{n-5} & a_{n-4} & a_{n-3} & a_{n-2} & a_{n-1} & a_n \\ & & & & A_5 & A_6 & \ldots . & A_{n-5} & A_{n-4} & & & & \\ \hline & & & & B_5 & B_6 & \ldots . & B_{n-5} & B_{n-4} & & & & \end{array}$$

a $B_5, B_6 \ldots B_{n-4}$ maradéksort kapjuk.

Arról, hogy létezik-e vagy sem a keresett periódus, annak alapján győződünk meg, hogy a maradéksornak periódikus, vagy aperiódikus jellege van-e. Első esetben a periódus amplitudóját is megállapíthatjuk.

Más eljárást is lehet használni. Helyezzük el sorunkat a következő formában:

$$\begin{array}{ccccccccc} a_1 & a_2 & a_3 & a_4 & a_5 & a_6 & a_7 & a_8 & a_9 \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ a_{n-8} & a_{n-7} & a_{n-6} & a_{n-5} & a_{n-4} & a_{n-3} & a_{n-2} & a_{n-1} & a_n \end{array}$$

és alkossunk egy új sort:

$$U_1 \quad U_2 \quad U_3 \quad U_4 \quad U_5 \quad U_6 \quad U_7 \quad U_8 \quad U_9$$

amelynek minden tagja az ugyanazon függőleges mentén elhelyezkedő tagok számtani közepe, azaz

$$U_k = (a_k + a_{k+1} \ldots + a_{k+8}) : 9.$$

Ekkor kilencéves periódus esetében a középértéksorban megjelenik egy meghatározott amplitudójú hullám; viszont mindazok a periódusok, amelyek a 9 évestől különböznek, eltűnnek.

Ha a sort különböző hosszúságú periódusokkal »kipróbáljuk«, ilyen módon különböző nagyságú amplitudókat kapunk; ha ezeket olyan koordinátarendszerre visszük fel, amelyeknek tengelyei a periódus és az amplitudó, megszerkesztjük az úgynevezett *periodogrammát;* ennek a görbének a maximuma nyilvánvaló módon a legvalószínűbb tényleges periódusokra esik.

Ha igen nagy hosszúságú (évtizednyi) periódusokat keresünk, akkor célszerű nem évi átlagértékekkel, hanem pl. 5 éves középértékekkel dolgozni.

A tényleges periódusokon kívül ilymódon tisztán véletlenszerű periódusokat is lehet találni. Minél nagyobb mértékben mulják felül a kapott amplitudók a csupán véletlenül fellépő amplitudókat (amelyeket a valószínűségszámítás elmélete alapján számítottunk ki), annál nagyobb a meghatározott periódusoknak a valóságban való beigazolódása. Annak a valószínűsége, hogy a periódikus sor amplitudója k-szorosa a matematikai remény alapján meghatározott amplitudó nagyságának: $W(k) = e^{-\frac{\pi}{4}k^2}$

Ha pl. a bennünket érdeklő amplitudó 1,5-szer mulja felül a matematikailag remélhető amplitudót (amelyet közelítőleg a periodogramma közepes ordinátájával lehet előállítani),[1] akkor annak a valószínűsége, hogy a meg-

[1] Pontosabban meg lehet határozni értékét, ha a középérték kiszámításánál a periodogrammából kizárjuk azokat a periódusokat, amelyek realitásáról meg vagyunk győződve.

határozott periódus véletlen jellegű, egyenlő 0,17-tel. Ha az előbbi érték kétszerese az utóbbinak, akkor az említett valószínűség már csak 0,04, míg ha az előző érték a másodiknak háromszorosa, akkor a valószínűség 0,0008. Schuster a periódus realitásának megállapítására elegendőnek tartja, hogy véletlen keletkezésének valószínűsége kisebb legyen 10^{-3}-nál. Minél hosszabb a sor, annál kisebb a valószínűsége annak, hogy véletlenül keletkezzenek periódusok.

Nem időzünk el most a légköri tevékenység sokéves (11 éves, 35 éves, 44 éves stb.) ciklusainak leírásánál, mivel azok inkább az éghajlat, nem pedig az időjárás ingadozásaihoz tartoznak. Csupán a soknapos periódusok kérdésére térünk ki.

2. A légnyomás soknapos periódusú ingadozásai

Feltehető, hogy a nyomásváltozások szeszélyes képében szabályszerű ingadozások kapcsolatával van dolgunk.

Már a mult század végén történtek kísérletek elméleti meggondolások alapján a szinoptikus térképeken mutatkozó bárikus rendszereknek a nyomási hullámok egymásra rakodása útján való értelmezésére. Azután a szerzők egész sora kutatta elméletileg és tapasztalati úton a nyomás periódikus változásait és ugyanakkor a többi meteorológiai elem változását is. Defant kb. 6, 8, 12 és 24 napos periódusú csapadékingadozásokat talált ; a periódusok tehát úgy viszonylanak egymáshoz, mint $1 : \frac{1}{2} : \frac{1}{3} : \frac{1}{4}$. Ugyanezeket a periódusokat vették észre később a nyomásra nézve Lipcsében Weickmann és mások. Clayton és L. A. Danilov szintén azt tartották, hogy a légköri folyamatok különböző elemi hullámok egymásrarakodásának eredményei, amelyek egymással interferálva gyökeresen új bárikus helyzeteket hoznak létre. Az összes lehetséges nyomáshullám azonban egyidejűleg figyelhető meg. Ezek hirtelen megszünhetnek, vagy pedig fokozatosan lecsillapodhatnak. Számos állomás nagyszámú barogrammja alapján meghatározták a nyomáshullámok uralkodó periódusait, még pedig kb. 2, 4, 6, 8, 16 és 32 napban. A nyomáshullámok legalaposabb kutatásait 1925-től kezdve Lipcsében Weickmann és munkatársainak sora végezte.

A nyomás változásának hullámösszetevőkre való szétbontására főként az általunk előbb már említett símítás módszerét használják. Lipcsében ebből a célból a *harmonikus analízist* alkalmazták. Ennek alkalmazásához azonban arra van szükség, hogy előzőleg meggyőződjünk arra nézve, hogy

1. az a folyamat, amelyet a harmonikus analízis segítségével felbontunk, hullámszerű folyamatok kapcsolatából áll ;

2. ezek a periódikus folyamatok sinusos rezgések, gyakorlatilag állandó periódussal és amplitudóval ;

3. a periódusok racionális viszonyban vannak egymással ;

4. az az időköz, amely alatt a folyamat menetét tekintjük, legalább is közelítőleg az elemi rezgések félhullámhosszának egészszámú többszöröse.

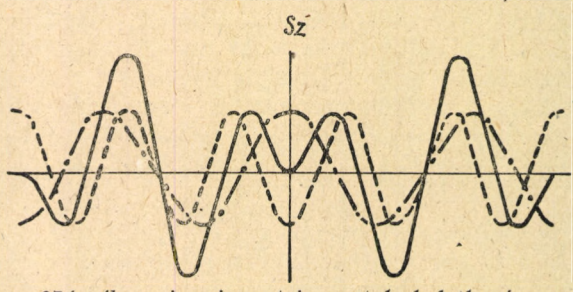
Ha minderről nem vagyiink meggyőződve, akkor tisztán formális jellegű eredményt is kaphatunk : elemi sinusvonalakra fel lehet bontani majdnem minden görbét, ezeknek a »hullámoknak« azonban semmiféle fizikai értelme, semmiféle realitása nincsen. Általábanvéve *a légköri folyamatok bár-*

milyen fajta periodicitásának realitására nézve az a legjobb bizonyíték, ha sikerül megadni ennek a periodicitásnak a fizikai okait.

Weickmann bebizonyította, hogy a légnyomás változása legalább is az esetek egész sorában, elemi hullámokból áll, amelyek kielégítik a fentebb említett 2. és 3. számú feltételt. Ez igazolja a harmonikus analízisnek alkalmazását a nyomásváltozás szétbontására. Ez a bizonyíték vezetett el a légnyomás menetében az ú. n. szimmetriapontok felfedezéséhez.

3. A szimmetria-pontok

A légnyomás valamely meghatározott helyen és a napok során át való változásának görbéjén gyakran olyan pontokat lehet találni, amely pontokhoz viszonyítva a görbe közelítőleg szimmetrikus : a görbének az ilyen *szimmetria-pont* egyik oldalára eső része tükörképe a másik részének. Ennek a jelenségnek a magyarázatára fel kell tenni, hogy a nyomási görbe *elemi sinusvonalak összegéből áll, amelyek periódusai rendkívül különbözők, de racionális viszonyban vannak egymással.* Ennek a feltevésnek alapján a szimmetriapontoknak ott



274. ábra. A szimmetria-pontok keletkezése

kell feküdniök, ahol az összes részrezgésnek vagy legalább is a nagy amplitudójú rezgéseknek vagy a szélső értékei vagy a zérus értékei összeesnek (274. ábra). Az első esetben — a szélső értékek összeesésének esetében — a szimmetria a görbének az ordinátatengelyre vonatkoztatott tükrösségében jut kifejezésre és a szimmetriapontot *egyszerűnek* nevezzük. A második esetben — amikor a zérus értékek egyeznek meg egymással — *kettős* szimmetriapontot kapunk : ebben az esetben a görbének a pont által elválasztott szakaszainak egyesítésére kétszeres tükröződésre : az ordináta- és az abszcisszatengelyre vonatkoztatott tükrözésre van szükség.

Érthető, hogy a görbe két részének teljes megegyezéséről nem lehet szó, mivel ez a folyamatoknak az időben való teljes homogenitását és mindenféle nem-periódikus összetevő teljes hiányát tételezné fel. Csupán közelítő megegyezésről, főleg a görbe maximumainak és minimumainak megegyezéséről van szó.

A görbe két részének hasonlósági fokát mennyiségileg is ki lehet fejezni, ha meghatározzuk az eredeti és a tükrözött görbe $r = \frac{\Sigma xy}{\sqrt{\Sigma x^2 \Sigma y^2}}$ korrelációs együtthatóját. Amint a szimmetriaponttól távolodunk, a hasonlóság egyre kisebbé válik ; ennek következtében r értéke a figyelembevett görbeszakasz hosszától függ. Mildner ezért úgynevezett korrelációs görbéket szerkesztett, amelyek r értékét a különböző hosszú szakaszoknak megfelelően grafikusan

tüntetik fel. Tekintetbe kell még venni, hogy a nyomás elemi ingadozásainak télen megnövekedett légköri cirkuláció esetén nagyobb sebességük van, mint nyáron. Ez kifejezésre is jut a görbe szimmetriájának mértékében, ha a szimmetrikus pontok az átmeneti évszakra esnek. Ezért a görbét felbontása előtt »megnyujtása« vagy pedig »összenyomása« útján »egységes helyzetváltoztatási sebességre« azaz tükörképével kielégítő megegyezésre kell visszavezetni.

A legvilágosabban kifejezésre jutó és prognosztikus szempontból is a legértékesebb szimmetria pontok decemberre és januárra esnek.

Ha a bonyolult görbe számos egymáshoz közel eső hosszúságú hullámból áll, akkor ezek szélső értékének összeesése ritkán következik be és a görbe huzamos időn át csupán egyetlen szimmetriapontot mutat. Nyáron, amikor számos gyengén megnyilvánuló rövid rezgés uralkodik, szimmetriapontok egyáltalán ritkán találhatók. Télen azonban gyakran csupán két hullámnak van uralkodó jelentősége ; ekkor, ha a szélső értékek egyszer már összeestek, akkor már a nagyobb hullámhosszú összetevőrezgés félperiódusa mulva újabb összeesést és ennek következtében új szimmetriapontot fogunk találni.

A szimmetriapontok nagyrésze alkalmas a nyomásváltozás prognózisára, legalább is egy hónapnyi időtartamra, néha azonban hosszabb időközre is. Mivel a szimmetria főként hosszú periódusú hullámokon nyugszik, ezért a görbék megegyezése elsősorban azok legjelentősebb tulajdonságaival, a makrováltozásokkal vannak kapcsolatban. Ha viszont a szimmetriapont lehetővé teszi az anticiklonális periódusnak vagy a depresszió áthaladási idejének előre való meghatározását, akkor ezt a módszert elég nagy eredménnyel lehet használni.

4. *Szimmetria-tartományok*

A szimmetriapontok felfedezése után felmerült az a kérdés, hogy van-e ennek a pontnak jelentősége arra a *körzetre* nézve, amely szomszédos azzal a hellyel, amelyre a szimmetriapontot meghatároztuk. Mivel a nyomás menete még az egymástól nagy távolságra lévő szomszédos állomásokon is igen egyforma, viszont a hullámok legkisebb periódusai kb. 2—4 naposak, ebből következik, hogy adott helyre meghatározott szimmetriapont lényeges eltolódások nélkül érvényes az adott hely körüli sokszáz, sőt ezer kilométeres tartományra nézve is.

Nagy területen, mint pl. egy egész szárazföld vagy félgömb esetén természetesen nem várható, hogy a szimmetria egyformán jut kifejezésre valamennyi állomáson és hogy a szimmetriapontok időben összeesnek egymással. Kiderült, hogy a Földön vannak olyan területek, amelyeken lévő állomások nyomási görbéi igen jó szimmetriát mutatnak és vannak más olyan területek, ahol megfelelő szimmetriáról, vagy általában szimmetriáról nem lehet beszélni. Két világosan kifejezésre jutó téli szimmetriapont esetében Hamburgban kiderült, hogy ugyanabban az időben jól felismerhető szimmetriapontok voltak megfigyelhetők elsősorban az Északi-tengeren, Németországban, Ausztriában és a Balkánon. Ha pedig megengedjük a szimmetria napjának az időben való eltolódását, akkor a szimmetria területe jelentékenyen kiszélesedik. 1923—24. telén az egész északi poláris medencére kiterjedt (miközben 24 napos hullám uralkodott, lásd alább) ; 1924—25. telén az optimális szimmetriatartomány főképpen a mérsékelt szélességeken koncentrálódott (mivel a középső szélességeken 36 napos óceáni-kontinentális hullám uralkodott).

5. A nyomás legfontosabb soknapos hullámai

Amint a fentebb kifejtettek alapján világos, két szimmetriapont közötti távolság az ingadozások egész számú félhullámhosszával egyenlő. Téli időszakban az alapvető szimmetriapontok közötti távolság hossza 70 napnyi nagyságrendű. Jobb azonban a harmonikus szétbontás alapjául 72 napos intervallumot feltételezni; ebben az esetben az összetevő rezgések többségének hullámhosszát egész számokkal lehet kifejezni. A gyakorlat számára nem a különböző hullámok periódusainak pontos matematikai ismerete, hanem fizikai realitásuk és az időjárás szempontjából való értelmük a fontos.

Ha elvégezzük a görbéknek a szétbontását a különböző állomásokra, a kapott amplitudókat és fázisokat feltüntethetjük a térképen és akkor megkapjuk a hullámok térbeli képét.

Az időjárás általános jellegét nagy időközökre meghatározó hosszú periódusú hullámok közül leginkább a 24, a 36 és a 20 naposat vizsgálták.

A nyomás *24 napos* hulláma tisztán troposzférabeli folyamat. Ez a hullám általábanvéve délfelé halad túlnyomóan néhány uralkodó iránynak megfelelően (amint ezt az 1923—1924. évi tél megmutatta). Ilyenek a Grönlandtól az Azori-szigetekig, az Északi-Földtől Mongóliáig, a Csukcs-félszigettől a Hawai-szigetekig és Észak-Amerika sarkvidéki tájaitól a Mexikói-öbölig mutató irányok. Ilyenkor a hullámok amplitudói a délfelé haladtukban csökkennek. Mindebből az következik, hogy a nyomás 24 napos ingadozása a poláris szélességek vidékén veszi kezdetét és főként ott nyilvánul meg. Kapcsolatos vele egy 24 napos hőmérsékleti ingadozás, amely ugyanolyan irányban terjed és amelynek szintén csökken az amplitudója, miközben a nyomás növekedése a hőmérséklet csökkenésének felel meg. A 24 napos hullám amplitudója a magassággal gyorsan csökken. Ebből következik, hogy a hullám a troposzféra alsó felében periódikusan ismétlődő arktikus betörések következtében keletkezik. Schwerdtfeger kiszámította, hogy az arktikus front mentén mintegy 20 fok hőmérsékletkülönbségre van szükség, hogy a front stabilitása megbomoljék és a hideg légtömegek az alacsony szélességekre betörjenek. Az az idő, amelynek folyamán ez a hőmérsékletkülönbség a mérsékelt szélességekre előzőleg behatolt arktikus levegő és a friss arktikus levegő között »felhalmozódik«, 19—25 napnak adódott, amely érték igen közel van a ténylegesen megfigyelt periódushoz.

A *36 napos* hullám, amelyet a 24 naposszal együtt 1923—24. telén figyeltek meg, túlnyomóan a szélességi körök mentén kelet-nyugati irányban terjed. Ezt a hullámot a légkör szabad ingadozásaihoz lehet sorolni, amelyeket a maga idejében Margules elméleti úton számított ki.

A magasság növekedésével a 36 napos hullám amplitudója növekszik. Az 1923—24. év telén e hullám amplitudóinak az Északi-félgömb fölötti eloszlása megmutatta, hogy az óceán-kontinens rendszerben álló hullámzás jellege van. Az említett tél folyamán a magas amplitudók két közeleső, ellenkező fázisú köralakú területe volt megfigyelhető, az egyik Irország és Észak-Spanyolország között, a másik a Szovjetunió európai területe fölött. Ez azt jelentette, hogy az anticiklon a félperiódus folyamán a Szovjetunió területe fölött majdnem stacionáriusan helyezkedett el, a Keleti-Atlanti-óceán fölött pedig ugyanannyi ideig alacsony nyomás uralkodott. A szélső értékek abszolút értékei ugyanekkor eleinte mindkét körzetben kicsinyek voltak, később megnövekedtek, majd pedig újból lecsökkentek. Később az anticiklon közép-

pontja gyorsan az Atlanti-óceán partjai felé mozdult el, keleten pedig helyét depresszió foglalta el. A periódus második felében a nyomás eloszlása ismét stacionárius volt, de most már ellenkező előjelet mutatott.

A nyomás és a hőmérséklet 20 napos hulláma analóg jellegű a 24 napossal ; az a körzet azonban, ahonnan a hullám terjedése kiindul, a sarkhoz képest excentrikusan helyezkedik el. Úgy látszik, hogy itt a 24 napos hullámnak a légkör saját rezgésének befolyása következtében keletkező módosulatával van dolgunk ; a légkör rezgésének befolyása abban mutatkozik meg, hogy a 24 napos hullám periódusát csökkenti. A hullám délkörmenti terjedésével együtt kelet-nyugati irányú terjedés is megfigyelhető, ami lehetővé teszi, hogy ezt a hullámot is a Margules-féle hullámok egyikének fogjuk fel.

Kevésbbé részletesen kutatták fel a nyomás 2—4 napos ingadozásait, amelyek nagyobbrészt a 24 órás izallobárok süllyedési és emelkedési területeit hozzák létre. Ismeretes ezenkívül a 6—8 napos hullám is, amely azonban a nyomás eloszlását aránylag kismértékben változtatja meg.

6 A csapadék periodicitása

Defant a csapadék rövid periódusú ingadozásait a mérsékelt szélességű körzetek egész sora fölött vizsgálta. Egy elég nagy körzet valamennyi állomása által mért csapadék összegének középértékét vette ; az így kapott görbéket a simítás módszerével dolgozta fel. A következő periódusokat kapta (napokban) :

Déli-félgömb (Ausztrália—Argentina)	Északi-félgömb (Amerika—Európa—Japán)	Arányuk
7,2	5,7	1,26
12,1	8,7	1,39
16,6	12,7	1,31
31,2	24,5	1,27
	középértékben	1,31

Nyáron a periódusok hosszabbak, télen rövidebbek. Az ingadozások térbeli eloszlásából kiderül, hogy a csapadék »hullámok« nyugatról kelet felé azonos nagyságrendő sebességgel mozognak mind a négy hullámhossz esetében, még pedig az Északi-félgömbön középértékben naponta 14,5 szélességi fokkal azaz a 45. szélességi fok fölött kb. 47 km/óra-val. Nyáron ez a sebesség kisebb, mint télen. A Déli-félgömbön a közepes sebesség naponta 11 szélességi fok, azaz 1,32-szor kisebb, mint az Északi-félgömbön.

A periódus hossza és helyzetváltozás sebesség alapján kiszámított valamennyi hullámhossz a földterület egész számú hányadosa. A leghosszabb hullám a Föld kerületének, a következő annak felének, majd harmadának és negyedének felel meg. Ily módon a hullámhosszúságok az Északi- és a Déli-félgömbön úgy aránylanak egymáshoz, mint maguk a periódusok, azaz mint $1 : \frac{1}{2} : \frac{1}{3} : \frac{1}{4}$. A legkisebb periódus esetén mindegyik félgömbön négy hullám (négy maximum és négy minimum), míg a 25 napos periódus esetén (az Északi-félgömbön) a Föld egész kerületét átölelő egyetlen hullám figyelhető meg.

Az Északi-félgömbön olyan hullámnak is vannak jelei, amelynek periódusa három napos és hossza kb. 45°.

G. A. Plotnyikov (1938.) Kiev körzetében 17 évre vonatkozólag elemzésnek vetette alá a nyári évszakban a csapadékot és azt találta, hogy a Defant-féle periódusok tényleges bekövetkezésének nincs nagyobb valószínűsége, mint a többi periódusok sorának (3, 5, 7, 11, 35 napos periódusok). Schuster kritériuma szerint azonban sem a Defant-féle, sem pedig a többi periódus nem emelhet igényt fizikai realitásra és ha a csapadékhullás folyamatában van is valamilyenfajta periodicitás, akkor az távolról sem alapvető, hanem egy másik jóval bonyolultabb függvény rendkívül kicsiny komponense.

Schuster kritériumának itt a

$$k = \frac{A}{\sigma \sqrt{\frac{\pi}{n}}} > 3$$

egyenlőtlenséget nevezik, ahol A az amplitudónak a szóbanforgó periódusra meghatározott értéke, σ a négyzetes átlagos eltérés és n a sor elemeinek száma. Ha a periódus amplitudója és vele együtt maga a periódus is megfelel a valóságnak, akkor ennek az egyenlőtlenségnek teljesülnie kell.

7. *Clayton prognosztikai kisérletei*

Clayton (az USA-ban) a távprognózis metodikáját sokévi tapasztalat alapján dolgozta ki. Ennek az eljárásnak alapjául a nyomás, a hőmérséklet és a csapadék változásában vonatkozó periodicitás (pontosabban ritmika) kutatását tette, ezen elemek sokhavi és sokévi görbéjének símítása útján, főként az átfogó középértékek segítségével. Ezt a műveletet az amerikai állomások egész hálózatára vagy pedig az egész Északi-félgömbre nézve végzi el; ezután minden egyes jelentékeny periódikus ingadozás esetében a hálózat valamennyi állomására nézve az átlagértéktől való egyidejű eltéréseket talál. Ezeket az eltéréseket térképeken tünteti fel. Egy és ugyanazon ingadozás ugyanabban a pillanatban a különböző állomásokon különböző fázist mutat, ezért különböző abszolút értékek mellett az átlagértéktől való eltérések egyes állomásokon pozitívok, más állomásokon negatívok lesznek. A pozitív és negatív eltérést mutató körzetek zárt területeket alkotnak, amelyek a ciklonok és anticiklonok vagy az éghajlati hatásközpontok méreteivel hasonlíthatók össze. Ezeket a térképen az egyenlő eltérések zárt izo-vonalai tüntetik fel. A pozitív eltérésű területeket Clayton Arktovszkij nyomán *pleionoknak*, a negatív eltérésű területeket pedig *meionoknak* nevezi. A területeket együttesen *meiopleionoknak* lehet nevezni.

A tapasztalat azt mutatja, hogy a meiopleionok a Föld különböző körzeteiben keletkeznek, illetve megszűnnek és az idő folyamán különböző sebességgel változtatják helyüket. A sebességük többé-kevésbbé fordított arányban áll az ingadozás periódusának hosszával. A meiopleionok helyváltoztatási irányai szintén különbözőek. A rövid periódusú meiopleionok rendszerint nyugat-keleti irányban mozognak; a hosszabb periódusú meiopleionok egyéb irányokban, többek között kelet-nyugati irányban is mozoghatnak. A meiopleionok mozgásában vannak bizonyos törvényszerűségek, amelyek lehetővé teszik ezeknek a mozgásoknak extrapolációját bizonyos időközre.

Az extrapoláció javítására és időtartamának megnövekedésére Clayton a meiopleionok keletkezési centrumai és viselkedése között összefüggéseket állapít meg; ugyanabból a célból összefüggést állapít meg az említett keletkezési centrumok, valamint a napállandó periódikus ingadozásai között is.

Az utóbbi időben Clayton egy némileg módosított, egyszerűbb módszert használ, amely úgy látszik, a gyakorlatban jobban felhasználhatónak bizonyul. Először lerajzolja a meteorológiai elemek különböző helyzetek szerinti símított görbéit és azokat összehasonlítja a napállandó változásának símított görbéivel. Ez megkönnyíti a meteorológiai elemek ingadozásainak extrapolációját a különböző állomásokra. Ezután a különböző összetevők extrapolált értékeit (a középértéktől való eltéréseikben) minden egyes állomásra külön-külön összegezi; ilyen módon megkapja a középértéktől való eltérésben az illető elemnek a szóbanforgó állomásra vonatkozó jövőbeli értékét. Az extrapolációnak az egész állomáshálózatra kapott eredményeit a térképen tünteti fel, amely az

illető meteorológiai elem (középértékétől eltérő) jövőbeli eloszlását mutatja be a vizsgált körzet fölött. Clayton lehetőnek tartja, hogy ezen az úton prognózist lehet adni egy hétre, sőt egy hónapra előre.

Clayton módszere nem talált általános elfogadtatásra és, úgy látszik, gyakorlati szempontból sem vezetett lényeges eredményekre. Vannak olyan vélemények is, hogy a napállandó naponkénti ingadozásai, amelyek Clayton rendszerében fontos szerepet játszanak, csupán fiktív ingadozások és csak a mérési módszerek korlátolt pontosságával függenek össze.

Távprognózisra irányuló kísérleteket a meteorológiai elemek változásában megnyilvánuló periódusok (pontosabban ritmusok) kutatásának segítségével a ritmikus összetevő símításakor és extrapolációjának módszerével L. A. Danilov és F. A. Kondratyev is végzett a Szovjetunióban. A gyakorlat szempontjából lényeges eredményekhez azonban ők sem jutottak el.

89. §. B. P. Multanovszkij iskolájának prognózisai

B. P. Multanovszkij és tanítványai elsőízben dolgoztak ki olyan eljárásokat, amelyek segítségével szinoptikus alapon a természetes periódusra, évszakra és hónapokra vonatkozó időjárásprognózisokat állítottak elő; ezeket a módszereket évek során át alkalmazták a Szovjetunió hidrometeorológiai szolgálatában. Külföldön mindezideig az 5—6 napnyi időközre szóló szinoptikus alapon épülő rendszeres prognózisokra nézve még csak kísérletek történtek; egyhavi és még hosszabb időtartamra vonatkozó prognózisokat is csak a Szovjetunióban adnak. A Multanovszkij-féle módszer technikai alapját a bárikus centrumoknak a természetes periódusra, évszakra stb. vonatkozó gyüjtőtérképei adják. Épp ezek azok a térképek, amelyek alkalmasak az extrapoláció prognosztikus céljaira, ezeknek alapján kutathatók fel a folyamatoknak az előző évekre vonatkozó analógiái, ezeket össze lehet hasonlítani a tengelyek és a különböző időjárási jelenségek gyüjtőtérképeivel. A Multanovszkij-féle módszer szerinti prognózis készítésénél fontos kiegészítő, eljárás a »ritmusok« és »fázisok« felhasználása. Ezeknek a fogalmaknak a jelentését a továbbiak során adjuk meg.

1. A ritmusok

B. P. Multanovszkij szóbeli közlése szerint a légkörben meghatározott, de nem teljes pontossággal megegyező időközök lefolyása alatt analóg cirkulációs mechanizmusok ismétlődnek meg. Az ilyen »ritmusosság« tárgyai a légkör hatás-középpontjai, a ritmika megnyilvánulásának időbeli alappontjaiként pedig a magasnyomású területeknek az ultrapoláris trajektóriák mentén való betörései szolgálnak, amely trajektóriák megbontják a bárikus képződmények nyugat-keleti irányú normális mozgását. Igy hangzik a ritmikának az a meghatározása is, amelyet B. P. Multanovszkij nyomán Sz. T. Pagava ad. Lényegébenvéve közeli rokonságban vannak ezzel a meghatározással G. Ja. Vangengeim és T. A. Gyuletova korábban (1935.) adott meghatározásai is. Vangengeim szerint ritmikán *»a meghatározott, de egymással nem teljes pontossággal megegyező időközökben az analóg szinoptikus helyzethez való visszatéréseket* értjük«. Gyuletova szerint a ritmika jelensége abban áll, hogy »határozottan kifejezésre jutó ultrapoláris behatások után meghatározott idővel ismét megfigyelhetjük a folyamat jellegzetes vonásainak jelenlétét.«

Az alábbiak során idézendő példában analóg mechanizmusok ilyenfajta váltakozásával fogunk találkozni: szeptember, november, február, április

(november után öt nappal) és így tovább, azaz 5, 3, 5 stb. hónapos időközökkel. Egy bizonyos idő után ez a változás megszakad. Ezenkívül felléphetnek magán a folyamaton belül is szakadások, mivel nem valamennyi ultrapoláris behatás mutatkozik alappontnak.

Sz. T. Pagava szintén megállapított bizonyos törvényszerűségeket a folyamatoknak a kiinduló mechanizmus és a ritmusok alapján nyert analóg mechanizmus közötti időközökben való fejlődésére vonatkozólag. Az ilyen fajta fejlődésnek két típusa figyelhető meg: 1. a kiinduló és analóg mechanizmus közötti időközöknek mintegy a felében egy olyan cirkulációs mechanizmus keletkezik, amely a kiindulónak megfordítottja, (azaz a bárikus terek előjeleinek eloszlása ellentétes). 2. Ennek az időköznek mintegy a felében olyan cirkulációs mechanizmus figyelhető meg, amely az eredetivel analóg. Ily módon az analóg mechanizmusok megjelenése közötti időköz esetekben még megrövidül. Megállapította továbbá, hogy ha a folyamatok az első típusnak megfelelően fejlődnek, akkor az időköz végén megjelenő analóg mechanizmusban nem lép fel ugyanattól a centrumtól, azaz ugyanazon tengely szerinti alappont-hatás, mint az eredeti mechanizmusban. Ha azonban a második típusnak megfelelő a fejlődés, akkor az időköz végén fellépő analóg mechanizmusban aszerint lesz vagy nem lesz alapponthatás, hogy nem volt, vagy volt-e ilyen az időköz közepét jellemző analóg mechanizmusban.

A többi részletre nem térünk ki; ezeknek a ritmusoknak a kutatása prognosztikus célokból bir gyakorlati jelentőséggel. Az analóg cirkulációs mechanizmusok változásának fentebb említett szkémája harmóniájával mély hatást gyakkorol, ugyanakkor azonban bonyolultsága miatt kissé mesterkéltnek tűnik; fizikai magyarázatra mindezideig még nem talált. Pagava által végzett statisztikai igazolás alapján az említett ritmusok realitását bizonyítottnak lehet tekinteni.

Analóg cirkulációs mechanizmusokon itt olyan mechanizmusokat értenek, amelyek esetében az elemi szinoptikus folyamatok gyüjtő-kinematikus térképein a fő bárikus terek egyforma földrajzi eloszlásai és a fő bárikus képződmények mozgásának egyforma irányítottságai megmaradnak. A mechanizmusok teljes megegyezése természetesen lehetetlen, már csak azért is, mivel a folyamatot meghatározó valamennyi tényező nem ismétlődhetik pontosan ugyanolyan kombinációban; azt is tekintetbe kell venni, hogy az évszakok váltakozása a jelleg szerint igen közeleső mechanizmusokra rá fogja nyomni a maga évszakos bélyegét.

Alappontoknak vagy alappontos hatásoknak, amelyek a ritmika megnyilvánulása esetén kiindulópontul szolgálnak, a hideg légtömegek ultrapoláris betörései tekinthetők, amelyek bárikusan az anticiklonban vagy legalább is annak gerincén »alakulnak« ki. Ritmikus ismétlődéseknél azonban ezeken kívül nem-alappontszerű hatások is megfigyelhetők, amikor a hideg légtömegeknek a ciklon hátoldali görbülete nem nyújt világosan kifejezésre jutó anticiklonális képződményt. Az az időköz, amelyen belül a visszatérés az »analóg cirkulációs mechanizmushoz« végbemegy, egyenlő 3 és 5 hónappal ± 2 nappal, ha a hónapot 30 naposnak számítjuk. Ezért három- és öthónapos ritmusokról szoktak beszélni. Multanovszkij eredetileg feltételezte még egy 2¼ hónapos ritmus létezését is, amely valószínűleg a három-, illetve öthónapos ritmus leszármazottja s így elejtette.

Pagava azt állítja, hogy 1943-ban még egy négyhónapos ritmust is talált. Ez a következő jellegű: ha a természetes szinoptikus körzet térségében olyan szinoptikus folyamat figyelhető meg, amely kvázistacionárius magas anticiklonnal kapcsolatos, akkor kb. négy hónappal azelőtt vagy négy hónap múlva (120 ± 2 nap) analóg folyamat vált vagy válik majd megfigyelhetővé.

Sz. T. Pagava nyomán felhozunk egy példát, amely megmutatja, hogy miként megy végbe a három- és öthónapos ritmusú cirkulációs mechanizmusok (ritmikus) ismétlődése. Tegyük fel, hogy 1946. november 12. és 16. között alappontszerű ultrapoláris hatás következett be. Ebben az esetben vagy ugyanebben az évben augusztus 14. és 18. között a cirkulációs mechanizmus analóg jellegű volt ezzel a cirkulációs mechanizmussal (esetleg alappontszerű hatás nélkül), vagy ha ez nem mutatkozott akkor az analógmechanizmus 1947. február 10-től 14-ig fog fellépni. Ezenkívül az említettel analóg jellegű cirkulációs mechanizmus vagy öt hónappal ezelőtt a periódus előtt volt megfigyelhető vagy öt hónap múlva válik megfigyelhetővé.

Tegyük fel, hogy az eredeti mechanizmussal analóg mechanizmus három hónapos ritmusban február 10. és 14. között vált megfigyelhetővé és ezenkívül alappontszerű ultrapoláris hatás is jelentkezett. Ebben az esetben, mivel ezzel a mechanizmussal analóg mechanizmust három hónappal korábban már megfigyeltünk, három hónappal a februári mechanizmus után analóg mechanizmus nem fog fellépni. A februári mechanizmust azonban öthónapos ritmus megnyilvánulásának alappontjaként is felfoghatjuk. Ez azt jelenti, hogy a vele analóg mechanizmust vagy 1946. szeptember 13. és 17. között figyelték meg, vagy 1947. július 9. és 13. között fogják megfigyelni stb. Minden újból adódó mechanizmus, ha alappontszerű hatással kapcsolatos, valamilyenfajta ritmus megkeresésének céljából a számítás kezdőpontjaként szolgálhat.

2. *A szinoptikus folyamatok fázisai*

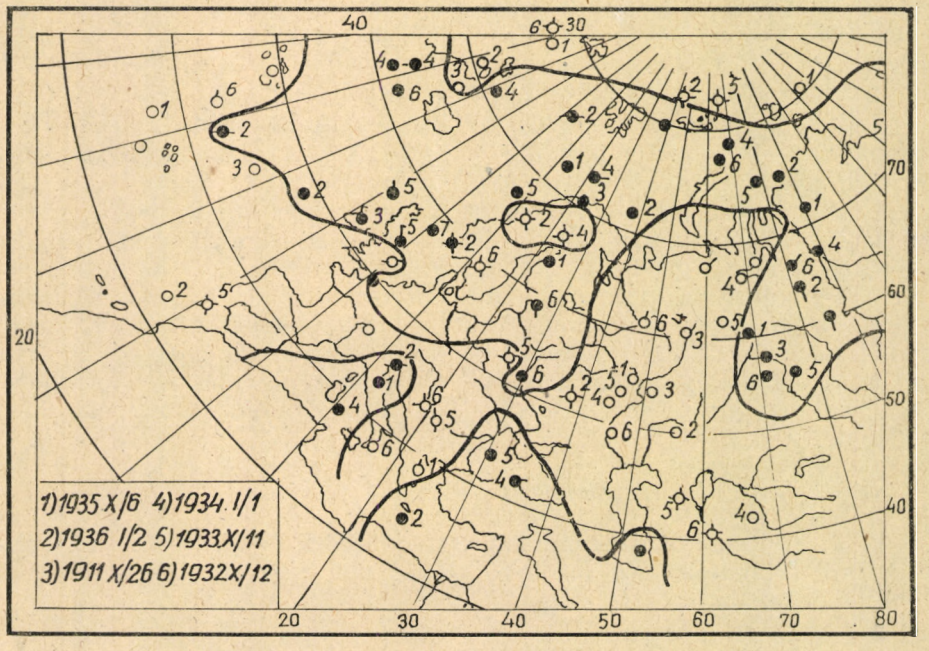
B. P. Multanovszkij és munkatársai a légköri munkafolyamatok egész sorára nézve találtak még bizonyos törvényszerűségeket, amelyekre azok időbeli fejlődését határozzák meg.

A folyamat fejlődésének bizonyos időn keresztül való nyomonkövetésekor tanulmányozták ennek a fejlődésnek a szakaszait, azaz azokat a cirkulációs típusokat és mechanizmusokat, amelyek váltakozása az illető folyamatot létrehozza. A makrofolyamat fejlődésének ezek a jellegzetes szakaszai a folyamat *fázisának* elnevezését kapták; ugyanekkor beigazolódott, hogy egy adott típus különböző eseteiben a fázisok egymásrakövetkezése egyforma, időtartamuk azonban meglehetősen szűk keretek közé van szorítva. A fázisokat nem lehet különálló szinoptikus helyzetekre visszavezetni: ezek elemi szinoptikus folyamatok, a jellegzetes szinoptikus helyzetek pedig csupán meghatározott momentumok a fázisok fejlődésében.

Valamely fázisról, vagy bizonyos fázis meghatározott momentumáról konkrét képzetet a gyüjtőtérkép ad, amelyen fel vannak tüntetve a bárikus középpontok helyzetei az olyan esetekben, amikor az illető fázis, vagy annak bizonyos momentuma megvalósult. »A fázisok sorozatait« eddig két olyan folyamattípusra állapították meg, amelyek ónos eső keletkezéséhez és három olyanra, amelyek zivatarokhoz vezetnek, továbbá a karatengeri behatásokra, valamint meleg télelőkre és telekre nézve.

A sorozat elején álló fázist »a veszély fázisának« nevezik ; a »veszélyt«, mint meghatározott szinoptikus helyzetet átlagosan kb. egy hónappal a tanulmányozott folyamat vagy jelenség bekövetkezése előtt állapítják meg. Azt állítják, hogy a »veszélynek« közös vonásai vannak azzal a szinoptikus helyzettel, amikor a jelenség bekövetkezik.

Például a nyugati típusú ónos eső esetén a veszély, mint jellegzetes szinoptikus helyzet, átlagosan 30 nappal az ónos eső fejlődésére kedvező szinoptikus helyzet bekövetkezése előtt lép fel. Az előkészítő folyamat, azaz a veszély fázisának a kezdete a veszély bekövetkezése előtt 3—5 nappal indul meg. A veszély fázisát (275. ábra) a Szovjetunió európai területének déli része fölött magas nyomás és az Atlanti-óceánon Izland és Norvégia



275. ábra. A nyugati ónos eső fázisának gyüjtőtérképe

partjai fölött ciklonális tevékenység jellemzi ; északon a Barentsz-tenger felől a Kara-tenger és az Ob alsó folyásának vidéke felé mozdul el a ciklon, amelynek a teknője a szintén keleti irányban mozgó hátoldalán van. Ez a folyamat megismétlődik, aminek következtében a veszély fázisa 6—10 napot ölel fel ; magának a veszélynek a mozzanatát a teknőnek a Szovjetunió európai területe északkeleti része fölött való első áthaladásával tekintik meghatározottnak. A második fázist az Atlanti-óceánról az Ural felé irányuló szilárd és intenziv nyugat-keleti áramlás bekövetkezése jellemzi ; ennek tartama 5—10 nap. A harmadik fázist a poláris frontnak a Földközi-tengerre való leszállása, valamint a Visztula, Dnyeper és Felső-Volga medencéjéből a meleg légtömegek elővitele jellemzi. Ennek kezdete a »veszélytől« 13—15 nap távolságra van.

A negyedik fázist (1—12 nap) a Szovjetunió keleti európai területe fölötti stabilis magas nyomás és ugyanakkor a Norvég-tenger fölötti, a Balti-

tengerre és Finnországra is kiterjedő intenzív ciklonális tevékenység jellemzi. Ez a fázis rendszerint a veszély után 25—28 nappal ér véget. Végül az ötödik fázist — az ónos eső helyzetének fázisát — a Szovjetunió európai területe fölötti anticiklon jellemzi, amikor a ciklonok egyidejűleg a Barentsz-tenger fölött mozognak és a Földközi-tenger fölötti ciklonális tevékenység fejlődik ki, továbbá a meleg légtömegek a Fekete-tengerre és a déli folyók alsó folyásának területeire áramlanak. Az ónos eső jellegzetes szinoptikus helyzete átlagosan a veszély utáni 29—30-ik napon következik be és 5—10 napig, esetleg még tovább tarthat. Minden fázist az időjárás meghatározott jellege jellemez.

Ha bizonyítottnak tekintjük, vagy elfogadjuk hipotézisként, hogy azok a folyamatok, amelyek valamely meghatározott jelenséghez (ónos eső, karatengeri behatás) vezetnek, az esetek többségében egyforma egymásrakövetkezéssel bontakoznak ki, akkor a fázis fogalmának prognosztikai jelentősége lehet.

A fázisoknak, valamint a ritmusoknak gyakorlati alkalmazását a Multanovszkij-féle módszer alapján készült prognózisokban lásd a következőkben.

3. A természetes szinoptikus periódusra vonatkozó prognózisok

A természetes periódusra vonatkozó prognózis feladata :

1. a bekövetkező periódus gyüjtőtérképének meghatározása ;

2. az ezzel a prognosztizált gyüjtőtérképpel kapcsolatos időjárás rendszerének meghatározása.

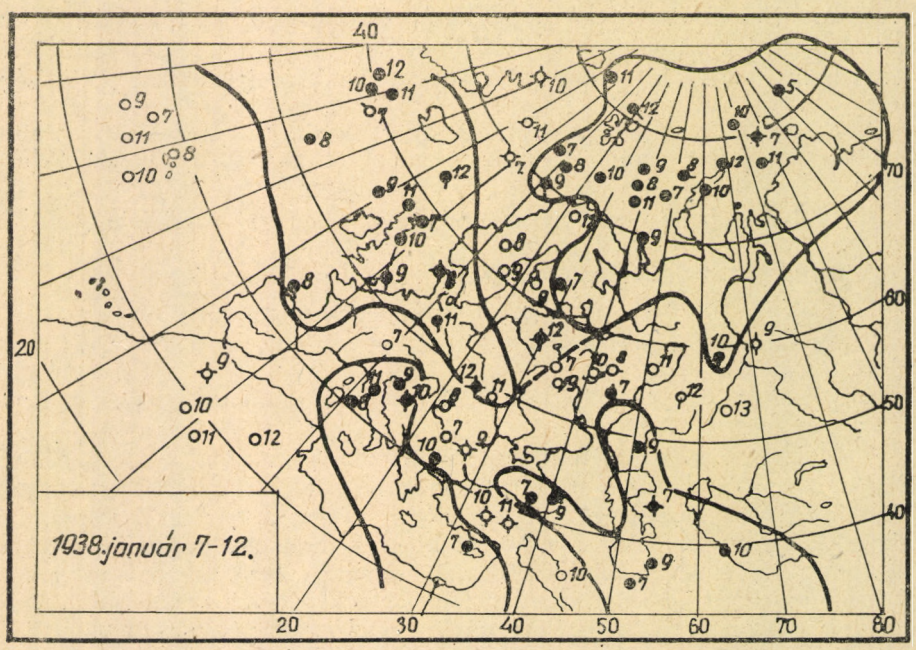
Az első feladat megoldására a következő munkamódszereket használják :

1. a negatív és pozitív bárikus tereknek az eloszlását a periódus gyüjtőtérképén már a periódus kezdetére, annak első napjaira nézve értelmezik. A következő napokon és egészen a periódus végéig a bárikus középpontok megközelítőleg ugyanazokban a körzetekben fognak elhelyezkedni, ahol az első napokban voltak. Ennek következtében már a periódus első napjainak lefolyásakor el lehet készíteni »tendenciáinak« térképét, amely kisebb-nagyobb közelítéssel megmutatja a bárikus tereknek az egész periódusra vonatkozó eloszlását ;

2. feltételezik, hogy a bárikus terek az egyik periódus gyüjtőtérképétől a másik periódus gyüjtőtérképéig törvényszerűen mozognak, még pedig az »általános áramlások« irányában, vagy ahogy azt Multanovszkij kifejezi, »olyan irányokban, amelyeket a szinoptika szabályai határoznak meg«, a ciklonoknak és anticiklonoknak a különböző időközök szinoptikus térképein feltüntetett mozgásával analóg módon. Vangengeim szerint az ilyen periódusról-periódusra való mozgások 14—17 délkör-foknyi határok között ingadoznak ; Multanovszkij szerint ezeket »bámulatos állandósággal« a 17—18 foknyi értékkel lehet kifejezni. Ily módon a megelőző periódus gyüjtőtérképén feltüntetett bárikus terek helyzete alapján fel lehet vázolni helyzetüket a következő periódusra nézve. A. I. Aszknazij úgy tekinti, hogy a természetes periódusok bárikus tereinek a különböző örvényekkel való azonos viselkedése csupán formális külső analógián alapul. A különböző örvények trajektóriái folytonosak ; épp ez teszi számunkra lehetővé az örvényeknek az azonosítását az egymásra következő térképeken. Bármely két szinoptikus térkép között szerkeszthetünk egy közbülsőt és az említett folytonosság alapján meghatá-

rozhatjuk rajta az örvény közbülső helyzetét. A természetes periódusok térképei között közbülső térképeket azonban nem lehet szerkeszteni, mivel minden egyes periódust, magának a periódus megnyilvánulásának elve alapján, a szinoptikus folyamatok rendszerének éles megváltozása jellemez ; a gyüjtőtérképek a megelőző periódushoz képest nem folytonosan, hanem ugrásszerűen változnak az egyik periódusról a másikra.

A bekövetkező periódus gyüjtőtérképének előállítása után át kell térni az erre a periódusra vonatkozó időjárás prognózisára. Erre lehetőséget közvetlenül az előre megállapított gyüjtőtérkép ad, mivel a bárikus tereknek azon látható elhelyezkedése alapján következtetni lehet az uralkodó légáram-



276. ábra. A természetes szinoptikai periódus gyüjtőtérképe

lások irányára, valamint a bennünket érdeklő körzetekben uralkodó ciklonális vagy anticiklonális rendszerre nézve. A prognosztizált gyüjtőtérképet ezenkívül összehasonlítják a meghatározott folyamatok vagy időjárási jelenségek fázisainak előre összeállított gyüjtőtérképeivel. Ha a periódus prognosztizált gyüjtőtérképe fővonásaiban megegyezik valamely jelenség valamely fázisának gyüjtőtérképével, akkor a prognózis elkészítésekor ki lehet számítani az illető jelenség bekövetkezésnek valószínűségét. Vangengeim felhívja még a figyelmet annak szükségességére is, hogy tekintetbe kell venni a különböző cirkulációs folyamatok változásának és kapcsolatának tanulmányozásán alapuló következtetések egész sorát, valamint a szinoptikus tapasztalatait is.

A természetes periódusra vonatkozó prognózisok esetében, amelyek manapság a havi prognózisok kifejtésének formájában adnak, felhasználják még az analógiák gyüjteményét is. Jelöljük a prognosztizált periódust megelőző periódus számát N-el és bármely más jövőbeli periódus számát M-mel.

Ha az N és az M periódusok gyüjtőtérképeinket tekintve nagymértékben hasonlítanak egymáshoz, és ha az $N + 1$-ik (prognosztizált) és $M + 1$-ik periódus tendenciái szintén hasonlítanak egymáshoz, akkor nagy valószínűsége van annak, hogy az $N + 1$-ik és $M + 1$-ik periódusok egyáltalán hasonlóak lesznek egymáshoz.

Ha a prognosztizált periódusra olyan cirkulációs mechanizmus esik, amelyet három hónapos vagy öthónapos »ritmus« határoz meg, akkor ezt szintén számításba kell venni a folyamatoknak a periódus folyamán való kialakulására adott prognózisban.

Sz. T. Pagava a folyamatban lévő periódus tendenciájára nézve felhasználva az 500 millibáros felület átlagos izohipszáinak és izallohipszáinak térképeit, tökéletesítette a folyamatban lévő periódus jellegének megállapítására irányuló gyakorlatot. S ami különösen fontos, rámutatott még a folyamat tendenciáira vonatkozó magasságköri térképek alkalmazásának lehetőségére, a jelenlegi folyamatra következő periódus prognosztikus vázlatának meghatározása céljából (a továbbiak során ezt a közvetlenül következő periódust új periódusnak fogjuk nevezni). Ezen az alapon lehetőség nyílik a prognózis időtartamának megnövelésére, valamint arra, hogy a már folyamatban lévő periódus kezdetén összeállítsuk a folyamatbanlévő, valamint a közvetlenül következő periódusra vonatkozó prognózist. Pagava tapasztalati úton egy egész sor szabályt határozott meg, amelyek a periódus tendenciájának izohipszái és izallohipszái helyzetét a térképen összefüggésbe hozzák a következő (új) periódusban való helyzetükkel. Néhányat ezek közül a szabályok közül ismertetünk.

Ha a periódus tendenciájának izallohipsza-eloszlása elősegíti az izohipszák konvergenciájának vagy divergenciájának megerősödését, a periódus tendenciája topográfiájának átlagos térképén, akkor az új periódus a konvergencia körzetében anticiklongenezissel és a divergencia körzetében ciklongenezissel veszi kezdetét. Ha pl. a konvergencia körzetében az izallohipszák pozitív izallobárikus tartománya található, akkor az új periódus ebben a körzetben anticiklon kialakulásával kezdődik. Valóban, ha a folyamatban lévő periódus kezdetén fennálló helyzet alapjábanvéve az egész periódusban változatlan marad, akkor a folyamat vége felé a vizsgált körzetben télelői anticiklonnak kell létrejönnie, ami egyszersmind a magaslégköri deformációs tér átszerveződését és egy új periódus kezdetét jelzi. Hasonlóképpen, ha a divergencia körzetében negatív izallohipszák területe található, az új periódus ebben a körzetben a ciklon kialakulásával veszi kezdetét. Sz. T. Pagava a tapasztalat alapján analóg szabályok egész sorát állítja még fel, amelyek magyarázatát a magaslégköri vergenciának a ciklonkeletkezésre való hatása alapján lehet megadni. Ha pl. a periódus tendenciája izohipszáinak konvergenciakörzetén át a periódus tendenciáinak zérus izallohipszája halad, miközben a konvergencia övezetétől balra negatív izallohipszák, jobbra pedig pozitív izallohipszák foglalnak helyet, akkor az új periódus ebben a körzetben magasnyomású hullámhegy kialakulásával veszi kezdetét. Ha az izallohipszák divergenciájának körzetében negatív izallohipszák tartománya foglal helyet, olyan körülmények között, hogy a negatív izallohipszák területei megegyeznek a magaslégköri ciklon területével, akkor az új periódus azzal kezdődik, hogy ebben a körzetben a Föld felszínén speciális ciklon jön létre stb. Ezeknek az összefüggéseknek részletesebb tárgyalása Sz. T. Pagava 1946-ban megjelent munkáiban található.

A természetes szinoptikus periódus (pontosabban két természetes szinoptikus periódus) prognózisára nézve Sz. T. Pagava jelenleg a műveletek következő sorrendjét vázloja fel :

1. meg kell határozni a bárikus terek előjeleloszlásának megváltozása, a főbárikus képződmények trajektóriájának megváltozása és a magaslégköri, valamint a talajmenti deformációs terek átalakulása alapján a természetes szinoptikus periódus kezdetét.

2. meg kell szerkeszteni a periódus tendenciájának talajmenti gyüjtő-kinematikus térképét, az 500 millibáros felület bárikus topográfiájának átlagtérképét és izallohipszáinak a folyamatban lévő periódus tendenciájára vonatkozó térképet ;

3. az említett térképek segítségével össze kell állítani a folyamatoknak az egész periódus folyamán való fejlődése prognosztizált vázlatát. A periódus tendenciájának gyüjtő-kinematikus térképe a bárikus terek előjeleinek a periódus során való eloszlására utal a Föld felületén és a bárikus képződmények mozgásának irányában. A közepes topográfia térképe a magaslégköri bárikus tartományok eloszlására és a vezető áramlások irányára utal a periódus folyamán. Az izallohipszák térképe lehetővé teszi annak a meghatározását, hogy a periódus folyamán a ciklonális és anticiklonális képződmények hol erősödnek és hol gyengülnek meg (mivel a periódus tendenciájának izallohipszái hasonlóak az egész periódus izallohipszáihoz). Ez utóbbi lehetővé teszi annak meghatározását, hogy milyen elemi szinoptikus folyamatokból fog állni a folyamatban lévő periódus ;

4. a folyamatban lévő periódus tendenciájának izohipsza- és izallohipsza térképei az említett és a fentiekben részben megtárgyalt szabályok alapján lehetővé teszik annak meghatározását, hogy az új periódus területén milyen körzetekben fog ciklon- és anticiklongenezis lejátszódni. Az ily módon feltételezett új periódusra nézve összegyüjtik a megfelelő analógiákat, amelyek alapul szolgálnak az új periódus folyamán kifejlődő folyamatok prognosztikus vázlatának szerkesztésére.

Az új periódus tartamát a folyamatban lévő periódus hosszúsága alapján kell megállapítani.

A folyamatok várható fejlődése vázlatának megszerkesztésekor mind a folyamatban lévő, majd az új periódus esetében, elengedhetetlen figyelembe venni azoknak a szinoptikus folyamatoknak a típusait, amelyek a munkafolyamatok ritmusai és fázissorozatai alapján várhatók. Tekintettel kell lenni ezenkívül arra az anyagra is, amelyek a várható fejlődési folyamatok vázlatának a megszerkesztésére alapul szolgáltak abban a hónapban, amelyre a tekintetbevett folyamatok esnek.

Ezután, amint a várható fejlődési folyamatok vázlata mindkét periódusra nézve össze van állítva, a szinoptikus folyamatok prognózisa és az analógiák felhasználása alapján össze kell állítani az időjárás prognózisát. Helyesebb csupán egy analógiát használni, amely az összes kiválasztott analógia közül valamennyi adat szempontjából a legmegfelelőbb, ahelyett, hogy több analógia alapján az időjárás karakterisztikájának valamilyen átlagos képét hoznánk létre.

A folyamatban lévő periódus második napján összeállítják a folyamatban lévő, valamint a rákövetkező periódus prognózisát. Ezen prognózisok időtartama az esetek többségében 10—14 napig terjed. Ezek a prognózisok arra

szolgálnak, hogy az időjárás havi prognózisait pontosabbá tegyék. Ezután naponta összeállítanak ötnapos időjárásprognózisokat, amelyek a két periódusra szolgáló prognózisokat hivatottak pontosabbá tenni.

4. Az évszakra vonatkozó prognózisok

Az évszakra vonatkozó prognózis B. P. Multanovszkij módszere szerint a megelőző évszakok gyüjtőtérképei alapján készül Multanovszkij az évszakok határának nem azoknak szokásos, naptári (asztronómiai) időpontjait veszi; meghatározza az évszakok »természetes« határait, amelyeket más tengelykomplexusra való átmenettel kapcsolatban a szinoptikus folyamatok jellegében való fordulat jellemez. Ezen összefüggésben öt évszakot különböztet meg, bevezeti ugyanis az ú. n. *télelőt* (október-december) és megkülönbözteti attól *a tulajdonképpeni telet*, amelyet az esetek többségében a szibériai anticiklon Európába való betörésének nagyjelentőségű folyamatai jellemeznek. A természetes periódus folyamán, Multanovszkij szerint, behatások rendszerint csupán egy bizonyos tengely irányában következnek be; az évszak folyamán, amely mintegy tíz periódust foglal magában, a behatások egész sora következik be, különböző tengelyek irányában, amelyek az illető évszakban uralkodó komplexushoz tartoznak.

Az évszak gyüjtőtérképe nem a különböző szinoptikus térképek alapján készül, mivel ez a gyüjtőtérképen a különböző előjelű különféle centrumok túlságosan tarka elhelyezkedését adná, hanem a természetes periódusok gyüjtőtérképei szerint. Minden egyes periódus térképén az azonos előjelű középpontok különböző csoportjaihoz hozzátartozik azok »súlypontja«, azaz azoknak az alakzatoknak a középpontja, amelyeket a térképen ezeknek a csoportoknak a köröcskéi alkotnak. Az évszak gyüjtőtérképén épp ezeket a »dinamikus középpontokat« tünteti fel. A különböző egyesített középpontok csoportjait nem szabad szétválasztani, sem az átmeneti rendszerek középpontjaitól (a részleges ciklonok és gerincek középpontjaiból), sem pedig az orográfiai határoktól. A dinamikus középpontok (Multanovszkij szerint) azt mutatják, hogy az adott körzetben és az adott időszakban kedvezőek a feltételek a ciklonok vagy anticiklonok fejlődésére. Ha az évszak gyüjtőtérképén a dinamikus középpontokat azoknak a természetes periódusoknak a számával jelölik meg, amelyekhez azok tartoznak, akkor a gyüjtőtérképből ki lehet venni, hogy miként változtak ezek a feltételek időszakról-időszakra.

Azután, amikor az évszak befejező gyüjtőtérképe elkészült, Multanovszkij szavai szerint »elengedhetetlen számvetést csinálni a különböző előjelű különféle terek állapotának változásáról, abból a célból, hogy a változásokat a következő évszakra extrapolálni lehessen. Más szavakkal, feltétlenül fel kell derítenünk azokat a földrajzi körzeteket, ahol a ciklonok és anticiklonok kialakulásának feltételei megjavultak, vagy megrosszabbodtak«.

Ily módon felmerül az évszaktérképeken található különböző terek bárikus állapotváltozásának extrapolálására irányuló feladata.

Ennek az extrapolációnak a céljából:

1. két egymásra következő évszak térképeinek összeállítása alapján megállapítják, hogy minden egyes tér változása évszakról-évszakra milyen irányban ment végbe, kiderült pl., hogy egyes körzetekben a tér mindkét évszak térképén megtartja előjelét, más körzetekben ellenkezőre változtatja,

megint más körzetekben előjele csupán meggyengül, amikor pl. anticiklonból gerincekbe megy át stb. Mindezeket a változásokat különböző jelekkel feltüntetik a térképen a megfelelő körzetben. Ekkor a térkép alapján meglátjuk, hogy a térkép különböző körzeteiben miként változtak évszakról-évszakra a feltételek, valamely meghatározott előjelű képződmény fejlődésének szempontjából. Az ilyen térképeket »az évszak izallobárjainak« nevezik, azonban a naponkénti térképek izallobárjaival való analógia itt nagyon erőltetett ;

2. ha figyelembeveszik a terek változásait a legutolsó évszakon belül az egyik természetes periódustól a másikig, akkor megkapják »az évszak tendenciáit«. Multanovszkij szerint mintegy az évszak közepén a bárikus terek elmozdulása figyelhető meg, amely előre jelzi a következő évszak folyamatainak irányát. »Az évszak tendenciáit« megfelelő jelekkel ugyanazon a térképen tüntetik fel, amelyen az évszak izallobárjait is.

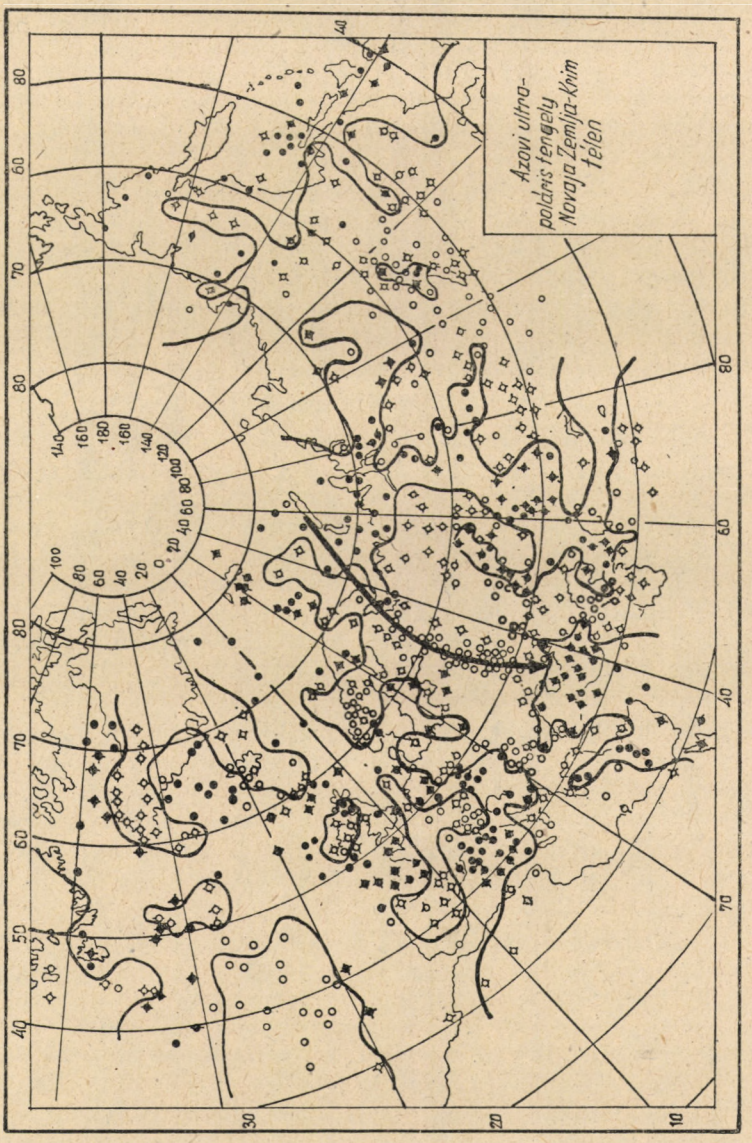
Nem marad más hátra, mint az, hogy ezeknek az »izallobároknak« és »tendenciáknak« a segítségével az utolsó évszak nyomási mezejének térképét extrapoláljuk. A döntő mozzanatot ennél az extrapolációnál a folyamatok ismert tehetetlenségére vonatkozó feltevés jelenti minden különálló körzetben. Például, ha az utolsó évszak folyamán az adott körzetben az anticiklontevékenység az előző évszakhoz viszonyítva gyengült, akkor a következő évszakra ennek a változásnak megfelelően kell extrapolálni. Az azonban tisztázatlanul marad, hogy az ilyen extrapoláció mennyi ideig folytatható.

Az előttünk álló évszak gyüjtőtérképe ad néhány olyan útbaigazítást ennek az évszaknak az időjárására vonatkozólag, mint a következő természetes periódus térképe. A részletesebb utasítások céljára az elkövetkező évszak gyüjtőtérképét próbálják megszerkeszteni, vagyis azt, hogy az évszak alatt milyen tengelyek fognak tevékenykedni. Ez a megszerkesztett gyüjtőtérképnek a korábbi, különböző tengelyű gyüjtőtérképpel való összehasonlítása alapján történik (277. ábra). Az utóbbiak között találnak olyan tengelyeket, melyeknek gyüjtőtérképei hasonlóak lesznek a most kapott térképpel. Ebből következtetnek azután arra, hogy az egyik, vagy másik tengelyre jellemző folyamat megvalósul-e a következő évszak alatt ; miután az egyik vagy másik tengelynek megfelelő időjárási viszonyok aránylag jólismertek.

Az évszakos előrejelzés térképeinek a tengely gyüjtőtérképekkel való összehasonlításán kívül Multanovszkij felhasználja az évszakos térképeknek a különböző tanulmányozott jelenségek, vagy folyamatok fejlődésének fázisára vonatkozó gyüjtőtérképekkel történő összehasonlítását is. Megtörténik, hogy az egyik vagy másik jelenség gyüjtőtérképét jellemző mező élesen kifejezésre jut a jelenlegi évszakra vonatkozó térképen is ; ebből az a következtetés adódik, hogy az adott jelenség és az ezzel összefüggő időjárási jelenségek a következő évszak folyamán erősen ki fognak fejlődni.

Nyilvánvaló, hogy a tengelyeknek, amelyek mentén a jelenségeknek a közeli évszakban le kell zajlani, száma egynél több lehet. A tengelyek tevékenységének sorrendje azonban ismeretlen lesz, mivel a tengelyek egymást követő sorrendje eléggé tisztázatlan. A folyamatok évszakon belüli sorrendjének megállapítására különböző kisegítő módszereket, így mindenekelőtt a hasonlóságok módszerét veszik igénybe. Feltételezik, hogy ha valamelyik évszak a folyamatok általános jellege és az időjárás évszakos jellemzőinek szempontjából két évben hasonló, akkor az időjárási folyamatok ebben a két évben a továbbiakban is többé-kevésbbé hasonló módon fognak kifejlődni

(ez azonban nem feltétlenül kötelező). Multanovszkij szerint legbiztosabbak a téli, az április és nyári folyamatok közötti összefüggések. (A hasonlóságokat részletesebben a következő részben, a hónapos előrejelzésekkel kapcsolatban tárgyaljuk). Később az évszakos előrejelzésekre Multanovszkij munkatársai



277. *ábra.* Példa a gyüjtőtérképre (azovi ultrapoláris tengely)

felhasználták még a ritmusokra vonatkozó, fentebb kifejtett elgondolást is. A ritmusok segítségével előre kiszámították a meghatározott időjárási folyamatok ismétlődése közötti időszakot, ami az egymást követő folyamatok naptári megállapítása értelmében lehetőséget ad az előrejelzés pontosabbá tételére. Az egy hónapra szóló előrejelzéseknél, mint azt a továbbiakban látni

fogjuk, a ritmusok a hasonlóságok kiválasztásával egyenértékű alapvető szerepet játszanak.

Ami az évszakos előrejelzés fentebb leírt módszerének alapjait illeti, A. I. Aszknazij a leggyengébbnek azt a körülményt tartja, hogy a mező előjelváltozására vonatkozó extrapoláció törvényszerűsége az egész évszakra előre nem teljesen tisztázott ; tapasztalati alátámasztására nincs nagy anyag.

Az évszakos előrejelzések tökéletlenségének az az oka, hogy a Nagy Honvédő háború idején B. P. Multanovszkij iskolájának figyelme a hónapos előrejelzések problémájára összpontosult. A hónapos előrejelzések jelentős sikerei után bevezették a kéthónapos, majd újabban az évszakos előrejelzést.

5. Havi előrejelzések

A B. P. Multanovszkij iskola havi előrejelzésének módszere a Nagy Honvédő háborúig a következő műveletekből állott :

1. Hasonlóságok kiválasztása az előrejelzés napját megelőző szinoptikus évszakhoz.

2. A ritmusok és a makrofolyamatok fázisainak segítségével az előrejelzés hónapjában várható cirkulációs rendszerek felállítása.

3. Hasonlóságok kiválasztása az előrejelzés hónapjára.

4. A várható légköri folyamatok egymást követő fejlődési szkémájának összeállítása az előrejelzés hónapjában.

Ha az előrejelzés hónapja az évszak végére esik, akkor a hasonlóságot nem az előző évszakból, hanem az adott évszaknak megfelelő évszakból választják ki. Ilyen esetben az évszakok akkor hasonlók, ha azokban a légköri makrofolyamatok fejlődésének általános jellege, valamint az időjárás évszakos jellemzői, mint a hőmérsékleti anomáliák előjeleinek térbeli eloszlása, a csapadék mennyisége, a jégzajlás és a folyók befagyásának izochronjai, a hótakaró beállása stb. hasonló.

Először azokat az évszakokat választják ki, amelyeknél az anticiklonok trajektóriái hasonlók ; ezután ezekből kiválasztják azokat, amelyeknél a nyomási anomáliák előjeleinek térbeli eloszlása hasonló, majd ezekből azok az évszakok kerülnek kiválasztásra, amelyeknél a szinoptikus évszakban beálló törés hasonló, ahol a cirkulációs folyamatok típusai és azok sorrendje hasonló. Végül a fenti kritériumok segítségével kiválasztott évszakok közül az analóg időjárási jelleggel rendelkező évszakokat választják ki.

Amikor a hasonló évszakok kiválasztása megtörtént, még nem biztos, hogy a folyamatok a továbbiakban, az előrejelzés hónapjaira is megegyeznek. Előbb még fel kell tüntetni a folyamatok menetének néhány vonását az előrejelzés hónapjában, vagyis néhány meghatározott sorrendet követő cirkulációs folyamatot. Ezt a ritmusok és a makro-folyamatok fázisainak segítségével végzik. Amikor ez megtörtént, a kiválasztott hasonlóságok közül csak azokat vesszük alapul, amelyek az előrejelzés hónapjának megfelelő hónapban ugyanolyan sorrendet követő cirkulációs folyamatokkal rendelkeznek.

Tehát a rendelkezésünkre álló anyagból ki kell választani azokat a hónapokat, amelyek hasonlóak az előrejelzendő hónapot megelőző hónapokhoz ; hasonlóságon nemcsak az időbeli eloszlást, (tehát az előrejelzés hónapját megelőző évszak hasonlóságát), hanem a légkörzés mechanizmusainak jel-

legében is megnyilvánuló hasonlóságot értünk. Ezek a hasonlóságok a havi előrejelzés alapját képezik, miután lehetővé teszik a ritmusok és fázisok szerint eredetileg kiválasztott anyag elkülönítését.

Ha a hasonlóságok kiválasztása ilyen szigorú szempontok szerint történik, akkor felvethetjük a kérdést, hogy lehet-e egyáltalán hasonlóságot találni az aránylag nem nagy évszakos anyag alapján ? A gyakorlatban ennél sokkal egyszerűbb módszert követnek : a hasonlóságokat közvetlenül az előrejelzés hónapjára választják ki. A múltból kiválasztják azokat a hónapokat, amelyek (a ritmusok és fázisok segítségével meghatározott) cirkulációs folyamatok időbeli eloszlását és jellegét tekintve hasonlók, még azokban az esetekben is, amikor a hónapot megelőző évszak nem hasonló az adott hónapot megelőző évszakhoz.

A Multanovszkij iskola havi előrejelzéseinek módszerét a Központi Prognosztikai Intézet lényegesen tökéletesítette.

90. §. A hosszúlejáratú előrejelzések amerikai módszerei

A hosszúlejáratú (5—6 napra szóló) előrejelzéseknek ismeretes néhány amerikai mószere, melyet a háború előtt és a háború alatt dolgoztak ki. Az egyik módszer a hasonlóságok kikeresését és osztályozását használja fel, míg a másik kettő, amelyeket a továbbiakban ismertetünk, lényegében extrapoláción és néhány fizikai meggondoláson alapszik. A két, elvileg hasonló módszer az aerológiai anyag felhasználásán alapszik, melyet különösen az első módszer alkalmaz nagymértékben. A második módszer ezenkívül a légkör általános cirkulációjának tapasztalati tanulmányozásán alapszik.

Meg kell azonban jegyeznünk, hogy mindkét módszer elméleti alapja nagyon primitív : a legegyszerűbb formális extrapolációt alkalmazzák, az advekciót pedig, mint a légnyomási mező változásának egyetlen vagy legalább is döntő okának tekintik.

1. Az extrapolációs módszer

A módszer a magassági nyomási mező előrejelzésén alapszik. Miután a magassági nyomási mező főbb vonásait a közeli hatnapos periódusra (annak közepére és végére) meghatározták, — a periódus minden napjára előrejelzett földközeli térképek készülnek. Az első feladat — *a magassági előrejelzés* — a következő műveletekből áll : 1. extrapoláció az izallobárok széleskörű alkalmazásának alapján ; 2. néhány fizikai meggondolás, melyek közül első helyen a termikus advekciónál bekövetkező nyomásváltozás elve áll, ahol az utóbbit a sztratoszférában is számításba veszik. A második feladatot — *a földközeli előrejelzést* — a földközeli nyomásképződmények és a magassági nyomási mező között fennálló elemi összefüggések alapján oldják meg.

a) Technikai anyag

Az extrapolációs módszerrel történő hatnapos előrejelzéshez a következő térképeket használják :

1. Észak-Amerikára és a vele szomszédos tengerekre vonatkozó négy komplex térképet (00^{30}, 06^{30}, 12^{30} és 18^{30} órai térképeket greenwichi idő szerint).

2. 24 óra alatt készült 4, 12 órás izallobár térképeket, melyeken az izotendenciákat is feltüntetik.

3. Napi két (04 és 16 órás) aerológiai felszállás 3, 6, 10, 13 és 16 km-es szintre vonatkozó mintegy 10 drb térképet. A térképeken feltüntetik a légnyomást, a hőmérsékletet, a fajlagos nedvességet és ezeknek az elemeknek napi változását, valamint a szelet. A térképekre az izobárokat és izotermákat rajzolják fel.

4. A következő elemek változását feltüntető térképeket : *a)* a hőmérséklet és légnyomás 3 és 6 km-es szintben bekövetkező félnapos változását feltüntető térképet (04 és 16 órára) ; *b)* a légnyomásnak a tengerszintre és a 3, 6, 10 és 13 km-es szintre vonatkozó napi változását (04 órára) feltüntető térképeket. Tehát összesen 13 térképet. Az izallobárokat és az izallobárikus középpontok trajektóriáit ezeken a térképeken nem tüntetik fel rendszeresen.

5. A potenciális hőmérséklet (és légnyomás) 13 km-es szintre vonatkozó térképét, melyen (egyszer napjában) az izotermákat és izobárokat tüntetik fel.

6. A következő 3 és 7 napra érvényes nyomásváltozás térképeit a 6 km-es szintre (napi egy alkalommal 04 órára). Az elsőt naponként, a másodikat csak a prognózis napján készítik el.

7. A tengerszinti légnyomás normálistól való eltérésének — napjában egyszeri — térképét.

Ezeken a térképeken kívül felhasználják az Északi- félteke »történelmi« szinoptikus térképeit, a napi csapadékösszeget feltüntető térképeket, a hőmérsékletnek a normálistól való eltérését ábrázoló napi térképeket, a tengerszintre és 3 km-es szintre vonatkozó havi légnyomási közepet feltüntető térképeket.

Az előrejelzés folyamán a következő térképeket szerkesztik meg :

1. A 3 km-es szint légnyomási térképét a következő 24 órára (greenwichi idő szerint 04^h -tól) naponként.

2. A 6 km-es szint légnyomási térképét a következő három napra ; hetenként hat alkalommal.

3. A 6 km-es szint légnyomási térképét a következő hét napra ; hetenként két alkalommal.

A 3 km-es szintre vonatkozó aerológiai térképeket a földközeli adatok alapján azokra a körzetekre is kiterjesztik, amelyekben hiányos a megfigyelési anyag.

Látjuk tehát, hogy a felhasznált anyag nagymértékben megegyezik azzal az anyaggal, amely a rövidlejáratú előrejelzés alapjául szolgál. Ez azonban : 1. kiterjed a 13—16 km-es szintig ; 2. soknapos változást feltüntető térképek egészítik ki ; 3. nyomástopográfiai térképek helyett a standard szintekre vonatkozó térképek használatosak.

b) Alapfogalmak

Az amerikai meteorológusok a mérsékelt szélességek két alapvető cirkulációs típusából, a zónális és délkörmenti cirkulációból indulnak ki. A délkörmenti típushoz való átmenetet a 3 és 6 km-es szinteken a nyomás és hőmérséklet advektív változása kíséri : a déli irányú áthelyeződés megjelenése során fejlődik ki a troposzférában a meleg légnyomási hátság (fölötte hideg

sztratoszférával) és tőle keletre a légnyomási teknő. A légnyomási teknő fejlődése váltja ki a hideg levegő északról történő áthelyeződését a troposzférában (és a meleg levegőét a sztratoszférában), valamint a teknő kimélyülését is ez idézi elő.

A ciklon újjáéledése azzal van összefüggésben, hogy a meleg sztratoszférikus levegő a poláris áramlásban keleti és déli irányban rendszerint tovább terjeszkedik, mint a földközeli hideg levegő. Ott, ahol a meleg sztratoszférikus levegő »túlszárnyalja« a meleg (trópusi) troposzférai levegőt, a földközeli hideg fronttól keletre vagy délre, megteremti a feltételeit a magassági légnyomási teknők kimélyülésére és a földközeli örvénylések kialakulására.

Tehát a magassági nyomási mező makrováltozása nemcsak a troposzférában, hanem a sztratoszférában végbemenő advekcióval is összefüggésben van. A makrováltozások néhány napos előrejelzése ezeknek a változásoknak a lassúsága és fokozatossága folytán lehetséges. A magassági mező előrejelzéséről a főáramlás okozta áthelyeződés ismert tényei alapján áttérhetünk a földközeli örvénylések előrejelzésére. Lényegében ez képezi az elméleti alapját Aime és Johnson 1943-ban kiadott munkájának, melyből egész sor gyakorlati szabály következik a légnyomási mező advektív változására vonatkozólag. Ezek azonban a feladat bonyolultságához képest nagyon hiányosak és primitívek, ezért a szinoptikus tapasztalat is szükséges annak kiegészítésére.

c) Az előrejelzés összeállítása

Az analízishez és az előrejelzéshez először a 3 km-es szintre vonatkozó 24 órás előrejelzés térképét szerkesztik meg. Ebből a célból a földközeli izallobárok, aerológiai térképek és a napi változást feltüntető térképek alapján tisztázzák az utolsó 24 órában végbement alapvető változásokat. Ezután a félnapos és napos változást feltüntető térképek és a potenciális hőmérséklet 13 km-es szintre vonatkozó térképének segítségével megadják a 3 km-es szintnek a következő 24 óra során bekövetkező nyomásváltozását. Ezt az előrejelzést a földközeli nyomási középpontok áthelyeződésére vonatkozó (aerológiai segítség nélkül összeállított) előrejelzéssel összehasonlítva ellenőrzik.

Ezután a 6 km-es szintre vonatkozó háromnapos előrejelzés térképét szerkesztik meg. Ebből a célból behatóan tanulmányozzák a 3 km-es szint háromnapos nyomásváltozásának térképét, valamint a 6 km-es szintnek a normális légnyomástól való eltérését ábrázoló térképet és a jelenlegi 6 km-es szint térképét extrapolálják. Az előrejelzésnél fontos annak a tisztázása, hogy a következő három nap folyamán a vizsgált körzetben lesz-e meleg vagy hideg advekció.

Ezután a 6 km-es szint hétnapos előrejelzésének térképét készítik el, itt különösen a 6 km-es szint hétnapos nyomásváltozásának térképe és a nyomásnak a normálistól való eltérésének közötti összefüggését veszik figyelembe.

Mindhárom típusú térkép megszerkesztésénél egész sor szabályt alkalmaznak, melyek a magassági mező advektív változásával és részben a szovjet szerzők következtetéseivel vannak összefüggésben.

Ezek közül a szabályok közül példaképpen kettőt idézünk:

A hideg levegő betörését a 3 km-es szintben a nyomás süllyedése kíséri. A nyomássüllyedés körülbelül a lehűlés nagyságával arányos, Celsius fokonként 1 mb.

Ha a légnyomási teknőben mozgó hideg levegőben a hőmérséklet növekedni kezd és a szél *WNW* vagy *W*-re fordul át, akkor a légnyomás a teknővel együtt mozgó pontban növekedni fog és a légnyomási teknő feltöltődik.

A magassági térképek összeállítása után összeállítják a földközeli térképeket is a hatnapos periódusok minden napjára. Ebből a célból :

1. az alapvető földközeli centrumok helyzetét és azok intenzitását munkatérképen tüntetik fel ;

2. ugyanezen a térképen feltüntetik a légnyomási képződmények 24 órával előbbi helyzetét és intenzitását ;

3. a következő 24 óra során bekövetkező áthelyeződést a szokásos szinoptikai módszerek segítségével határozzák meg (extrapoláció, beleértve Petterssen módszerének a 3 km-es térképekre való alkalmazását is) ;

4. a munkatérképre rávezetik valamennyi nyomáscentrum 48 és 72 óra múlva várható helyezetét és intenzitását, melyet a légnyomási teknők és gerinceknek a magassági térképeken való tanulmányozása segítségével határoznak meg ;

5. tanulmányozzák az egyes területek kimélyülésének és feltöltődésének meghatározására szolgáló magaslégköri térképeket ; itt számításba veszik az orográfia befolyását is ;

6. a négy pont módszerrel meghatározott, háromnapos periódusra vonatkozó főbb földközeli nyomásrendszerek megközelítő helyzetét és intenzitását összehasonlítják a 6 km-es szintre vonatkozó háromnapos előrejelzés térképével és a megfelelő javításokat elvégzik ;

7. a 6 km-es szint háromnapos előrejelzésének térképét felhasználják a nyomásrendszerek intenzitásának és áthelyeződésének meghatározására az előrejelzés periódusának utolsó három napjára ;

8. a nyomásrendszereknek a hatodik napra vonatkozó térképét összehasonlítják a hétnapos előrejelzés térképével ;

9. a ciklonok és anticiklonok helyzetét a munkatérképről külön térképeken tüntetik fel az előrejelzés periódusának minden napjára ;

10. ezeken a térképeken feltüntetik az izobárokat és frontokat, megjelölik a csapadékos területeket, a légtömegeket stb.

2. Cirkulációs módszer

A módszer a cirkulációk közepes indexeinek előrejelzésén (lásd 69. §.) és a közepes magasságú nyomásrendszer ötnapos periódusán alapszik. Ezután meghatározzák a tengerszinti közepes nyomáseloszlás ötnapos előrejelzését, valamint a hőmérséklet és csapadék ebből következő ötnapos közepes anomáliáját. Végül az ötnapos átlagos előrejelzés alapján megszerkesztik minden egyes napra az előrejelzés térképét. Az előrejelzés megoldásánál felhasználják az extrapolációt, a magassági nyomási mező változására vonatkozó fizikai meggondolásokat (Rossby formuláját), valamint a magassági és földközeli nyomási mező összefüggésére vonatkozó összefüggéseket, különösen az Északi-félgömb általános cirkulációjára vonatkozó kutatások tapasztalati eredményeit. (Willett, Namias, 1935.)

Ilymódon ez a módszer általánosságban hasonló az előbbihez, részleteiben azonban különbözik attól. Az eljárás módját tekintve ez a módszer egyszerűbb, mivel az aerológiai anyagból csak a 3000 m-es (pontosabban 10000 láb) szint izobár térképét és a tengerszint és a 3000 m-es szint közé eső közepes virtuális hőmérsékleti térképet kell felhasználni.

A prognózis elkészítésére vonatkozó eljárásmód röviden a következő : Mindenekelőtt előrejelzik az Északi-félgömb néhány szektorára a tengerszintben és 3000 m-es magasságban lefolyó nyugati áthelyeződésnek, valamint a passzátok és poláris keleti szelek tengerszinti áthelyeződésének cirkulációs indexeit. Az előrejelzés extrapoláció útján történik ; ebben az esetben megvizsgálják az Északi- félgömbön a nyomás délkörmenti eloszlásának változását is, különösen a hatásközpontok viselkedését.

Ezután a kapott cirkulációs indexek figyelembevételével hetenként háromízben elkészítik a 3000 m-es szint ötnapos közepes légnyomási térképét, amely az utolsó napi térkép után 48 óra múlva kezdődik és amely mint a légnyomási térkép anyaga jön számításba.

Elsősorban a hosszú hullámú nyugati áthelyeződéssel összefüggő főbb légnyomási teknők és gerincek helyzetét jelzik előre, amelyek lényegében a 3000 m-es szint szinoptikus hatásközpontjaiban tükröződnek vissza. Az előrejelzésnél többek között felhasználják Rossbynak a magassági légnyomási teknők és gerincek nyugati áthelyeződésére vonatkozó formuláját is (lásd 73. §.). A magassági nyomási képződmények előrejelzésére néhány tapasztalati eljárást is alkalmaznak.

A 3000 m-es szintre vonatkozó térkép alapvető sajátosságainak meghatározása után elkészítik a közepes légnyomás tengerszinti térképét. Ennek megszerkesztése a cirkuláció zónális indexeinek és a 3000 m-es szint légnyomási teknőinek és gerinceinek helyzetére és intenzitására vonatkozó előrejelzése alapján történik.

A magassági légnyomási teknők és gerincek megmutatják az alapvető földközeli hatásközpontok helyzetét és azokat a területeket, ahol túlsúlyban lesz a ciklontevékenység. A 3000 m-es szintre és tengerszintre vonatkozó nyomási helyzet között ismert tapasztalati összefüggés áll fenn. Ebben az esetben számításba veszik a troposzféra hőmérsékleti mezejét is.

A tényleges nyomással összefüggő hőmérsékleti eloszlást többek között »advektív« térkép segítségével ábrázolják, melyen a tengerszint és 3000 m-es szint közötti légoszlop súlyának a normálistól való eltérését tüntetik fel, ami egyértelmű a közepes virtuális hőmérséklettől való eltéréssel. A térkép, mely a RT^{700}_{1000} relatív nyomástopográfiai térképpel azonos, a hatásközpontok termikus szerkezetét tünteti fel. Ezenkívül a földközeli térkép előrejelzésére felhasználnak még egész sor, a légköri cirkuláció feltételeire vonatkozó feltevést.

Miután a tengerszinti légnyomás ötnapos előrejelzésének térképe elkészült, ennek alapján megadják a hőmérsékleti anomáliák és a csapadék intenzitásának ötnapos előrejelzését, körülbelül ugyanúgy, ahogyan ez a naponkénti szinoptikus térkép alapján történik. A felsorolt elemek várható ötnapos anomáliáit — mint a várható időjárás általános karakterisztikáit — két térképen tüntetik fel. A térképeken kijelölik azokat a területeket, ahol a várható hőmérséklet alacsonyabb vagy magasabb lesz a normálisnál és ahol a csapadék az átlag fölött, vagy alatta marad. Ezeknek a terminusoknak az értékét a klimatológiai adatok alapján állapítják meg. Az előrejelzés meg-

könnyítésére már előre tanulmányozzák azokat a hőmérsékleti és csapadék anomáliákat, melyek a különböző (ötnapos) cirkulációs rendszerekkel vannak összefüggésben. A hőmérsékleti anomáliák ugyancsak meghatározhatók a tengerszint és a 3000 m-es szint közötti légoszlop közepes virtuális hőmérsékletének alapján. Itt szintén alkalmaznak néhány, a hőmérsékleti és csapadék anomáliák, valamint a cirkuláció zónális indexei között fennálló tapasztalati összefüggést.

Miután a négy ötnapos előrejelzési térkép elkészült, a kölcsönös megegyezés és a cirkulációs indexek szempontjainak stb. megfelelően összehasonlítják őket. Ezután kerül sor a 6 drb, egy napra szóló előrejelzési térkép összeállítására. Az erre vonatkozó meggondolások a cirkulációs feltételek tanulmányozásából származnak és részben megegyeznek az első módszer utasításaival.

IRODALOM

Rövidítések

Ж. Г. — Журнал геофизики.

М. В. — Метеорологический вестник.

М. и Г. — «Метеорология и гидрология».

Труды НИУ ГУГМС — Труды научно-исследовательских учреждений ГУГМС СССР.

Ann. Hydr. — Annalen der Hydrographie und maritimen Meteorologie.

B. A. M. S. — Bulletin of American Meteorological Society.

B. P. f. A. — Beiträge zur Physik der freien Atmosphäre.

Geof. Publ. — Geofysiske Publikasjoner.

Gerl. Beitr. — Gerlands Beiträge zur Geophysik.

M. W. R. — Monthly Weather Review.

M. Z. — Meteorologische Zeitschrift.

Quart. Journal — Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society.

Általános jellegű monográfiák és tankönyvek

1. Оболенский В. Н.: Курс метеорологии. Гидрометеоиздат, 1943.

2. Рубинштейн Е. С. (ред.): Курс климатологии. Гидрометеоиздат, 1940.

3. Берг Л. С.: Основы климатологии. Изд. 2-е, переработанное и дополненное. Учпедгиз, Л., 1938.

4, 5. Кочин Н. Е. и Извеков Б. И. (ред.): Динамическая метеорология 1 и 2 чч., Гидрометеоиздат, 1935 и 1937.

6. Кошмидер Г.: Динамическая метеорология. ОНТИ. 1938.

7. Брент Д.: Физическая и динамическая метеорология. Гидрометеоиздат, 1938.

8. Вегенер А.: Термодинамика атмосферы. ОНТИ, 1935.

9, 10. Бержерон Т.: Трехмерно-связный синоптический анализ. 1 и 2 чч., Гидрометеоиздат, 1934.

11. Бержерон Т.: Лекции об облаках и практическом анализе карты. Гидрометеоиздат, 1934.

12. Шинце Г.: Практика синоптического анализа. Изд. Всесоюзного географического общества, Л., 1934.

13. Бугаев В. А.: Техника синоптического анализа и прогноза. Гидрометеоиздат, 1947.

14. Бызов Н. П.: Сборник контрольных работ по элементарному курсу синоптики. Гидрометеоиздат, 1946.

15. Международный атлас облаков и состояний неба. Изд. 2-е, Гидрометеоиздат, 1939.

16. *Hann J.* u. *Süring R.*: Lehrbuch der Meteorologie. 5 Aufgabe, Berlin, 1937—43.

17. *Napier Shaw W.*: Manual of Meteorology. Vol. I—IV, Cambridge, 1931—1933.

18. *Berry F. A., Bollay E.* a. *Beers N. R.:* Handbook of Meteorology. New-York, 1945.

19. *Byers H. R.:* General Meteorology. New-York, 1944.

20. *Hewson F.* a. *Longley B.:* Meteorology theoretical and applied. New-York, 1944.

21. *Hann J.* u. *Knoch K.:* Allgemeine Klimalehre, Berlin, 1933.

22. *Bjerknes V.* u. *a.:* Physikalische Hydrodynamik mit Anwendung an die dynamische Meteorologie. Berlin, 1933.

23. *Stüve G.:* Thermodynamik der Atmosphäre. Mechanik der Atmosphäre. Die atmosphärische Zirkulationen. Handbuch der Geophysik. Bd. IX, Berlin, 1934.

24. *Raethjen P.:* Einführung in die Physik der Atmosphäre. Bd. I u. II. Leipzig u. Berlin, 1942.

25. *Haurwitz B.:* Dynamic Meteorology. New-York, 1941.

26. *Holmboe I., Forsythe G. E.* a. *Gustin W.:* Dynamic Meteorology, New-York, 1945.

27. *Defant A.:* Wetter und Wettervorhersage. 2 Aufl., Wien, 1926.

28. *Petterssen S.:* Weather Analysis and Forecasting. New-York, 1940.

29. *Namias J.:* An Introduction to the Study of Air Mass Analysis. 5 Edition 1943.

30. *Schinze G.* u. *Siegel R.:* Luftmassenmässige Arbeitsweise, Berlin, 1943.

Az I. fejezethez

2. §.

Рыкачев М. А.: Исторический очерк Главной Физической Обсерватории за 50 лет ее существования. СПБ., 1899.

Хромов С. П.: От Дове к синоптике (Фицрой). Ж. Г., 1932, 159.

Пуйше Э. П.: Шестьдесят лет службы погоды в СССР. М. В., 1931, 193.

Погосян Х. П. и Таборовский Н. Л.: К 75-летию службы погоды в СССР М. и Г., 1946.

Простяков С. М.: Синоптическая метеорология в СССР к 30-й годовщине Великой Октябрьской революции М. и Г., 1947, 5.

A II. fejezethez

7. §.

Дубенцов В. Р. и Витвицкая З. М.: Руководство по составлению и обработке синоптических карт и аэрологических материалов. Гидрометеоиздат, 1943.

9. §.

Lásd (11), (28).

10. §.

Lásd (11), (12), (13), (15), (28), valamint a 7. § utalásait.

11. §.

Lásd (13), valamint a 73. § utalásait.

12—16. §.

Lásd (13) és:

Дюбюк А. Ф.: К вопросу об учете полной энергии неустойчивости горизонтально-стратифицированного влажного воздуха. Ж. Г., 5, 4, 1935.

Срезневский И. И.: Графические методы анализа аэрологических зондирований. Труды ГГО, 7, 1936.

Погосян Х. П. и Колоколова Г. В.: Применение аэрологических данных в службе погоды. Гидрометеоиздат, 1935.

Калиновский А. Б., Некрасов В. П. и Погосян Х. П.: Использование аэрологических данных в анализе и прогнозе погоды. Гидрометеоиздат, 1938.

Refsdal A.: Aerologische Diagrammpapiere. Geof. Publ. XI, 13, Oslo, 1937.
Weickmann L.: Über aerologische Diagrammpapiere, Berlin, 1938.

17. és 18. §.

Бугаев В. А.: Метод барической топографии. Гидрометеоиздат, 1946.
Джорджио В. А.: О косвенных методах построения карт барической топографи. М. и Г., 1940, 9.

19. §.
Lásd (13) és:

Джорджио В. А.: О построении вертикальных разрезов атмосферы над ЕТС по аэрологическим данным. М. и Г., 1937, 4—5.
Кашин К. И.: Изучение атмосферных процессов методом вертикальных разрезов. М. и Г., 1938, 7.
Кашин К. И.: Руководство к построению и анализу вертикальных разрезов атмосферы. Гидрометеоиздат, 1940.
Виллет Г.: Анализ вертикальных разрезов атмосферы. Гидрометеоиздат, 1940.

20. §.
Lásd (13) és:

Ханевская И. В.; Гриценко М. В. и Некрасов В. П.: Изэнтропический анализ. Труды НИУ ГУГМС, серия 2, 5, 1943.

21. §.
Lásd (11) és:

Кибель И. А.: Приложение к метеорологии уравнений механики бароклинной жидкости. Известия АН СССР, серия географ. и геофиз., 1940, 5.
Извеков Б. И.: Теоретический метод прогноза погоды проф. И. А. Кибелья. М. и Г., 1941, 5.
Bjerknes V.: Das Problem der Wettervorhersage, betrachtet vom Standpunkt der Mechanik und der Physik. M. Z., 1904.
Richardson L. F.: Weather Prediction by Numerical Process. Cambridge, 1922.

A III. fejezethez

Lásd (4, 5), (6), (7), (16), (20), (23), (24), (25), (26) és:

26. §.

Таборовский Н. Л.: Линейка для определения скорости движения воздушных масс и фронтов. М. и Г., 1937, 8.
Погосян Х. П.: К вопросу об определении и прогнозе скорости и направления ветра до высот 9—12 км. М. и Г., 1939, 7, 8.

28. §.

Seeliger W.: Höhenwind und Gradientwind B. P. f. A., 24, 1938.
Brunt D. a. *Douglas C. K. M.:* The modification of the strophic balance for changing pressure distribution, and its effect on rainfall. Memoirs Roy. Met. Soc. London, 3, 1928.
Möller F. u. *Sieber P.:* Über die Abweichung zwischen Wind und geostrophischen Wind in der freien Atmosphäre. M. Z., 1937, 312—322.
Philipps H.: Die Abweichung vom geostrophischen Wind. M. Z. 1939, 460—483.

30. §.
Lásd (4), (6), (22) és:

Bjerknes V.: Das dynamische Prinzip der Zirkulationsbewegungen in der Atmosphäre. M. Z., 1900.
Bjerknes V.: Zirkulation relativ zu der Erde. M. Z., 1902.

31. §.

Таборовский Н. Л.: Анализ непосредственных причин изменений атмосферного давления. Труды НИУ ГУГМС. серия 2, 6, 1943.

Таборовский Н. Л.: Гидродинамическая теория бароклинной атмосферы и основные вопросы синоптической метеорологии. Труды НИУ ГУГМС серия 2 и 26, 1947.

Exner F. M.: Über Luftdruckschwankungen in der Höhe und am Erdboden. M. Z., 1913.

Schedler A.: Über den Einfluss der Lufttemperatur in verschiedenen Höhen auf die Luftdruckschwankungen am Boden. B. P. f. A., 7, 1917.

Bjerknes J.: Theorie der aussertrophischen Zyklonenbildung M. Z., 1937.

A IV. fejezethez

Lásd (9), (12), (28), (30) és:

33. §.

Хромов С. П.: Местные воздушные массы. М. и Г., 1940.

34. és 38. §.

Бугаев В. А. и Джорджио В. А.: Классификация воздушных масс СССР. М. и Г., 1940, 12.

Бугаев В. А. и Джорджио В. А.: О классификации воздушных масс Средней Азии. М. и Г., 1936, 6.

Дюбюк А. Ф.: Основные воздушные массы Европейской территории СССР и некоторые их характеристики. Труды НИУ ГУГМС, серия 2, 8, 1944.

Бачурина А. Н., Блюмина Л. И. и Петрова Л. И.: Воздушные массы на севере Европейской части СССР летом, Ж. Г., 1936.

Таубер Г. М.: К характеристике воздушных масс на острове Диксон. М. и Г., 1938, 9—10.

Старов Д. К.: Воздушные массы Черного моря. Изд. Гидрографич. Упр. ВМФ, Л. 1938.

Рекстынь В. П.: Календарь и характеристика воздушных масс в зимний период над Владивостоком. Дипл. работа МГМИ, 1937.

Бызов Н. П.: К вопросу об использовании зондажей температуры и влажности для характеристики типов погоды. Ж. Г., 1938, 1.

Schinze G.: Die Erkennung der troposphärischen Luftmassen aus ihren Einzelfeldern. M. Z., 1932.

Willett H. C.: American air mass properties. Papers in. phys. Oceanography and Meteorology, II, 2, Cambridge, Mass., 1933.

Showalter A. K.: Further Studies of American Air Masses. M. W. R., 1937, 7.

Arakawa H.: Die Luftmassen in den japanischen Gebieten. M. Z., 1937.

Jaw Jeou-Jang: A preliminary of the air masses over Eastern China. Memoir of the Nat. Res. Inst. of Meteorology, VI, Nanking, 1935.

Gherzi E.: Air masses acting over China and the adjo. ining seas. B. P. f. A., 23, 1936.

Chang-Wang Tu: Chinese air mass properties. Quart. Journal, 65, 1938.

Sen S. N. a. *Puri H. R.:* Air mass analysis and short period weather forecasting in India. Proc. Nat. Inst. Sci. India, 5, 1, Calcutta, 1939.

Serra A. a. *Ratisborna L.:* Air masses of Southern Brasil. M. W. R., 66, 1938.

Byers H.: Air masses of the Nort h. Pacific. Bull. of the Inst. of Oceancgraphy Techn. Series 3, 14. Berkeley, California, 1934.

Petitjean L.: La frontologie en Afrique du Nord. B. P. f. A., 19, 1932.

Hubert H.: Les masses d'air de l'Ouest Africain. Annales de physique du Globe de la France d'outre mer, 5, 1938.

Preston E. J.: Air masses and fronts in South America. Geogr. Review, 1939, 1.

Frolow S.: La frontologie aux Antilles. Annales de Physique du Globe de la France d'outre mer, 5, 1938.

35. és 36. §.

Пясковская Е. В.: Атмосферная видимость как фактор погоды. Ж. Г., 1932.

Мамонтова Л. И. и Хромов С. П.: Факторы помутнения в различных типах тропосферных воздушных масс над Москвой. М. З., 1934.

Торлецкая В. В. и Бут И. В.: Степень прозрачности различных воздушных масс, в степной части северного Кавказа. Ж. Г., 1934, 1.

Мамонтова Л. И. и Шийко Е. Я.: Факторы помутнения по наблюдениям над. радиацией в Ялте. М. и Г., 1935, 3, 4.

Полякова М. Н., Сивков С. И. и Терновская К. В.: Актинометрические характеристики воздушных масс тропосферы по наблюдениям в Слуцке и Курске. Ж. Г. 1935, 1.

Белецкий Ф. А.: Связь мутности атмосферы в Одессе с воздушными массами. М. и. Г., 1937, 1.

Белецкий Ф. А.: Актинометрические характеристики воздушных масс. М. и Г., 1941, 5.

Аллик Р. А.: Об электрических свойствах воздушных масс. М. и Г., 1941, 5.

Полякова А. Н.: Распределение эквивалентно-потенциальной температуры с высотою в различных типах воздушных масс в Москве. Ж. Г. 1936.

Ярославцев И. М.: Типы-гомологи основных воздушных масс над центральными районами ЕТС. М. и Г., 1936, 7.

Иванов Н. В.: Типовые россби-гомологи воздушных масс по радиозондовым наблюдениям в Слуцке. Труды МГМИ, вып. 2, 1940.

Калинин Н. Ф.: Характеристические кривые Россби для некоторых воздушных масс Средней Азии. М. и Г., 1938, 11—12.

Friedrichs H.: Der Zusammenhang der Luftkörper mit den meteorologischen Elementen, insbesondere mit dem Trübungsgrad. Das Wetter, 1930.

Tschierske H.: Abhängigkeit der Sicht von der Luftmasse. Das Wetter, 1932.

Wexler H.: Turbidities of air masses and atmospheric dust content. M. W. R., 1934.

Haurwitz B. u. *Wexler H.:* Trübungsfaktoren nordamerikanischen Luftmassen. M. Z., 1934.

Haurwitz B.: Daytime radiation at Blue Hill Observatory in 1933 with application to turbidity in American air masses. Harvard Meteor. Studies, 1, Cambridge, Mass.

Hrudicka B.: Zum Himmelsblaufrage. M. Z., 1939.

Lásd még a 34. §. irodalmát.

37. §.

Аскназий А. И.: Облачность в Кисловодске и на Седловой горе в различных тропосферических воздушных массах. Ж. Г., 1934, 1.

Хромов С. П.: К вопросу о трансформации воздушных массах. Ж. Г. 1935,3.

Кастров В. Г.: О прогревании воздуха во время засухи в Заволжье. «Социалистическое зерновое хозяйство», 1938, 2.

Хромов С. П.: К динамической климатологии Крыма. Ж. Г., 1935.

Алисов Б. П.: Динамико-климатологический анализ в приложении к задачам частной климатологии. Ж. Г., 1936.

Ключарев С. С.: К вопросу о методе исследования трансформации воздушных масс. М. и Г., 1938, 5.

Ключарев С. С.: Прогревание воздушных масс над Москвой при слабой адвекции. М. и Г., 1939, 12.

Ярославцев И. М.: Трансформация воздушных масс над Ташкентом. М. и Г., 1940, 5—6.

Кибель И. А.: К теории трансформации воздушных масс. Доклады АН СССР, 1944.

Малкин Н. П.: О трансформации воздушных масс. Известия АН СССР, т. 9, 2, 1945.

Погосян Х. П. и Таборовский Н. Л.: Трансформация воздушных масс и динамика атмосферных процессов. М. и Г., 1940, 4.

Гайгеров С. С., Кричак О. Г. и Решетов В. Д.: Опыт исследования трансформации воздушных масс при помощи групповых полетов аэростатов. Труды Центральной аэрологической обсерватории, вып. 1, 1947.

Bakalov D.: Über die Transformation der Luftmassen. B. P. f. A., 26, 1, 1939.

Az V. fejezethez

39, 44—46. §.

Евсеев П. К.: Ход метеорологических элементов при прохождении фронтов через Москву в летнее время. М. и Г., 1937, 5.

Бугаев В. А.: К диагнозу стационарных фронтов холодных вторжений. М. и Г., 1937, 4—5.

Молчанов П. А.: Строение атмосферы при вторжении теплых и холодных воздушных масс по данным радиозондовых подъемов. «Природа», 1938, 2.

Дюбюк А. Ф. и Хромов С. П.: О синоптико-аэрологических положениях П. А. Молчанова. М. и Г., 1939, 2.

Дюбюк А. Ф.: Третий этап в развитии представлений о холодных вторжениях. М. и Г., 1949, 1, 2.

Туркетти З. Л.: Анализ одного холодного вторжения. Труды НИУ ГУГМС, серия 2, вып. 6, 1943.

Погосян Х. П.: К вопросу о структуре холодных фронтов. Ugyanott.

Зак Е. Г.: Характеристика фронтальной облачности по данным самолетных подъемов. М. и Г., 1937, 8.

Зак Е. Г.: Фронтальные облачные системы. Труды НИУ ГУГМС, серия 2, 14, 1946.

Bjerknes J. a. *Solberg H.:* Meteorological conditions for the formation of rain. Geof. Publ., 2, 3, 1920.

Bjerknes J.: Explorations de quelques perturbations atmosphériques etc. Geof. Publ. 9, 9, 1933.

Bjerknes J. u. *Palmén E.:* Aerologische Analyse einer Warmfrontfläche. B. P. f. A., 25, 1938.

Palmén E.: Die vertikale Mächtigkeit der Kälteeinbruche über Europa. Gerl. Beitr., 26, 1930.

Palmén E.: Synoptisch-aerologische Untersuchung eines Kälteeinbruches. Gerl. Beitr., 32, 1931.

Berg H.: Beitrag zur Struktur eines Warmlufteinbruches. Gerl. Beitr., 30, 1931.

Berg H.: Zur Aerologie der Okklusion. B. P. f. A., 22, 1934.

Berson F. A.: Kaltfronten und prefrontale Vorgänge in der unteren Troposphäre. M. Z., 1934.

Ekhart F.: Zur struktur der grossen Kälteeinbruches Ende November 1930. Gerl. Beitr., 40, 1933.

Wexler H.: Analysis of a warm-front type occlusion. M. W. R., 63, 1935.

Emmons G.: Atmospheric structure over the Southern United States, December 30—31 1927. Mass. Inst. of Technology, Profess. Notes, 9, 1935.

Bjerknes J. a. *Palmén E.:* Aerologische Analyse einer Warmfrontfläche B. P. f. A., 25, 1938.

Lásd még a 78—79. § irodalmát.

40. §.

Lásd (10), (28) és:

Дюбюк А. Ф.: К вопросу о фронтогенезе и градиентном ветре. М. и Г., 1938.

Petterssen S.: Contribution to the theory of frontogenesis. Geof. Publ., 11, 6, 1936.

Raethjen P.: Schrumpfung und Dehnung, Front und Frontalzone. Ann. Hydr., 66, 1938.

41. §.

Lásd (5) és:

Кочин Н. Е.: Über die Stabilität von Margulesschen Diskontinuitätsflächen, B. P. f. A., 18, 1931.

Margules M.: Über Temperaturschichtung in stationär bewegter und in ruhender Luft. M. Z., Hann-Band, 1906.

Bjerknes V.: On the dynamics of the circular vortex with applications to the atmosphere and atmospheric vortex and wave motions. Geof. Publ., 2, 4, 1921.

Bjerknes J.: Diagnostic and prognostic application of mountain observations. Geof. Publ., 3, 6, 1924.

Raethjen P.: Zur praktischen Anwendung der Margulesschen Gleichgewichtsbedingung. M. Z., 56, 1939.

42. §.

Кочин Н. Е.: О перемещении поверхностей разрыва. Известия ГГО, 1931. 3—4.

Кибель И. А.: Движение фронтальной поверхности в баротропной или бароклинной атмосфере. Труды ГГО, 14, 1937.

Кибель И. А.: О движениях атмосферы, при которых фронтальные поверхности, отделяющие две различные массы воздуха, испытывают деформации и перемещения. Труды ГГО, 13, 1937.

Giao A.: La mechanique differentielle des fronts et du champ isallobarique. Mémorial de l'Office National Météor., No 20, Paris, 1929.

43. §.

Lásd (10), (23) és:

Stüve G.: Aerologische Untersuchungen zum Zwecke der Wetterdiagnose. Arb. Lindenberg. Observ., 14, 1922.

Stüve G.: Wolken und Gleitflächen. Ugyanott, 15, 1926.

Raethjen P.: Konvektionstheorie der Aufgleitfronten. M. Z. 56, 1939.

47. §.

Заморский А. Д.: Влияние Кавказского хребта на морсзы в Сочи. М. и Г. 1937, 2.

Леонтьев Г.: Орографические воздействия Кавказского хребта на синоптические процессы 2—5 мая 1935 г. М. и Г., 1937, 4—5.

Воейков А. И.: Горные и степные суховеи. М. В., 1912.

Кузнецов Н. Н.: К теории фена. М. и Г., 1940, 11.

Кузнецов Н. Н.: Типы фенов на западном Кавказе. М. и Г., 1940, 12.

Коростелев Н. А.: Новороссийская бора. Записки АН СССР, 1904.

Визе В. Ю.: Новоземельская бора. Известия Центрального гидромет. бюро, 1923.

Кладо Т.: Фены и бора в СССР. «Климат и погода», 1935.

Фигуровский И. В.: Местные и общие ветры на Кавказе, 1905.

Бут И. В.: Новороссийская бора. 1938.

A VI. fejezethez

49—51. §.

Lásd (10), (22), (26) és:

Кочин Н. Е.: Über die Stabilität von Margulesschen Diskontinuitätsflächen. B. P. f. A., 18, 1924.

Юдин М. И.: Об устойчивости фронтальных поверхностей в сжимаемой жидкости. Труды ГГО, 18. 1937; 23, 1938.

Гаурвиц Б.: Норвежская волновая теория циклонов. Ташкент, 1940.

Таборовский Н. Л.: Анализ непосредственных причин изменений атмосферного давления. Труды НИУ ГУГМС, сер. 2, 6, 1943.

Таборовский Н. Л.: Гидродинамическая теория бароклинной атмосферы и основные вопросы синоптической метеорологии. Труды НИУ ГУГМС, сер. 2, 26, 1947.

Bjerknes V.: On the dynamics of the circular vortex etc. Geof. Publ. 2, 4, 1921.

Bjerknes J. a. *Solberg H.:* Life cycle of cyclones etc. Geof. Publ. 3, 1, 1922.

Godske C. L.: Zur Theorie der Bildung aussertropischer Ziklonen. M. Z. 53, 1936.

Bjerknes J.: Theorie der aussertropischen Zyklonenbildung. M. Z. 54, 1937.

Bjerknes J. a. *Holmboe J.:* On the theory of cyclones. Journal of Meteorology, 1944. 1—2.

Petterssen S.: Contribution to the theory of pressure variation. Quart. Journal, 71, 1945.

Lásd még az 58. §-nál.

52. §.

Lásd (6) és:

Погосян Х. П. и Таборовский Н. Л.: Среднее и действительное распределение энергии в атмосфере. М. и Г., 1940, 9.

Путохин В. А.: О запасе энергии распределения давления в области малого возмущения циклонического типа. Доклады АН СССР, 1940, 26, 9.

Margules M.: Über die Energie der Stürme. Jahrb. Zentralanstalt für Meteor. u. Geodynamik, Wien, 1903.

Bjerknes J. a. *Solberg H.:* Life cycle of cyclones. Geof. Publ. 3, 1922.

Refsdal A.: Zur Thermodynamik der Atmosphäre. Geof. Publ. 9, 2, 1932.

53. §.

Погосян Х. П. и Таборовский Н. Л.: Трансформация воздушных масс и динамика атмосферных процессов. М. и Г., 1940.

Погосян Х. П.: Сезонные колебания общей циркуляции атмосферы. Труды ЦИП, вып. 1 (28). 1947.

Wexler H.: Cooling in the lower atmosphere and the structure of polar continental air. M. W. R., 64, 1936.

Wexler H.: Formation of polar anticyclones. M. W. R., 65, 1937.

54. §.

Bjerknes J.: On the structure of moving cyclones. Geof. Publ., 1, 1919.

Bjerknes J. a. *Solberg H.:* Life cycle of cyclones and polar front theory of atmospheric circulation. Geof. Publ., 3, 1922.

Bjerknes J.: Explorations de quelques perturbations atmospériques á l'aide sondages rapprochés dans le temps. Geof. Publ., 9, Oslo, 1932.

Bjerknes J. u. *Palmén E.:* Aerologische Analyse einer Ziklone. B. P. f. A., 12, 1933.

Bjerknes J.: Investigations of selected European cyclones by means of serial ascents. Geof. Publ., 11, 1935.

Bjerknes J. a. *Palmén E.:* Investigation of selected European cyclones by means of serial ascents. Geof. Publ., 12, 1937.

Bjerknes J., Mildner P., Palmén E. u. *Weickmann L.:* Synoptisch aerologische Untersuchung der Wetterlage während der internationalen Tage vom 13 bis 18. Dezember 1937. Veröff. Geophys. Inst. Leipzig, 12, 1939.

Schröder R.: Die Regeneration einer Ziklone über Nord- und Ostsee. Veröff d. Geophys. Inst. Leipzig, 1929.

Moese O. u. *Schinze G.:* Die beiden Hauptfrontalzonen AF und PF. Ann. Hydr., 1932.

55. §.

Броунов П. И.: Временные барометрические максимумы в Европе. СПБ. 1886.

Ханевский В.А.: Zur Frage über die Konstitution und Entstehung hoher Antizyklonen. M. Z., 1929.

Туркетти З. Л.: Анализ одного холодного вторжения. Труды НИУ ГУГМС, серия 2, 6, 1943.

Runge G.: Stationäre warme und kalte Antizyklonen in Europa. Leipzig, 1931.

Namias J.: Subsidence within the atmosphere. Harvard Meteorol. Studies, 2. Cambridge, Mass, 1934.

Lásd még az 59. §-nál.

56. §.

Аскназий А. И.: К вопросу об атмосферной циркуляции на Европейской территории СССР. Ж. Г., 1934, 4.

Погосян Х. П.: Летний арктический процесс на Европейской территории СССР. М. и Г., 1935, 3–4.

Bjerknes J. a. *Solberg H.:* Life cycle of cyclones etc. Geof. Publ., 1922.

Bergeron T. u. *Swoboda G.:* Wellen und Wirbel an einer quasistationären Grenzfläche über Europa. Veröff. Geophys. Inst., Leipzig, 1924.

58. §.

Хромов С. П.: К вопросу о природе внетропических депрессий. Ж. Г., 1932.

Пальмен Э.: Аэрологические исследования стратосферных возмущений в связи с процессами в стратосфере. М., 1935.

Фиккер Г.: Влияние стратосферы на процессы погоды. М. и Г., 1935, 3—4 45—51.

Dines W. H.: Correlation and regression tables for the upper air. B. P. f. A., 5, 1913.

Schedler A.: Über den Einfluss der Lufttemperatur in verschiedenen Höhen auf die Luftdruckschwankungen am Boden. B. P. f. A., 7, 1917, 88—101.

Schedler A.: Die Beziehungen zwischen Druck und Temperatur in der freien Atmosphäre. B. P. f. A., 9, 1921, 181—201.

Haurwitz B.: Beziehungen zwischen Luftdruck- und Temperaturänderungen. Veröff. Geophys. Inst. Leipzig, III. 5, 1927.

Haurwitz B. a. *Turnbull W. E.:* Relations between interdiurnal pressure and temperature variations in troposphäre and stratosphäre over North America. Canadian Meteor. Memoirs, 1, 3, 1938.

Haurwitz B. a. *Haurwitz E.:* Pressure and temperature in the free atmosphere over Boston. Harvard Meteor. Studies, 3, 1939.

Malone T. A.: A study of interdiurnal pressure and temperature variations in the free atmosphere over North America. Papers in phys. oceanogr. a. meteor., IX, 4, Cambridge, Mass, 1946.

Ficker H.: Beziehungen zwischen Änderungen des Luftdruckes und der Temperatur in den unteren Schichten der Troposphäre. Wiener Sitzungsberichte, 129, 1920.

Ertel H.: Der Einfluss der Stratosphäre auf die Dynamik des Wetters. M. Z. 1931.

Palmén E.: Über die Natur der Luftdruckschwankungen in höheren Schichten. B. P. f. A., 14, 1928.

Palmén E.: Die Beziehung zwischen troposphärischen und stratosphärischen Temperatur und Luftdruckschwankungen. B. P. f. A.,17, 1931.

Palmén E.: Analyse der dynamischen Druckschwankungen in der Atmosphäre. B. P. f. A., 19, 1932.

Bjerknes J. u. *Palmén E.:* Aerologische Analyse einer Zyklone. B. P. f. A., 21, 1933.

Stüve G.: Thermozyklogenese. B. P. f. A., 13, 1926.

Stüve G. u. *Mügge R.:* Energetik des Wetters B. P. f. A., 22, 1935.

Mügge R.: Über das Wesen der Steuerung. M. Z., 1938.

Penner C. M.: The effects of tropospheric and stratospheric advection on pressure and temperature variations. Canad. Journ. of Research, 19, 1941.

59. §.

Михель В. М.: О некоторых аэросиноптических признаках изменения барических областей. Геофизический сборник, 5, 3, 1932.

Михель В. М.: Признаки движения и заполнения барометрических минимумов по состоянию поля ветров на высоте. Записки по гидрографии, 1938, 2.

Погосян Х. П. и Таборовский Н. Л.: Высотные деформационные поля и их роль цикло и антициклогенезе. М. и Г., 1940, 4.

Погосян Х. П. и Таборовский Н. Л.: Аэрологические условия развития и затухания циклонов. М. и Г., 1939, 12.

Погосян Х. П. и Таборовский Н. Л.: Процесс антициклогенеза над Европой. М. и Г., 1940, 10.

Погосян Х. П.: Полярные антициклоны и их адвективно-динамическая природа. Труды НИУ ГУГМС, серия, 2, вып. 2, 1943.

Погосян Х. П.: Адвективно-динамический анализ антициклогенеза. Ugyanott.

Погосян Х. П.: Механизм ультраполярных вторжений. Ugyanott.

Lásd a 49—51. §-okban Taborovszkij munkáit.

Бызов Н. П.: Несколько замечаний к вопросу об использовании карт барической топографии в синоптической практике. М. и Г., 1939, 3.

Бызов Н. П.: Еще о переднем антициклогенезе. М. и Г., 1939, 7—8.

Rodewald M.: Über die Festlegung der Frontalzonen. Ann. Hydr., 60, 932.

Rodewald M.: Höhenwetterkarte und Wettervorhersage. Ann. Hydr., 66, 938.

Scherhag R.: Zur Theorie der Hoch- und Tiefdruckgebiete, M. Z., 934.

Scherhag R.: Die Bemerkungen zur Divergenztheorie der Zyklonen. M. Z., 936.

Scherhag R.: Bemerkungen über die Bedeutung der Konvergenzen und Divergenzen des Geschwindigkeitsfeldes für die Druckänderungen. B. P. f. A., 24, 1937.

Ertel H. a. *Sjan-zsi-Li:* Der Advektionsmechanismus der atmosphärischen Druckschwankungen. Zeit. für Physik, 94, 1935.

A VII. fejezethez.

61—63. §.

Lásd (10), (16), (22), (27), a 30. és 41. §-ban W. Bjerknes, a 49. és 50. §-ban J. Bjerknes és Solberg munkáit, továbbá:

Блинова Е. Н.: Гидродинамическая теория волн давления, температурных волн и центров действия атмосферы. Доклады АН СССР, 1943, том 39, 7.

Bergeron T.: Richtlinien einer dynamischen Klimatologie. M. Z., 1930, 246.

Swoboda G.: Grundbegriffe der Wetteranalyse. Prag, 1932.

Krick J. P.: A dinamical theory of the atmospheric circulation and its use in weather forecasting. Calif. Inst. of Techn., 1942.

Пальмен Э.: Аэрологические исследования атмосферных возмущений. ОНТИ М—1934.

Refsdal A.: Zur Thermodynamik der Atmosphäre. Geof. Publ., 9, 12, 1932.

64. §.

Хромов С. П.: Новые карты главных фронтальных зон. М. и Г., 1940.

Дзердзеевский Б. Л.: Циркуляционные схемы в тропосфере центральной Арктики. АН СССР, М., 1945.

65. §.

Defant A.: Die Zirkulation der Atmosphäre in den gemässigten Breiten der Erde. Geografiska Annaler, 1921, 209.

Baur F. u. *Philipps H.:* Der Wärmehaushalt der Lufthülle der Nordhalbkugel. Gerl. Beitr., 47, 1936.

66. §.

Sverdrup H.: Der nordatlantische Passat. Veröff. Geophys. Inst. Leipzig, 2, 1, 1917.

Ficker H.: Die Passatinversion. Veröff. Meteor. Inst. Berlin, 1, 4, 1936.

Jaw J.: Zur Thermodynamik der Passatgrundströmung. Veröff. Meteor. Inst. Berlin, 2, 6, 1937.

67. §.

Lásd (18) és:

Хромов С. П.: К вопросу о трансформации тропических циклонов в умеренных широтах. М. и Г., 1940, 4.

Scofield E.: On the origin of tropical cyclones. B. A. M. S., 1938, 244.

Garbell M. A.: Tropical and equatorial meteorology. New-York, 1947.

68. §.

Лир Э. С.: Типы сезонных циркуляций атмосферы над Евразией и Атлантикой. М. и Г., 1936.

Defant A.: Die Schwankungen der atmosphärischen Zirkulation über dem nordatlantischen Ozean im 25-jährigen Zeitraum 1881—1905. Geografiska Annaler, 1924.

Baur F.: Die Formen der atmosphärischen Zirkulation in der gemässigten Zone. Gerl. Beitr. 34, 1931.

Elliott R. D.: Studies of persistent regularities in weather phenomena. Calif. Inst. of Techn., 1942.

Lásd még a 85. §-nál.

69. §.

Шулейкин В. В.: Физика моря. Изд. АН СССР, 1941.

Линейкин П. С.: Известия АН СССР, серия геграф. и геофиз., 1946.

Wagner A.: Zur Aerologie des Indischen Monsuns. Gerl. Beitr., 1931.

A VIII. fejezethez

Lásd (11), (12), (13), (28), (30) és:

72. §.

Guilbert G.: Nouvelle méthode de prévision du temps. Paris, 1909.

73. §.

Пуйше Э. П.: Метод изаллобар. М. В., 1934.

Метод изаллобар. Переработано с Французского Бердоносовым М. В. под. ред. Чубукова Л. А.

74. §.

Дюбюк А. Ф.: (ред.) Методы экстраполяции барического поля. Сборник статей. Гидрометеоиздат, М., 1939.

75. §.

J. A Kibel módszerének felhasználására vonatkozó irodalmat lásd a 21. §-nál.

A IX. fejezethez

76. §.

Погосян Х. П., Таборовский Н. Л.: Адвекция в тропосфере и ее измерение. Труды НИУ ГУГМС, серия 2, вып. 6, 1943.

Швец М. Е.: Суточный ход температуры и лучистый теплообмен. Известия АН СССР, серия географ. и герфиз., 1943.

Гайгер Р.: Климат приземного слоя воздуха. М., 1931. (2-е немецкое издание 1942 г).

Ольдекоп Б.: Приложение теории корреляции к вопросу о предсказании ночного минимума температуры для естественной поверхности. Ташкент, 1915.

Цубербиллер Е. А.: К вопросу о предсказании заморозков. М. В., 1925, 9.

Инструкция для метеорологических станций по службе предупреждений о заморозках. Л., 1931.

Синявский П.: Предсказание заморозков по наблюдениям в одном пункте. Вестник ЕГМС, 1935, 3.

Асейкин П. Н.: О физической природе радиационного заморозка. Вестник АН СССР, 1938, 2—3.

Темникова Н. С.: Типизация заморозков Европейской территории Союза, их длительность и повторяемость. М. и Г., 1938, 6.

Нездюрова Т.: Синоптические условия весенних заморозков на территории Калининской области. М. и Г., 1939, 4.

Успенский Е.: О местном прогнозе ночных заморозков. М. и Г. 1938.

Чудновский А. Ф. и Лютерштейн И. Г.: Формула для прогноза ночного хода температур в приземном слое воздуха. Известия АН СССР.

Обширный указатель литературы по заморозкам (304 названия) см. в «Метеорологии и гидрологии», 1940, 4.

Лютерштейн И. Г. и Чудновский А. Ф.: О достоверности предсказаний ночных заморозков по эмпирическим формулам. Труды НИУ ГУГМС, серия 1, 28, 1946.

77. §.

Сапожникова С. А.: Изменение скорости ветра с высотой в нижнем слое воздуха. Труды НИУ ГУГМС, серия 1, вып. 33, 1946.

Дюбюк А. Ф.: Использование ветра на высотах в целях прогноза погоды. Редиздат ЦУЕГМС, М, 1936.

Дюбюк А. Ф.: К теории изменения ветра с высотой в области фронта. М. и Г., 1937, 4—5.

Погосян Х. П.: К вопросу об определении и прогнозе скорости и направления ветра до высот 9—12 км. М. и Г., 1939, 7—8.

Успенский Б. Д.: Вопросы прогнозов ветра на высотах. Труды НИУ ГУГМС, серия 2, 12, 1945.

Колобков Н. В.: Грозы и шквалы. Гидрометеоиздат, 1939.

Колобков Н. В.: Ураган в Москве 28 мая 1937 года. М. и Г., 1937, 8.

Гончарова Е. Ф.: О синоптических условиях сильных ветров в Сочи. М. и Г., 1940, 3.

Малик С. А.: Синоптические условия сильных ветров черноморского побережья от Анапы до Адлера. М. и Г., 1940, 3.

Хромов С. П.: К динамической климатологии торнадо. М. и Г., 1939, 4.

Гайгеров С. С.: Синоптический анализ возникновения торнадо в США в 1884 г. М. и Г., 1939, 4.

Гайгеров С. С.: Шесть тромбов в центральных областях европейской части Союза и их синоптические условия. М. и Г., 1939, 5.

Курганская В. М.: Синоптические условия метелей на железных дорогах Урала, Казахстана и Западной Сибири при южных циклонических вторжениях. М. и Г., 1936, 3.

78—79. §.

Оболенский В. Н.: Дополнения и уточнения к теории атмосферной конденсации. М. и Г., 1943, 2.

Зак Е. Г.: Характеристика фронтальной облачности по данным самолетных подъемов. М и Г., 1937, 8.

Зак Е. Г.: Характеристика внутримассовой облачности по материалам самолетных подъемов. М. и Г. 1938, 5.

Зак Е. Г.: Указания к определению верхней границы облаков по данным радиозондовых подъемов. Гидрометеоиздат, 1942.

Зак Е. Г.: Фронтальные облачные системы. Труды НИУ ГУГМС, серия 2, 14, 1946.

Зак Е. Г.: Облачность антициклональных инверсий. Труды НИУ ГУГМС серия 2, вып. 14, 1946.

Колобков Н. В. Синоптико-аэрологическая классификация гроз. М. и Г., 1936, 3.

Торбина Н. В.: Синоптические условия гроз на ЕТС. М. и Г., 1937, 2.

Хромов С. П.: К вопросу о строении и вертикальной мощности Altostra us. М. и Г., 1940, 1.

Заморский А. Д.: Синоптические условия сильных дождей на Черноморском побережье Кавказа от Анапы до Аллера. М. и Г., 1938, 9—10.

Боровиков А. М., Коноплев Н. П. и Пинус Н. З.: Опыт экспериментального исследования физико-синоптических условий образования облаков типа Ns—As и выпадения из них осадков. Труды Центр. аэрол. обсерв. вып. 1, 1947.

Пчелко И. Г.: Условия полета во фронтальных зонах над Европейской территорией СССР, М., 1941.

Орлова Е. М. Петренко Н. В.: Условия циркуляции, благоприятствующие развитию внутримассовых гроз и ливней. Труды НИУ ГУГМС, серия 2, вып. 6, 1943.

Зверев А. С.: Термодинамический анализ карт барической топографии и применение адвективно-динамического метода к прогнозу осадков. Труды НИУ ГУГМС, серия 2, вып. 14, 1946.

Орлова Е. М.: Конвективные внутримассовые осадки. Труды НИУ ГУГМС, серия 2, вып. 14, 1946.

Бержерон Т.: Лекции об облаках и практическом анализе карты. М., 1934.

Бержерон Т. : К физике облаков и осадков. М. и Г., 1936.

Зюринг Р.: Образование облаков, структура облаков и осадки. М. и Г., 1940, 12.

Süring R.: Die Wolken. Akad. Verlagsgesellschaft, Leipzig, 1936, (1942).

Findeisen W.: Mikrophysik der Wolken. Reichsamt für Wetterdienst, Berlin, 1939.

Petterssen S.: Contribution to the theory of convection. Geof. Publ. 12, 9, 1939.

80. §.

Виллетт Г.: Туман и Мгла, их причины, распространение и предсказание. ЦБП СССР, 1932.

Данилин А. И.: Туманы в Москве в зависимости от синоптического положения и состояния метеорологических элементов. М. и Г., 1936, 2, стр. 14—29.

Гальцов А. П.: Физико-метеорологическая характеристика процессов туманообразования и туманорассеяния. Известия А. Н. СССР, серия геогр. и геофиз., 1941.

Кирюхин Б. В.: Об интенсивности и продолжительности радиационных туманов. Труды НИУ ГУГМС, серия 1, 28, 1946.

Лютерштейн И. Г. и Чудновский А. Ф.: Метод прогноза радиационных туманов. Труды НИУ ГУГМС, серия 1, 28, 1946.

Гинзбург Т. И.: Ночное положение температуры и прогноз радиационных туманов в различных климатических условиях СССР. Труды НИУ ГУГМС, серия 1, 28, 1946.

Petterssen S.: Some aspects of formation and dissipation of fog. Geof. Publ. XII., 1939.

81. §.

Курганская В. М. и Пчелко И. Г.: Метеорологические условия обледенения самолетов. Гидрометеоиздат, 1937.

Бончковский В. Ф.: (ред.) Обледенение воздушных судов. М., 1938. библиография из 166 названий.

Воронцов П. А.: Аэрологические условия обледенения самолетов. Известия АН СССР, серия географ. и геофиз., 1940, 3.

Пчелко И. Г.: (ред.) Прогноз облачности и обледенения. Труды НИУ ГУГМС, серия 2, вып. 2, 1942.

Заморский А. Д.: Метеорологические условия обледенения. Труды НИУ ГУГМС, серия 1, 24, 1946.

Абрамович К. Г.: Условия образования гололеда на Европейской территории СССР. Труды НИУ ГУГМС, серия 2, вып. 11, 1944.

Schinze G.: Die Bedeutung der aerologisch-synoptischen Luftmassenanalyse zum Erkennen gefährlicher Flugzeugvereisungen. Das Wetter, 1932.

Lacey J. K.: A study of meteorological and physical factors affecting the formation of ice on airplans. Bull. Amer. Meteorol. Soc. 21, 1940, 357.

83. §.

Омшанский М. А.: Об учете точности прогнозов погоды и их применении. Ж. Г., 1933, 4 (10).

Омшанский М. А.: Задачи контроля прогнозов погоды. М. и Г., 1936, 11.

Омшанский М. А.: Контроль альтернативных прогнозов. Труды ГГО, 14, 1937.

Заморский А. Д.: Связь ошибок прогноза суточного хода температуры с характером температуры. М. и Г., 1938, 4.

Köppen W.: Wie erkennt man Blindlingsprognosen. Hann-Band der M. Z. 1906.

Heidke P.: Zur Objektiven Prüfung örtlicher Vorhersagen im täglichen Wetterdienst. B. P. f. A., 15, 1929.

Clayton H.: On verifying weather forecasts. B. A. M. S., 1938, 8.

A X. fejezethez

84. §.

Аскназий А. И.: К вопросу о методике долгосрочных прогнозов погоды. М. и Г., 1936, 10 и 11.

Пагава С. Т.: Естественный синоптический период. «Климат и погода» 1936, 3.

Шишков В. Г.: О естественном синоптическом периоде. Труды ГГО, вып. 27, 1939.

Заморский А. Д.: Об естественном синоптическом периоде (по поводу статьи В. Г. Шишкова). М. и Г., 1941, 3.

Таборовский Н. Л.: Преобразования высотного барического поля и смена естественных синоптических периодов. Труды НИУ ГУГМС, серия 2, вып. 3, 1943.

Штабова А. И.: Естественные синоптические периоды на территории Сибири и Дальнего Востока. Труды НИУ ГУГМС, серия 2, вып. 3, 1943.

Баур Ф.: Современное состояние макрометеорологических исследований. М. и Г., 1936, 6.

85. §.

Мультановский Б. П.: Влияние центров действия на погоду Европейской России в теплое время года. Геофизический сборник, 2, 3, 1915.

Мультановский Б. П.: Основные положения для деления Европейской России на районы по воздействиям полярного центра действия атмосферы. Известия ГГО, 3, 1920.

Лир Э. С.: Принципы классификации синоптических процессов. Ж. Г. 1931, 1—2.

Лир Э. С.: Основные черты зимнего синоптического процесса в северном полушарии. Ж. Г., 1932, 3—4.

Лир Э. С.: Основные черты атмосферной циркуляции в теплом полугодии. Ж. Г., 1933, 4.

Лир Э. С.: Типы сезонных циркуляций над Европой и Атлантикой. Ж. Г., 1936.

Лир Э. С.: Об эмпирических исследованиях атмосферной циркуляции. М. и Г., 1937, 2.

Лир Э. С.: Основные черты сезонных циркуляций воздуха на юго-востоке Европейской части СССР. М. и Г., 1940, 5—6.

Вангенгейм Г. Я.: Опыт применения синоптических методов к изучению и характеристике климата. Гидрометеоиздат, 1935.

Вангенгейм Г. Я.: К вопросу о типизации и схематизации атмосферных процессов. М. и Г., 1938, 3.

Вангенгейм Г. Я.: Опыт предсказания сезонного распределения осадков. М. и Г., 1939, 9.

Вангенгейм Г. Я.: Долгосрочный прогноз температуры воздуха и вскрытия рек. Труды ГГИ, вып. 10, 1940.

Вангенгейм Г. Я.: Предсказание сезонных распределений метеорологических элементов. Известия АН СССР, серия географ. и геофиз., 1941, 3.

Аскназий А. И.: К вопросу о летней циркуляции над ЕТС. Ж. Г., 1934, 4.

Аскназий А. И.: Еще к вопросу о летней циркуляции атмосферы на Европейской территории СССР. М. и Г., 1938, 3.

Погосян Х. П.: Вторжение континентальных масс воздуха на Европейскую территорию СССР в зимнее полугодие. М. и Г., 1935, 3—4.

Погосян Х. П.: Летний арктический процесс на Европейской территории СССР. М. и Г., 1935, 3—4.

Джорджио В. А. и др.: Типы погоды Средней Азии. Ж. Г., 1935.

Стремоусов Н. В.: К вопросу о синоптических процессах восточной части азиатского материка и прилегающих морей. Ж. Г., 1935.

Бызов Н. П.: К вопросу об использовании зондажей температуры и влажности для характеристики типов погоды. Ж. Г., 1936, 1.

Субботин А. И.: К вопросу о зимних синоптических процессах на северо-востоке Азии. Дилп. работа МГМИ, 1938.

Старов Д. К.: Типы погоды на Крымском побережьи Черного моря. Записки по гидрографии, 1937, 2.

Дзердзеевский Б. Л.: Циркуляционные схемы в тропосфере Центральной Арктики. Изд. АН СССР, 1945.

Дзердзеевский Б. Л.: Циркуляция атмосферы в Центральном полярном бассейне. Труды дрейфующей станции «Северный полюс», т. 2. Изд. Главсевморпути, 1941—1945.

Дзердзеевский Б. Л., Курганская В. М. и Витвицкая З. М.: Типизация циркуляционных механизмов в северном полушарии и характеристика синоптических сезонов. Гидрометеоиздат, 1946.

Вительс Л. А.: Изменение состояния полярных центров действия атмосферы в связи с барическим режимом в Арктике. М. и Г., 1941, 5.

Teisserenc de Bort: Études sur la position des grandes centres d'action de l'atmosphére au printemps. Annales du Bureau Central Météorol. de France, 1883.

Van Bebber W. J.: Die Beurteilung des Wetters auf mehrere Tage voraus. Stuttgart, 1826.

Шинце Г.: Практика синоптического анализа. 1, 1934.

Baur F.: Die Bedeutung der Stratosphäre für die Grosswetterlage. M. Z., 1936.

Baur F.: Die Formen der atmosphärischen Zirkulation in der gemässigten Zone. Gerlands Beiträge zur Geophysik, 34, 1931.

86. §.

Köppen W.: Die Aufeinanderfolge der unperiodischen Witterungserscheinungen nach den Grundsätzen der Wahrscheinlichkeitsrechnung untersucht. Wild. Rep. f. Met. Bd. II. 1871.

Trey F.: Zur Erhaltung Tendenz der Witterung. M. Z. 1933, 4, 8, 135—137.

Wagner A.: Zur Bestimmung der allgemeinen Zirkulation. Ann. Hydr. 1938, 161.

87. §.

Визе В. Ю.: Влияние льдов Гренландского моря на циклоническую деятельность в северной Атланнтике. Известия Центрального гидрометеор. бюро, 1, 1923.

Визе В. Ю.: Льды Баренцова моря и температура воздуха в Европе. Известия Центрального гидрометеор. бюро, 3, 1924.

Визе В. Ю.: Значение режима льдов в Гренландском море и Восточно-Исландском течении для температуры воздуха в последующую зиму в Европе. Известия ГГИ 14, 1925.

Визе В. Ю.: Материалы для предсказания средних месячных и сезонных состояний метеорологических элементов. Журнал герфизики и метеорологии, 1926, 1927, 1928, 1929.

Омшанский М. А.: Прогноз температуры на несколько дней. Труды ГГО, 26, 1939.

Exner F. M.: Monatliche Luftdruck und Temperaturanomalien auf der Erde. S.-Ber. Wiener Akad., 1924, Bd. 123.

Walker G. T.: Correlations in seasonal variations of weather. Memoirs of the Indian Meteorol. Departement, 1924, 24, 9.

Baur F.: Zur Frage der Beziehungen zwischen der Temperatur des Golfstromes und dem nachfolgenden Temperaturcharakter Mitteleuropas. M. Z., 1937, 188.

Bergsten F.: Influence of the Gulf Stream on the winter temperature of Northern Europe. Geografiska Annaler 18, 1937. 298.

Погаде Г.: Научные основы бауровских прогнозов на декаду. М. и Г., 1938, 1, 29—34.

Baur F.: Official weather forecasting for 10-day periods in Germany. B. A. M. S., 1936.

88. §.

Данилов Л.: Хвилі погоди. Київ, 1926.

Weickmann L.: Wellen in Luftmeer. I. Mitt. Abhandl. der sächs. Akademie der Wissensch. Bd. 39, No. 2, 1924.

Schmiedel K.: Stratosphärische Steuerung und Wellensteuerung. Veröff. Geophys. Inst. Leipzig, 9, 1, 1937.

Mildner P.: Über Symmetriepunkte und ihren prognostischen Wert. B. P. F. A., 17, 1, 1930.

Weickmann L.: Neuere Ergebnisse aus der Theorie der Symmetriepunkte. Gerlands Beitr. 34, 1931, 244.

Lehmann K.: Symmetriegebiete des Luftdrucks. Gerlands Beitr., 30, 1931, 241.

Lettau H.: Theoretische Ableitung und physikalische Nachweis einer 36-tägiger Luftdruckwelle. Veröff. Gephys. Inst. Leipzig, 5, 2, 1931.

Schwerdtfeger W.: Zur Theorie polarer Temperatur- und Luftdruckwellen. Veröff. Geophys. Inst. Leipzig. 4, 1931, No. 5.

Defant A.: Die Veränderungen der allgemeinen Zirkulation der Atmosphäre in der gemässigten Breiten der Erde. M. Z. 1913, 3.

Clayton H. A.: Long-period weather changes and methods of forecasting. M. W. R. 1936, 359.

89. §.

Вангенгейм Г. Я.: Синоптическая метеорология и ее возможности в предсказаниях погоды. Л., 1931.

Мультановский Б. П.: Основные положения синоптического метода долгосрочных прогнозов погоды. 1 ч., изд. ЦУЕГМС, 1933.

Аскназий А. И.: К вопросу о методике долгосрочных прогнозов погоды М. и Г., 1936, 10—11.

Пагава С. Т.: (ред.) Основы синоптического метода долгосрочных прогнозов. Гидрометеоиздат, 1940.

Пагава С. Т.: О ритмической деятельности атмосферы. М. и Г., 1938, 3.

Ширкина Н. А.: Синоптически аналогичные сезоны. Труды ГГО, вып. 27. 1939.

Пагава С. Т.: Основы синоптического метода долгосрочных прогнозов погоды малой заблаговременности. Труды НИУ ГУГМС, серия 2, вып. 20, 1946.

Дулетова Т. А.: Применение закономерности естественного синоптического периода к вопросу погоды на три дня. Труды НИУ ГУГМС, серия 2, вып. 3, 1943.

90. §.

Willett H. C. a. o.: Report on an Experiment in Five-Day Weather Forecasting. Papers in Physical Oceanography and Meteorology, Vol. 8, 3, 1940, Vol. 9, 1, 1941.

Clapp P. F. a. *Namias J.:* Use of Trend Methods in Forecasting Five-Day Mean Pressure Charts. U. S. Weather Bureau, 1943.

Namias J.: Methods of extended forecasting. U. S. Weather Bureau, 1943.

Aime E. A. a. *Johson E. C.:* Methods for the preparation of six-day forecasts. U. S. Weather Bureau, 1943.

Krick J. P.: A dynamical theory of the atmospheric circulation and its use in weather forecasting. Calif. Inst. of Techn., 1942.

Elliott R. D.: Studies of persistent regularities in weather phenomena. Calif. Inst. of techn. 1942.

A collection of reports on extended forecasting research. U. S. Weather Bureau, 1944.

Namias J.: Extended forecasting by mean circulation methods. U. S. Weather. Bureau, 1947.

TÁRGYMUTATÓ

Abszolút geopotenciál 106
— nedvesség 36, 256
adiabáta 31
adiabatikus állapotváltozások 97, 100
— gradiens 34, 40, 93
advekció
— termikus 195, 505, 603, 697
advektív dinamikus analízis 502
— változás
— — , nyomásé 404
— — , hőmérsékleté 647
aerogramm 84, 87
aerológiai diagrammok 82, 676
— észlelések 20
anafront 329
analízis
—, izentrópikus 120, 616, 679
—, szinoptikus (lásd ott)
—, rétegződésé 94, 676, 679
analógiák (hasonlóságok) 124, 774
anomáliák 756
anticiklon
— képződése 512
anticiklonok 52, 150, 438
— arktikus 55, 442, 534
— áthelyeződése 375, 469
— -ban levő frontok 443
— -ban lévő inverziók 451
— függőleges hőmérsékleti eloszlása 447
—, lezáró 441
— magassága 451
— szerkezete 373
—, szubtrópusi 53, 442, 562
— tengelye 737, 746
—, téli 533
antipasszátok 54, 533, 557
arktikus anticiklonok 55, 442, 534
— frontok 52, 540
— levegő 245, 269, 593
— poláris levegő 269
aszcendens 50
—, nyomási 131

Álcázott front 360
ál-front 297, 361
állapotgörbe 91
állapotjelzők 23
állapotváltozások
—, adiabatikus 97, 100
— — görbéje 93

általános cirkuláció (légkörzés) 53, 521, 752
— — sajátságai 522
— — délkörmenti összetevője 534
— — és a ciklontevékenység 550
— — és a sztratoszféra 538
— — Föld-forgás nélkül 523
— — főfrontjai 539
— — ingadozása 555, 768
— — rendellenességei 525
— — sejtszerű tagozódása 526
— — trópuson kívüli szélességeken 551, 583
— — -ban nyugati átvitel 548
— — zónális jellege 524
»áprilisi időjárás« 277
áramlási függvény 122
— vonal 136
— — -ak vergenciája 138

Baroklinitás 200
barometrikus formula 25
— geopotenciál 29
barotropizmus 199
bárikus gradiens 26, 131
— mező 50, 130
— — változása a magassággal 154
— relief 130
— rendszerek 50, 147
— — magassága 157
— széltörvény 149
— topográfia 110
Beaufort-skála 26
berk 28
Bjerknes-féle elmélete a cirkulációnak 198
bóra 367

Ciklon
— áramlási vonalai 148
— energiája 410, 418
— felépítése 423
—, fiatal 52, 389, 399, 423
— — -hullám 380
— időjárása 423
— izallobárikus mezeje 402, 408
— -képződés 377, 511
— —, helyi 419
—, középponti (centrális) 464
— magassága 399
—, másodlagos 467
—, okkludált 390, 433, 640

ciklon orográfikus okklúziója 362
— -sorozat (család) 458
— -szegély 150
— szerkezete 423
— tengelye 156
— -tevékenység és az általános cirkuláció 550
— -típusok 638
—, trópusi (lásd: trópusi)
— újjáéledése (regenerálódása) 396
ciklonok áthelyeződése 375, 384, 469, 606
— — -ének előrejelzése 606
— rendellenes áthelyeződése 477
— szerkezete 370
ciklontevékenység 52, 458, 369
— a trópusokon 562
cirkuláció 196
—, általános 53, 521, 752
— Bjerknes-féle elmélete 198
— -s egyenlet 204
— -s gyorsulás 197, 201, 208
— — kiszámítása az aerológiai diagrammokon 209
— -s gyűrű 537
— -s index 584

Csapadék osztályozása 48, 686
— periodicitása 781
— prognózisa 685

Deformációs mező 303, 305, 312
——, magassági 166, 512
depresszió 148
— a trópusokon 530, 567
dér 48
diagrammok
—, aerológiai 82, 676
dinamikus magasság 28
— méter 28
— nyomáslépcső 108
— nyomásváltozás 404, 505
divergencia lásd: vergencia
—, áramlási vonalé 138
— -pont 137

Egyenlítői szélcsendövezet 54, 530
egyensúly 34, 94
—, konvektív labilis 96
—, légköri 33, 94
—, sugárzási 552
— -i hőmérséklet 265
Ekman-spirál 186
ekviskalár felületek 49
ekvivalens hőmérséklet 14, 99, 257
— potenciális hőmérséklet 42, 99, 257
elhomályosodás, opalizáló 47, 252, 260
eltérítő erő 26, 169
emagramm 84, 102
energia
—, ciklonoké 410, 418
— egyenlete 410
—, labilitási (instabilitási) 101, 412, 678
—, nyomáseloszlásé 415

entrópia 32, 251
— -változások 251
eső
—, ónos 48, 691
evolúciós mező 409
extrapoláció 125
— -s módszer 795

Éghajlati frontok 543
— prognózis 124
észlelések
— hibái 66
— időpontja 58
— továbbítása 57
évszakos prognózis 791

Fajlagos nedvesség 37, 97, 256
— térfogat 38
fázisok, Multanovszkij szerint 785
feláramlás lásd: konvekció
felhők
—, frontális 338, 346, 682
— genetikai osztályozása 667
— képződésének okai 662, 664
—, konvektív 668
— nemzetközi osztályozása 45
—, stabilis légtömegé 681
— szinoptikus osztályozása 662
felhőzet prognózisa 661, 674, 685
felsikló front 292
fizikai következtetések elve 126
— logika elve 75
folytonossági egyenlet 144
főn 364
frontok 51, 209, 290
— a nyomási mezőben 320
— a szabad légkörben 297
— az anticiklonban 443
—, arktikus 52, 540
—, ál- 297, 361
—, álcázott 360
— áthelyeződése 324, 604
—, éghajlati 543
—, felsikló 292
—, fő- 52, 243, 291, 539
— hajlása 315
—, hideg 52, 345, 358
— izallobárikus mezeje 295, 327
—, lesikló 292, 329
—, másodlagos 52, 239, 244, 291
— megrajzolása 595
—, meleg 52, 336, 682
— mint baroklin rendszerek 208
— mint siklási felületek 329
— mozgása 324, 631, 638
—, okklúziós 52, 352
— orográfikus deformációja 362
—, passzát- 546
—, polár- 52, 54, 544
— — a trópusokon 565
— profilja az alsóbb rétegekben 328
— prognózisa 604, 609
— sebessége 324

frontok típusai 291
—, trópusi 52, 539, 563
frontálzóna 165
—, fő- 543
—, magassági 165, 503
frontális tömeg 290
— felhőzet 338, 346, 682
— háborgás (örvénylés) 597
— siklás 336
frontfeloszlás 299
—, hideg fronté 351
frontfelület 297, 315
frontképződés 299, 465, 506
—, individuális 507
—, helyi 507
—, topográfiai 313
függőleges metszetek 115, 676
— szélsebességi összetevő 684

Geociklosztrofikus szél 172
geopotenciál
—, abszolút 27, 106
—, relatív 106
—, izobárfelületeké 105, 108
geosztrofikus szél 168
gerinc 153
Golf-áramlás és az időjárás 770
görgővihárok 350
gradiens 49
—, adiabatikus 34, 40, 93
—, bárikus (nyomási) 26, 131
—, nedves adiabatikus 40
—, száraz adiabatikus 31
— szél 27, 167, 194
— vonalzó 176
gravitációs hullámok 377

Gyorsulás
—, cirkulációs 197, 201, 208
gyűjtő-térképek 728

[illegible]inali fagyok 652
[illegible]— prognózisa 652
[illegible] 339
[illegible]at 48
[illegible]nt 35, 98
[illegible]ágok módszere 774
[illegible]et
[illegible]lám 378
[illegible]ntok (centrumok), légköri 530

[illegible]zis 794
[illegible]kklúzió 392
[illegible]szél 208
[illegible]ásváltozás egyenlete 215,

[illegible] 127
[illegible]se 114
[illegible]elési anyagban 66
[illegible]345, 358

[illegible]gyenletei 217, 410

hidrometeorok 47
hiperbolikus pont 303
hódara 49
hóviharok 660
— prognózisa 660
homályosodási tényező 254, 261
homológok 257, 259
hőáramlás egyenlete 30
— szélességek között 554
hőmérséklet
— advektív változása 647
—, egyensúlyi 265
—, ekvivalens 41, 99, 257
—, ekvivalens potenciális 42, 99, 257
— eloszlása a nyomási rendszerekben 447
— előrejelzése 645
— jellegzetes értékei 255
— nedves adiabatikus változása 39
—, nedves hőmérő potenciális 42, 100
hőmérséklet
—, potenciális 30, 99
— prognózisa 645
—, pszeudopotenciális 42, 99
— változékonysága 481
—, virtuális 38, 98
— zónális eloszlása 552
hullámok
—, ciklonális 380
—, gravitációs 377
—, határfelületi v. szélváltozási 378
—, hideg
—, nyomási 780
—, passzát 566
—, stabilis és instabilis 377
—, tehetetlenségi 379
—, tropopauza 488

Időjárás
— anticiklonban 374
— ciklonban 423
— előrejelzése 645
— évi menete Európában 587
— kiszámítása 128
időjárási szolgálat 18
— — és a háború 23
— — korszerű állapota 22
— — története 18
indukált teknő 18
instabilitási energia 101, 412, 678
inverzió
—, hőmérsékleti 451
—, leszüremkedési 453
—, passzát- 458, 559
—, zsugorodási 239
inverziós felület 455
ismétlődések 759
izallobár 81, 211, 609, 622
izallobár
—, izentrópikus 122
— módszer 622
— -ok sebessége 629
— térkép 81, 211

izallobárikus mező 506
— —, cikloné 402, 408
— —, fronté 295, 327
— szél 190
izentrópikus analízis 120, 616, 679
— felületek 121, 332
— hatások 251
— izallobár 81, 211, 609, 622
— térképek 60, 120, 616, 685
izobár
— felületek 105, 130, 160
— — a légkörben 527
— — geopotenciálja 105, 108
— szinoptika 19
izobárok megrajzolása 598
— mozgása 628
izogonok 136
izohipszák 110
izoplétak 118, 676
izopotenciálok 110
izotendenciák 79

Jégdara 49
jégtű 49
jegesedés, repülőgépeké 706
jégmagvak szintje 338

Karakterisztikus görbe 259, 626, 631
katafront 329
keverési arány 37, 97
Kibel módszere 129, 217, 640
kikényszerített vergencia 138
kondenzáció 228, 237, 590, 664
kondenzációs szint 341
konvekció (feláramlás) 208, 266, 669
konvektív felhőzet 668
— — prognózisa 674
kontinentális poláris levegő 243, 279
— trópusi levegő 286, 593
konvergencia (lásd: vergencia)
—, áramvonalé 138
— pont 136
— vonal 137
konzervatív sajátságok 51, 252, 254
— — légtömegeké 250
korrelációs módszer 772
— összefüggések 764
köd 47
— feloszlása 697
— keletkezésének feltételei 694
—, prefrontális 341
— prognózisa 692, 699
— szinoptikus osztályozása 698
központfutó erő 27
központi ciklon 464
kvázistatikus folyamat 33

Labilitási energia 101, 412, 678
látás
— prognózisa 705
lesikló front 292, 329
levegő
—, arktikus 245, 269, 593
levegő, egyenlítői 51
—, monszunális 245
—, poláris 245, 269
—, szárazföldi poláris 279
— —, trópusi 286, 593
—, tengeri 243
— —, poláris 275
— trajektóriái 139
—, trópusi 282, 593
— —, tengeri 282
légköri egyensúly 33, 94
— hatásközpontok 530, 550
— rendellenesség 377, 420, 610
— — előrejelzése 610
— rétegeződés 33, 41, 453
— — analízise 679
— — prognózisa 679
légnyomás 23
— advektív változása 216, 404
— aszcendense 131
— dinamikus változása 404
— eloszlása Európa és az Atlanti-óceán felett 587
— ingadozás 777
— — elsődleges és másodlagos 213, 485
— közepes eloszlása 527
— — — a szabad légkörben 527
—, tengerszintre átszámított 24
— változékonysága 210, 481
— zónális eloszlása 527
légnyomási csatorna 151
— gerinc 50
— gradiens 131
— — ereje 133
— mező 50, 130, 617, 626
— — változása 154, 619
— — — -nak előrejelzése 620, 625
— hullám 780
— képződmények sebessége 375, 469
— középpontok mozgása 635
— lépcső, dinamikus 108
— rendszerek 147, 632
— — magassága 157
— teknő (csatorna) 50, 148, 629, 632
— —, álcázott 152
— —, indukált 565
— tendencia analízise 594
légnyomásváltozás
— a ciklonban 402
—, dinamikus 407, 505
— hidrodinamikai elmélete 216
légtömegek
— arktikus 269, 245, 593
— — átalakulása 262
— poláris 245, 279
— előrejelzése 609
—, európai 245
—, északamerikai 249
— földrajzi osztályozása 242
— — típusai 268

1, 226, 239
91

255
donságai 250
e 591
91

246
ti részein 248
62

si zónája 547

atok 725

92, 419
49

39
42,

orografikus okklúzió 362
osztályozás
—, ködé 698

Parti szél 206
passzát frontok 546
— hullám 566
inverzió 458, 559
— övezetek 556
passzátok 54, 532, 555
— időjárása 562
páranyomás 35
periodicitás 775
— , csapadéké 781
pleionok 782
Poisson egyenlete 31
poláris levegő 245, 269
— — teknője a trópusokon 564
potenciális hőmérséklet 30, 99
— — meleg és hideg légtömegekben 238
prognózis
— beválásának kiszámítása 717
—, ciklonok áthelyeződésének 606
—, csapadék- 685
—, éghajlati 124
—, évszakos 791
— fajai 712
—, felhőzeti 661, 674, 685
—, frontoké 604, 609
—, hajnali fagyoké 653
—, havi 794
—, helyi 127
—, hófúvásé 660
—, hőmérsékleti 645
— Kibel szerint 129, 217, 640
— korrelációk alapján 772
—, ködé 692, 699
—, látási 705
—, légköri rendellenességé 610
—, légköri rétegeződésé 679
—, légtömegeké 609
— megfogalmazása 712
—, szél- 654
—, táv- 725
— — , Multanovszkij-féle 783
— — az USA-ban 795
—, tehetetlenségen alapuló 721
—, természetes szinoptikai periódusé 787
—, vak- 721
pszeudoadiabatikus folyamat 43
pszeudopotenciális hőmérséklet 42, 99

Rajzolási szkéma 64
relatív geopotenciál 106
— nedvesség 35, 256
reprezentativitás (jellemzőség) elve 73
repülőgépek jegesedése 706
étegződés analízise 94, 676, 679
tegződési formák 33, 41
görbe 91
munka 412
rdson kritériuma 680

ritmusok 775
— Multanovszkij szerint 783
ritmusosság 125
rossbygramm 90

Sebesség
—, frontoké 324
—, légnyomási képződményeké 375, 469
sebességi vergencia 141, 503
siklás 329, 336
siklási felületek 329
simítás 775
sorozatos metszet 118
stüvegramm 90
sugárzási egyensúly 552
súrlódási erő 26, 182
— szint 187
— vergencia 138

Száraz-adiabatikus gradiens 31
szárazföldi poláris levegő 279
— trópusi levegő 286, 593
szeklúzió 391
szél
— ciklonban és anticiklonban 193
— -csendövezet, egyenlítői 54, 530, 557
— előrejelzése 654
— eltérése a gradienstől 183
— fordulás
— — a magassággal 187, 193
—, geociklosztrofikus 172
—, geosztrofikus 168
—, gradiens- 27, 167, 194
—, hegy-völgyi 208
— -irány állandósága 556
— közepes eloszlása 530
—, izallobárikus 190
—, magassági
— — , térképe 115
— mező 134
— — különleges pontjai és vonalai 136
— parti 206
— prognózisa 654
— -rohamok 656
—, hidegfronti 350
—, termikus 191
— térképe 115
— -változási hullám 378
— zónális eloszlása 527
szélességek közötti hőátvitel 554
szélsebesség 26
— vertikális összetevője 684
szimmetria-pont 778
— tartományok 779
szinoptika
—, izobár- 19
szinoptikus analízis 68, 590
— — elvei 72, 124
— — eszközei 56
— — gyakorlata 590
— — technikája 78
— állomáshálózat 56
— folyamatok 13

szinoptikus analízis t
— — fázisai 785
szinoptikus folyamat
— — — Baur sze
— — — Dzerdzej
— — — Multano
— — — Schinze
— — — Stabova
— — — Van Be
— — — Vangen
— kódok 59
— módszer törté
— periódus, term
— térképek 60
— — rajzolása
— — vetülete
— térkép űrlap
— meteorológia
— módszer 13
szolenoidok 199
szondogramm 9
sztratoszféra
— és az által
— és a ciklo
— és időjárá
— -ikus kor
szubtrópusi a

Távprognózi
tefigramm 9
tehetetlens
— index
tehetetle
tehetetl
tendenc
— an
— e
— e
—, i
— i
teng
—
ten
—
ter
ter
—
te
—
—
—
tet
—
té
t

térkép űrlap vetületei 62
tipizálás (lásd: osztályozás)
topográfiai frontkialakulás 313
tornádó 285, 659
tömeg vergenciája 144
történelmi egymásrakövetkezés elve 76
trajektória
—, levegőé 139
transzlációs mező 409
trombák 659
tropopauza hullám 488
— a ciklonban és anticiklonban 401, 438, 486
— tölcsér 438, 495
trópusi ciklonok
— — áthelyeződése 570
— — gyakorisága 569
— — keletkezése 572
— — keletkezési helye 568
trópusi ciklonok szerkezete 570
— — újjáéledése 574
— front 52, 539, 563
— levegő 286, 593
turbulencia 670, 680

Vak-prognózis 721
változékonyság
—, hőmérsékleti, légnyomási 210, 481
vergencia
—, kikényszerített 138
—, sebességi 141, 503
—, súrlódási 138
—, tömegé 144
vertikális szélsebességi összetevő 684
vezető áramlás 474
visszahajló okklúzió 392

Zuzmara 48
zsugorodási inverzió 239

TARTALOMJEGYZÉK

Előszó 3
A szerző előszava 5
Szimbólumok 7

I. FEJEZET

Bevezetés

1. §. A szinoptikus meteorológia tárgya és módszere 11
1. Az időjárás (11). 2. A szinoptikus meteorológia (11). 3. Az időjárás szakaszos és nemszakaszos változásai (12). 4. A szinoptikus módszer (13). 5. A kutatás tárgyának elhatárolása (15).

2. §. A szinoptikus meteorológia és az időjelző szolgálat története és jelenlegi állapota 15
1. A szinoptikus módszer kialakulása (15). 2. Dowe és Fitz-Roy nézetei (16). 3. Az időjelző szolgálat kezdete (18). 4. Az izobár-szinoptika (19). 5. A szinoptika fejlődésének új szakasza (20). 6. Az időjelző szolgálat mai állapota (22).

3. §. A légkör legfontosabb állapotjelzői 23
1. A légnyomás (23). 2. A légnyomás átszámítása tengerszintre (24). 3. A szél (26). 4. A geopotenciál és a nívófelületek (27). 5. A geopotenciál egységei (27). 6. A geopotenciál barometrikus képlete (29). 7. A levegő hőmérséklete (29). 8. A potenciális hőmérséklet (30). 9. A potenciális hőmérséklet és az entrópia (32). 10. A hőmérséklet száraz adiabatikus változásai (33). 11. A száraz levegőre vonatkoztatott légrétegződés (33). 12. A telített vízgőz nyomása (35). 13. A relatív nedvesség és a harmatpont (35). 14. Az abszolút nedvesség (36). 15. A fajlagos nedvesség és a keverési arány (37). 16. A levegő sűrűsége (38). 17. A virtuális hőmérséklet (38). 18. A hőmérséklet nedves-adiabatikus változása (39). 19. A nedves telített levegőre vonatkoztatott rétegződés (41). 20. Az ekvivalens hőmérséklet (41). 21. Az ekvivalens-potenciális és a pszeudopotenciális hőmérséklet (42). 22. A nedves hőmérő potenciális hőmérséklete (43). 23. A felhők (45). 24. A ködök (47). 25. Csapadékok (48).

4. §. A szinoptikus meteorológia alapfogalmai 49
1. A meteorológiai elemek mezői (49). 2. A légtömegek (50). 3. A frontok (51). 4. A ciklonális tevékenység (52). 5. Az általános légkörzés (53).

II. FEJEZET

A szinoptikus analizis eszközei

5. §. A szinoptikus tájékozódás 56
1. A szinoptikus állomáshálózat (56). 2. Az észlelések továbbítása (57). 3. Észlelési időpontok (58). 4. A szinoptikus kódok (számkulcsok) (59).

6. §. A szinoptikus térkép 60
1. A szinoptikus térképek fajai (60). 2. A szinoptikus térképek ürlapjai (60). 3. Vetületek és léptékek (62).

7. §. A szinoptikus munkatérkép 63
1. A térképrajzolás (63). 2. A rajzolási séma (63). 3. Rajzolási szabályok (64). 4. A magassági szélmérések berajzolása (65).

8. §. Az észlelési anyag hibái 66
1. A véletlen észlelési hibák és azok leleplezése (66). 2. Példák az előforduló hibákra és kijavításukra (67). 3. A rendszeres hibák (68).

9. §. A szinoptikus analízis feladatai és alapelvei 68
1. Az analízis lényege (68). 2. Példa az analízisre (69). 3. Az analízis elvei (72). 4. Az összehasonlítás elve (72). 4. A jellemzőség elve (73). 6. A fizikai logika elve (75). 7. A történelmi egymásrakövetkezés elve (76). 8. A térbeliség elve (77).

10. §. A munkatérkép analízisének technikája 78
1. Légtömegen belüli csapadékrendszerek (78). 2. Az országos jellegű csapadék (78). 3. Az alaplégtömegek (79). 4. Az izotendenciák (79). 5. A frontok (79). 6. Az izobárok (80). 7. A frontok jellege (80). 8. Az analízis befejezése (80).

11. §. Az izallobár-térképek 81
1. Izallobárok (81). 2. Az izallobár-térképek összeállítása (81).

12. §. Aerológiai diagrammok 82
1. Az aerológiai diagrammok felhasználása (82). 2. A diagrammok alapvető izovonalai (82). 3. A nyomástérfogat termodinamikai diagrammjának ekvivalens transzformációja (83).

13. §. A különböző aerológiai diagrammok sajátságai 85
1. Az emagramm (85). 2. A tefigramm (86). 3. Az aerogramm (87). 4. Az aerogramm kiegészítő skálái (89). 5. Stüvegramm (90). 6. Rossbygramm (90). 7. Szondogramm (91).

14. §. A légrétegződés aerológiai diagrammokon történő analízise 91
1. Állapotgörbék (91). 2. A nedvesség görbéje (92). 3. Az állapotváltozás görbéje (93). 4. Egyensúlyi helyzetek és a rétegződés elemzése (94). 5. Konvektív labilis egyensúly (96). 6. Tetagramm (97).

15. §. Adiabatikus állapotváltozások és karakterisztikák meghatározása az aerológiai diagrammokon 97
1. A keverési arány és a fajlagos nedvesség kiszámítása (97). 2. Az ekvivalens különbség meghatározása kiegészítő skála nélkül (98). 3. A harmatpont kiszámítása (98). 4. A virtuális hőmérséklet grafikus meghatározása (98). 5. A potenciális és parciális-potenciális hőmérséklet kiszámítása (99). 6. Az ekvivalens és ekvivalens-potenciális hőmérséklet kiszámítása (99). 7. A pszeudopotenciális hőmérséklet kiszámítása (99). 8. A nedves hőmérő potenciális hőmérsékletének kiszámítása (100). 9. Az adiabatikus állapotváltozások meghatározása (100).

16. §. Az instabilitási energia kiszámítása az aerológiai diagrammokon 101
1. Az instabilitási energia (101). 2. Az instabilitási energia kiszámítása az emagrammon (102). 3. Az instabilitási energia kiszámítása a tefigrammon (104). 4. Az instabilitási energia és az emelkedő levegő gyorsulásának kiszámítása az aerogrammon (105).

17. §. Az izobárfelületek geopotenciálja 105
1. Abszolút és relatív geopotenciál (106). 2. Az izobárfelületek geopotenciáljainak kiszámítása (108). 3. Az izobárfelületek geopotenciálja kiszámításának közvetett módszerei (109).

18. §. Nyomástopográfiai térképek és elemzésük technikája 110
1. Meghatározás (110). 2. Mire szolgálnak a nyomástopográfiai térképek? (111). 3. Az abszolút topográfiai térképek (112). 4. Relatív topográfiai térképek (113). 5. Az abszolút topográfiai térkép kielemzése (113). 6. A relatív topográfiai térkép kielemzése (114). 7. A hibák ellenőrzése a nyomástopográfiai térképeken (114). 8. A magassági széltérképek (115).

19. §. Függőleges metszetek és izopléták 115
1. Térbeli metszetek (115). 2. Az elemek és feltüntetésük sorrendje (116). 3. A metszetek kielemzése (117). 4. Sorozatos (időbeli) metszet (118). 5. Az izopléták (118).

20. §. Izentrópikus térképek 120
1. Az izentrópikus analízis alapfeltételei (120). 2. Reprezentatív izentrópikus felületek (121). 3. Az izentrópikus térképek felépítése és analízise (121). 4. Nyomáskülönbségi térképek. Izentrópikus izallobárok (121).

21. §. A szinoptikus előrejelzés elvei 124
1. Az éghajlati adatok felhasználása (124). 2. A hasonlóságok alapján történő következtetés (124). 3. A meteorológiai tehetetlenség (inercia) (125). 4. A folyamatok ritmusosságának figyelembevétele (125). 5. Az extrapoláció alkalmazása (125). 6. A fizikai következtetések elve (126). 7. Az időjárás áthelyeződése (127). 8. Helyi észlelések felhasználása (127). 9. Az időjárás kiszámítása (128).

III. FEJEZET

A bárikus mező és a szél

22. §. A légnyomási mező alapfogalmai 130
1. Izobárfelületek, izobárok (130). 2. A bárikus gradiens (131). 3. A gradiens meghatározása az izobár-térképeken (132). 4. A bárikus gradiens meghatározása a bárikus topográfiák térképein (132). 5. A bárikus gradiens ereje (133).

23. §. A szélmező alapfogalmai 134
1. A szélmező ábrázolása (134). 2. Az áramlási vonalak megrajzolása (135). 3. A szélmező különleges pontjai és vonalai (136). 4. Az áramlási vonalak konvergenciája és divergenciája (138). 5. A levegő trajektóriái (139). 6. A levegőtrajektóriák megszerkesztése (140). 7. A sebesség vergenciája (141). 8. A vízszintes sebességvergencia meghatározása a szinoptikus térkép alapján (144). 9. A mozgásmennyiségek vergenciája és a folytonossági egyenlet (144). 10. A sebesség és a sűrűség kapcsolata a változó keresztmetszetű áramlásokban (145). 11. A horizontális vergencia és a függőleges sebességösszetevő kapcsolata (146). 12. A ϱV vergenciája és a nyomás változása (146).

24. §. Bárikus rendszerek 147
1. Ciklonok (147). 2. Az áramlási vonalak a ciklonokban (148). 3. Anticiklon (150). 4. Szegélyciklon. Nyúlvány (150). 5. A csatorna (151). 6. Leplezett (álcázott) csatorna (152). 7. Léghátság (gerinc) (153). 8. A nyereg (153). 9. A bárikus mező változása a magassággal (154). 10. A ciklon izobárjainak deformációja a magassággal (155). 11. A ciklon tengelyének dőlése (156). 12. A bárikus rendszerek magassága (157). 13. A ciklonok és anticiklonok a bárikus topográfia térképein (159). 14. Frontális zónák a bárikus topográfia térképein (165).

25. §. A gradiens-szél 167
1. A légrészecske individuális gyorsulásának szétbontása (167). 2. A gradiens-szél (168). 3. A geosztrofikus szél (168). 4. A geosztrofikus szél függése a földrajzi szélességtől (170). 5. A geosztrofikus szél és az izohipszák (171). 6. A geosztrofikus és a tényleges szél (172). 7. A geociklosztrofikus szél (172).

26. §. A gradiens-vonalzók 176
1. N. L. Taborovszkij szélvonalzója (176). 2. A Szovjet Felsőbb Katonai Hidrometeorológiai Intézet gradiens-vonalzója (178). 3. A. H. Hrgian és H. F. Pogoszjan vonalzója (179).

27. §. A súrlódás hatása a szélre a földfelszínen 182
1. A súrlódási erő (182). 2. A szél közepes eltérítési szöge a gradienstől (183). 3. Az α közepes értékektől vett eltérésének okai (185). 4. A szélsebesség a földfelszínen (185).

28. §. A szabadlégköri szél és a gradiens-szél kapcsolata 186
1. Elméleti megállapítások (186). 2. Tapasztalati eredmények (186) 3. Szélfordulás a magassággal. A súrlódási szint (187). 4. A szél iránya a szabad légkörben (188). 5. Szélsebesség a szabad légkörben (189). 6. A szél járulékos összetevőjének iránya (189).

29. §. A szélsebesség változása a magassággal a hőmérsékleteloszlástól való függésben ... 191
1. A »termikus szél« (191). 2. Szélfordulás a magassággal a ciklon és anticiklon különböző részeiben (193).

30. §. A cirkuláció-elmélet meteorológiai jelentősége ... 196
1. A cirkuláció (196). 2. A cirkuláció gyorsulása (197). 3. A cirkulációs gyorsulás fizikai jelentése (201). 5. A cirkulációs gyorsulás egyenletének más alakjai (202). 6. A földforgás befolyása a cirkulációs gyorsulásra (204). 7. A cirkulációs gyorsulás és a felmelegedés helyi különbségei (205). 8. A parti szél (206). 9. Hegy-völgyi szél (208). 10. A cirkulációs gyorsulás és a konvekció (208). 11. A front mint baroklin-rendszer (208). 12. A cirkulációs gyorsulás kiszámítása az aerológiai diagrammokon (209).

31. §. A légnyomás változásai ... 210
1. A légnyomás változékonysága (210). 2. Az izallobárok (211). 3. A különböző magasságokban lefolyó légnyomásváltozások kapcsolata (212). 4. Néhány statisztikus eredmény (214). 5. A lokális légnyomásváltozás egyenlete (215). 6. A légnyomásváltozások hidrodinamikai elméletének alapjai (216).

IV. FEJEZET

Légtömegek

32. §. Általános fogalmak ... 224
1. Meghatározás (224). 2. A légtömegek méretei (224). 3. Keletkezési helyek (225).

33. §. Meleg, hideg és helyi légtömegek ... 226
1. Meghatározások (226). 2. A talajfelszín szerepe (227). 3. A meleg légtömeg (227). 4. Kicsapódás a meleg légtömegben (228). 5. A hideg légtömeg (233). 6. Kicsapódás a hideg légtömegben (237). 7. A potenciális hőmérséklet eloszlása a meleg és hideg légtömegekben (238). 8. Helyi légtömegek (239). 9. A szabad légköri advekció és a rétegződés megváltozása (241).

34. §. A légtömegek földrajzi osztályozása ... 242
1. A légtömegek földrajzi osztályozásának alapjai (242). 2. Az európai légtömegek (245). 3. A Szovjetunió légtömegei (246). 4. A légtömegek gyakorisága a Szovjetunió európai részén a nyári időszak folyamán (248). 4. A Szovjetunió keleti részének légtömegei (248). 6. Észak-Amerika légtömegei (249).

35. §. A légtömegek konzervatív tulajdonságai ... 250
1. A légtömegek tulajdonságait változtató tényezők (250). 2. A hőmérséklettel és nedvességgel kapcsolatos konzervatív tulajdonságok (252). 3. Az opalizáló homályosodás (252). 2. A homályossági tényező mint konzervatív tulajdonság (254).

36. §. A légtömegek jellemzői ... 255
1. A jellegzetes értékek (255). 2. A hőmérséklet jellemző értékei (255). 3. A nedvesség jellegzetes értékei (256). 4. Az ekvivalens hőmérséklet jellemző értékei (257). 5. Az ekvivalens-potenciális hőmérséklet jellegzetes értékei és a tetagrammok homológjai (257). 6. Jellegzetes görbék homológjai a rossbygrammon (259). 7. Az opalizáló homályosodás jellegzetes értékei (260). 8. A homályossági tényező jellegzetes értékei (261).

37. §. A légtömegek átalakulása ... 262
1. Részleges és teljes átalakulás (262). 2. A hőmérséklet helyi változásainak elemzése (263). 3. Egyensúlyi hőmérséklet (265). Az átalakulás és a konvekció (266). 5. Az átalakulás és a dinamikus folyamatok (267). 6. Az átalakulás néhány tényleges adata (267).

38. §. A légtömegek földrajzi típusai ... 268
1. Az arktikus levegő (269). 2. A tengeri poláris levegő (275). 3. A szárazföldi poláris levegő (279). 4. A tengeri trópusi levegő (282). 5. A szárazföldi trópusi levegő (286).

V. FEJEZET

Frontok

39. §. A légköri frontok általános értelmezése 290
1. A front meghatározása (290). 2. Front és frontális tömeg (290). 3. A frontok típusai (291). 4. A meteorológiai elemek változása a front zónájában (292). 5. A front izallobárikus mezeje (295). 6. Front a szabad légkörben (297). 7. Frontok és inverziók a karakterisztikus görbén (299).

40. §. Frontok keletkezése és feloszlása 299
1. Általános szabályok (299). 2. A front keletkezésének meghatározása a síkban (299). 3. A lineáris mozgási mező felbontása (301). 4. Az elemi mozgási mezők frontkialakító sajátságai (302). 5. A frontkeletkezés egyenlete lineáris mozgási mező általános esetében (303). 6. Frontkeletkezés és frontfeloszlás a deformációs mezőben (305). 7. Frontkeletkezés hiperbolikus áramlású lineáris mozgási mezőkben (307). 8. Frontképződés ciklonális és anticiklonális jellegű lineáris mozgási mezőben (309). 9. Frontkeltő mezők valódi feltételek között (311). 10. Háromdimenziós deformációs mezők (312). 11. Topográfiai frontkialakulás (313).

41. §. A frontfelület hajlása 315
2. Általános meggondolások (315). 2. A szakadási felület differenciálegyenlete (316). 3. Margules egyenlete (317). 4. A Margules-féle egyenlet elemzése (319). 5. Frontfelület légnyomási mezőben (320). 6. A Margules-féle egyenlet alkalmazhatóságának határai (322). 7. A siklási felület általános esete (323).

42. §. A frontok áthelyeződése 324
1. Frontfelület áthelyeződése a térben (324). 2. A front vonalának a valódi és gradiens széllel kapcsolatos áthelyeződése (324). 3. A front áthelyeződésének meghatározása gradiens vonalzó segítségével (325). 4. A front sebessége a légnyomási gradiensek és tendenciák függvényében (326). 5. A front áthelyeződésének iránya (327). 6. Mozgó front keresztmetszete az alsóbb légrétegekben (328).

43. §. A frontok mint siklási felületek 329
1. Anafrontok és katafrontok (329). 2. Aktív és passziv siklási felületek (329). 3. Hideg levegőnyelvhez tartozó siklási felületek (331). 4. A siklási felületeknek izentrópikus felületekre vonatkozó hajlása (332). 5. A sikló mozgás és a front izallobárikus mezeje (333). 6. A katafrontok néhány sajátossága (334).

44. §. A meleg front 336
1. Meghatározás (336). 2. Frontális siklás (336). 3. A nyomás prefrontális süllyedése (337). 4. A többi elem változása (338). 5. Felhőképződés a frontfelület felett (338). 6. Cirrus és cirrostratus (339). 7. Altostratus-Nimbostratus (340). 8. Fractonimbus és prefrontális köd (341). 9. Eltérések a jellemző felhőformáktól (342).

45. §. A hideg front 345
1. Meghatározás. Általános sajátosságok (345). 2. A hideg frontok két típusa (346). 3. Az első típusú hideg front (346). 4. A második típusú hideg front (347). 5. A hideg front görgőviharai (350). 6. A gyorsan mozgó hideg front feloszlása (351). 7. Jelölés (351). 8. A hideg levegő terjedése a meleg levegő alatt (351).

46. §. Okklúziós frontok 352
1. Meghatározás (352). 2. Az okklúziós frontok két típusa (352). 3. Bárikus és izallobárikus mező (354). 4. A meleg okklúziós front felhőzete és csapadéka (355). 5. A hideg okklúziós front felhőzete és csapadéka (358) Felső hideg frontok (358). 7. Jelölése (359).

47. §. A földfelszín hatása a frontokra 360
1. Általános megjegyzések (360). 2. Álcázott frontok (360). 3. Álfrontok (361). 4. Általános mejgegyzések az orográfiának a légáramlásokra és frontokra való hatásáról (361). 5. A hideg front orográfikus deformációi (362). 6. A meleg front orográfikus deformációi (363). 7. A főn (364). 8. A bóra (367).

VI. FEJEZET

A ciklontevékenység

48. §. Általános ismeretek a ciklonokról és anticiklonokról 370
1. A ciklonok szerkezete és gyakorisága (370). 2. Általános ismeretek az anticiklonok szerkezetéről és gyakoriságáról (373). 3. A ciklonok és anticiklonok áthelyeződése (375).

49. §. A ciklonok mint hullámszerű háborgások 377
1. Stabilis és labilis hullámok (377). 2. A hullámképződés tényezői a légkörben (377). 3. Vegyes típusú hullámok sűrűség és szélváltozás esetében (378). 4. Tehetetlenségi hullámok (379). 5. A ciklon-hullámok (380). 6. A mozgási és nyomási mező a hullámciklonokban (382). 7. A hullámciklonok áthelyeződése (384). 8. A ciklonhullámok stabilitásának kritériumai (387).

50. §. A frontális ciklon kialakulása 388
1. A hullám-állapot (388). 2. A fiatal ciklon (389). 3. Az okklúzió (390). 4. A vázlatok általánosítása (391). 5. A ciklon másodlagos termikus aszimmetriája. A hátrahajló okklúzió (392). 6. Nagy hevességű ciklonok kifejlődésének feltételei (396). 7. A ciklon újjáéledése (396). 8. A ciklon magassága. A tropopauza a ciklonok fölött (399). 9. A ciklontevékenység eredménye (401).

51. §. Légnyomásváltozás a ciklonban 402
1. A helyi légnyomásváltozás egyenlete (402). 2. Advektív változások a ciklonban és az anticiklonban (407). 3. A nyomás dinamikus változásai a ciklonban és anticiklonban (407). 4. A ciklon komplex izallobárikus mezeje (408). 5. Evolúciós és transzlációs mező (409).

52. §. A ciklon energiája 410
1. Az energia egyenletei (410). 2. A labilitási energia átalakulása kinetikai energiává és a hőmérséklet megváltozása (412). 3. A potenciális és a belső energia közötti összefüggés (413). 4. Horizontálisan szomszédos légtömegek labilitási energiájának kinetikai energiává való átalakulása (413). 5. A légnyomáseloszlás energiájának szerepe (415). 6. Energiaátalakulás a ciklon fejlődése során (416). 7. A ciklon más energiaforrásai (418). 8. Energiaátalakulás másodlagos aszimmetria és regenerálódás esetén (419).

53. §. Helyi ciklonképződés 419
1. A helyi légáramlási zavar kifejlődésének szkémája (420). 2. Példák a helyi ciklonképződésre (421). 3. A hideg földfelszín szerepe az anticiklonok kialakulásában (421). 4. A vergencia szerepe a helyi ciklonképződésben (422).

54. §. A ciklon szerkezete és időjárása 423
1. A fiatal ciklon nyomási és kinematikai mezeje (423). 2. Időjárási viszonyok a ciklon meleg frontja előtt (429). 3. A meleg szektor (429). 4. Hőmérsékletcsökkenés a meleg szektor magasabb rétegében a hideg front előtt (431). 5. A hideg front. A ciklon hátoldala (431). 6. Időjárási feltételek a ciklon középpontjától balra fekvő területen (433). 7. Az okkludált ciklon. A ciklon déli pereme (433). 8. Az okkludált ciklon. A ciklon középponti része (437). 9. Az okkludált ciklon hátoldala és a tropopauza-tölcsér (438).

55. §. Anticiklonok 438
1. Általános tulajdonságok (440). 2. Az anticiklonok osztályozása (440). 3. Frontok az anticiklonokban (443). 4. A hőmérséklet átlagos függélyes eloszlása az anticiklonokban (447). 5. A hőmérséklet függélyes eloszlása a trópusokon kívüli anticiklonok különböző fajainál (448). 6. A szubtrópusi eredetű anticiklonok hőmérsékleti viszonyai (449). 7. Az anticiklonok magassága (451). 8. Az inverziók fajai az anticiklonokban (451). 9. Talajmenti inverziók (452). 10. Leszüremkedési inverziók (453). 11. Az inverzió és a konvekció. Hullámok az inverziós felületeken (457).

56. §. A ciklontevékenység 458
1. A ciklonsorozat (458.) 2. A poláris levegő végső betörése a trópusra (460). 3. A központi ciklon (464). 4. A központi ciklon és a frontképződés (465). 5. A ciklontevékenység sajátosságai az európai szárazföld felett (465). 6. A ciklonsorozatok megismétlődése (467). 7. Az ismétlődő ciklonok természete (467). 8. Következtetések (469).

57. §. A ciklonok és anticiklonok áthelyeződése 469
1. Statisztikai adatok (469). 2. Az áthelyeződés sajátosságainak magyarázata a különböző körzetekben (471). 3. A ciklonok mozgása és a front (472). 4. A Bjerknes—Solberg-féle szabály (473). 5. A vezető áramlás (474). 6. Az izallobármező és a bárikus-rendszer helyváltoztatása (476). 7. A ciklonok rendellenes vonulási iránya (477).

58. §. A ciklontevékenység és a sztratoszféra 481
1. A légnyomás és hőmérséklet változékonysága különböző magasságokban (481). 2. Statisztikai kapcsolat a légnyomás és a hőmérséklet változásai között különböző magasságokban (482). 3. A földfelszíni légnyomás menetének elsődleges és másodlagos ingadozása (485). 4. A tropopauza a ciklonban és anticiklonban (486). 5. Az észlelt jelenségek magyarázata (489). 6. A tropopauza hullámok kinetikai elmélete (489). 7. A tropopauza hullámok dinamikus elve (493). 8. A »sztratoszférai kormányzás« elve (496). 9. A Stüve-féle elgondolás logikai helytelensége (499). 10. A troposzféra és sztratoszféra energetikai szerepe a ciklonképződés folyamatában (500). 11. A mozgások kormányzása (502).

59. §. A ciklontevékenység az advektív-dinamikus analízis szempontjából 502
1. Mihel elve (503). 2. A többi tényező hatása (503). 3. Frontálzóna és front a troposzféra alsó felének termobárikus mezejében (503). 4. A dinamikus nyomásváltozás hatása az advekcióra (505). 5. Frontképződés. A dinamikus nyomásváltozás területének fejlődése (506). 6. A ciklon- és anticiklonképződés advektív-dinamikus mechanizmusa (511). 7. A magassági deformációs mezők és azok átalakulása (512).

VII. FEJEZET

A légkör általános cirkulációja

60. §. Bevezetés 522
1. Az általános cirkuláció jellegzetes légáramlásai (522). 2. Az általános cirkuláció állandó sajátságai (522). 3. Az általános cirkuláció a Föld forgásának figyelembevétele nélkül (523). 4. Az általános cirkuláció zónális jellege (524). 5. A zónális cirkuláció rendellenességei (525). 6. A cirkuláció sejtszerű tagoltsága (526).

61. §. A nyomás és a légmozgás közepes eloszlása 527
1. Izobárikus felületek az atmoszférában (527). 2. A nyomás és a szél zónális eloszlása a Föld felületén (527). 3. A nyomás zónális eloszlása a szabad légkörben (529). 4. A légköri hatásközpontok fogalma (530). 5. A nyomás és a szél közepes eloszlása az éghajlati térképeken (530)...

62. §. Az általános cirkuláció délkörmenti összetevői 534
1. A legegyszerűbb szkéma (534). 2. A cirkulációs gyűrűk összefüggései (537). 3. Az általános cirkuláció főfrontjai (539). 4. A függőleges cirkuláció vázlatának kiegészítése a sztratoszférán belüli folyamatokkal (541). 5. Levegőcsere a troposzféra és a sztratoszféra között (542).

63. §. Éghajlati frontok 543
1. Meghatározás (543). 2. Január (544). 3. Július (545). 4. A passzátfrontok (546).

64. §. Az általános cirkuláció néhány tulajdonságának magyarázata 546
1. A magasnyomású szubtrópusi övezet (547). 2. Nyugati átvitel a mérsékelt szélességeken (548). 3. A hatáscentrumok keletkezése (550). 4. A ciklonális tevékenység az általános cirkulációban (550).

65. §. Hőközvetítés az általános cirkulációban 552
1. A hőmérséklet zónális eloszlása és az általános cirkuláció (552). 2. A szélességek közötti csere mint makroturbulens folyamat (553). 3. A szélességi körök közötti hőáramlás (554). 4. A cirkuláció ingadozásainak összefüggése a hő eloszlásával (555).

66. §. A passzátok 555
1. Irány és sebesség (556). 2. A passzátövezetek helyzete (556). 3. A »szélcsendövezet« (557). 4. Az antipasszátok (557). 5. A passzátcirkuláció (558). 6. A passzátinverzió (559). 7. A Csendes-óceán passzátjai és az időjárás (562).

67. §. Ciklonális tevékenység a trópusokon 562
1. A szubtrópusi anticiklonok (562). 2. A trópusi frontok (563). 3. A poláris teknő (564). 4. A poláris front a trópusokon (565). 5. Az indukált teknő (565). 6. Hullámok a passzátokban (566). 7. Depressziók a trópusokon (567). 8. A trópusi ciklonok keletkezésének centrumai (568). 9. A trópusi ciklonok gyakorisága (569). 10. A trópusi ciklonok helyváltoztatása (570). 11. A ciklonok strukturája és az időjárás feltételei (570). 12. A trópusi ciklonok keletkezésének feltételei (572). 13. A regeneráció a poláris fronton (574).

68. §. A monszunok 578
1. A monszunok keletkezése (578). 2. A monszuncirkuláció körzetei (579). 3. Az időjárás a monszunok területein (580). 4. A felső áramlások a monszunok területein (581). 5. Az indiai monszun aerológiája (581). 6. Monszunos jelenségek Európában (582).

69. §. A cirkuláció sajátságai a trópusokon kívüli szélességeken 583
1. Általános megjegyzések (583). 2. A trópusokon kívüli cirkuláció alapvető formái (583). 3. A cirkuláció indexe (584). 4. Az általános cirkuláció állapotának osztályozása a különböző körzetekre nézve (585). 5. A nyomás átlagos eloszlása az Észak-Atlanti-óceán és Európa fölött és az időjárás évi menete Európában (587).

VIII. FEJEZET

A szinoptikus helyzet prognózisa

70. §. A szinoptikus helyzet analízise 590
1. Légtömegen belüli kondenzációs rendszerek (590). 2. A meleg és hideg légtömegek egyéb ismertetőjelei (591). 3. Nagykiterjedésű csapadékok, mint a frontok ismertetőjelei (591). 4. A trópusi és az arktikus levegő megkülönböztetése (593). 5. A tendencia izovonalainak megrajzolása (594). 6. A frontok megrajzolása (595). 7. A frontális örvénylések jellegének meghatározása (597). 8. Az izobárok megrajzolása (598). 9. Megjegyzések a nyomástopográfiai térképek analíziséhez (601). 10. A termikus advekció meghatározása a topográfiai térképeken (603).

71. §. A szinoptikai objektumok áthelyeződésének prognózisa 604
1. A frontok áthelyeződésének prognózisa (604). 2. A ciklon áthelyeződésének extrapolációja (606). 3. A ciklon áthelyeződése és az általános szinoptikai helyzet (606). 4. A nyomásrendszerek áthelyeződése és a szabad légkör állapota (608). 5. A ciklon áthelyeződése és a magassági izallobárok (609).

72. §. A szinoptikai objektumok fejlődésének előrejelzése 609
1. A légtömegek fejlődése (609). 2. A frontok fejlődése (610). 3. Az örvénylések újjáéledése (610). 4. Az örvénylés következő fejlődési foka. Általános meggondolások (612). 5. A nyomási rendszerek és a tendencia-mező fejlődése (613). 5. A légnyomási rendszerek fejlődése és a szabad légkör állapota (614). 7. Az izentrópikus térképek felhasználása az örvénylések fejlődésének előrejelzésére (616). 8. A Guilbert-féle szabályok (616).

73. §. A légnyomási mező előrejelzése 617
1. Adott pont vagy körzet légnyomásváltozására vonatkozó szabály (618). 2. A magassági légnyomási mező változása (619). 3. A magassági légnyomási mező előrejelzésének amerikai módszerei (620). 4. Az izallobár-módszer (622).

74. §. A légnyomási mező kiszámítása Petterssen szerint 626
1. A mező karakterisztikus pontjai és vonalai, azok sebessége és gyorsulása (626). 2. Az izobárok mozgása (628). 3. Az izallobárok sebessége (629). 4. A légnyomási teknők vagy gerincek tengelyének mozgása (629). 5. A nyomási középpontok mozgása (631). 6. A frontok mozgása (631). 7. A karakterisztikus görbe útja t idő alatt (631). 8. A légnyomási rendszerek feltöltődése és kimélyülése (632). 9. A légnyomási teknő feltöltődése és kimélyülése (a nyomási gerinc gyengülése vagy erősödése) (632). 10. A légnyomási középpontok erősödése és gyengülése (633). 11. A front erősödése és feloszlása (633). 12. A differenciálhányadosok fizikai értelmezése (633). 13. A számszerű differenciálás formulái (634). 14. Az egység megválasztása (635). 15. A valódi és számított

térképek közötti eltérés okai (635). 16. A nyomási középpontok mozgása (635). 17. A légnyomási rendszerek fejlődése (637). 18. A frontok mozgása (638). 19. Az okklúzió sebességétől függő ciklontípusok (638). 20. Az okkludált ciklon (640).

75. §. I. A. Kibel módszere 640
1. Az első közelítés. A számítás grafikus módszere (641). 2. A számítás analitikai módszere (642). 3. A második közelítés (643). 4. I. A. Kibel módszerének jelentősége (644). 5. A légnyomási mező kiszámítása Pogoszjan és Taborovszkij szerint (644).

IX. FEJEZET

Az időjárás előrejelzése

76. §. A hőmérséklet előrejelzése 645
1. A hőmérséklet változásának alapvető okai (645). 2. Az előrejelzés kérdésének megfogalmazása (647). 3. Az advektív változások előrejelzése (647). 4. Az individuális változások előrejelzése áthelyeződés esetén (649). 5. A hőmérséklet napi menetének előrejelzése (649). 6. A hőmérséklet előrejelzése a magasabb rétegekben (651). 7. A hajnali fagyok szinoptikus feltételei (652). 8. A hajnali kisugárzási fagyok előrejelzése (653).

77. §. A szél előrejelzése 654
1. A földfelszíni szélrendszer (654). 2. Szélrendszer a szabad légkörben (656). 3. Szélrohamok (656). 4. Tornádók (659). 5. A hóviharok prognózisa (660).

78. §. A felhőzet keletkezése és prognózisa 661
1. Bevezető megjegyzések (661). 2. A felhőképződés általános feltételei (662). 3. A felhők szerkezete (663). 4. A kicsapódás tényezői (664). 5. A párolgás mint a felhőképződés oka (664). 6. A levegő elmozdulása mint a felhőképződés oka (665). 7. A levegő lehülése mint felhőképződési ok (666). 8. A felhők genetikus osztályozása (667). 9. Konvektív felhők (668). 10. A konvekció aerológiai feltételei (669). 11. A konvektív felhők prognózisa (674). 12. A rétegződés állapotának elemzése aerológiai diagrammok, metszetek és izopléták segítségével (676). 13. A labilitás energiájának meghatározása a bárikus topográfia térképeinek segítségével (678). 14. A rétegződés elemzése és prognózisa a bárikus topográfia térképeinek és az izentrópia térképeinek segítségével (679). 15. A dinamikus turbulencia szerepe (680). 16. A stabilis légtömegek felhői (681). 17. Frontális felhők (682). 18. A frontális felhők prognózisa (683). 19. A szélsebesség függőleges összetevőinek kiszámítása (684). 20. A felhőzet és a csapadék prognózisa az izentrópia-térképek segítségével (685).

79. §. A csapadék keletkezése és prognózisa 686
1. A csapadék típusai (686). 2. A csapadék leesésének fizikai feltételei (686). 3. A tartós csapadék prognózisa (688). 4. A csapadék intenzitásának kiszámítása (689). 5. A záporjellegű csapadékok prognózisa (690). 6. Ónos eső (691).

80. §. A köd keletkezése és prognózisa 692
1. Meghatározás (692). 2. A ködképződés fizikai okai (693). 3. A párolgás, mint a ködképződés oka (694). 4. A horizontális keveredés, mint a ködképződés oka (695). 5. A függélyes keveredés, mint a ködképződés oka (695). 6. A hőmérséklet dinamikus csökkenése, mint ködképződési tényező (695). 7. A kisugárzás, mint ködképző tényező (696). 8. Az áramlás, mint ködképző tényező (697). 9. Ködoszlató tényezők (697). 10. A ködök szinoptikus osztályozása (698). 11. A ködprognózisra vonatkozó általános szempontok (699). 12. Megjegyzések a kisugárzási ködök prognózisához (700). 13. Megjegyzések az áramlási ködök prognózisához (700). 14. A helyi jellegű kisugárzási ködök prognózisa (702). 15. A látás prognózisa (705).

81. §. A repülőgépek jegesedésének keletkezése és prognózisa 706
1. A jegesedés fizikai okai (706). 2. Negatív hőmérsékleten bekövetkező jegesedés (707). 3. Pozitív hőmérsékleten bekövetkező jegesedés (708). 4. A csapadékövezetekben és a felhőkben való jegesedés jellege és valószínűsége (708). 5. A jegesedés szinoptikus feltételei (709). 6. V. M. Kurganszkijnak és I. G. Pcselkonak a Szovjetunió európai területeire vonatkozó eredményei (710). 7. A jegesedés formáinak tipikus eloszlása a meleg front esetében (711).

82. §. A prognózisok megfogalmazásai 712
1. A prognózisok fajai (712). 2. A prognózisok megfogalmazásának szabályzata (714). 3. Az észszerű megfogalmazás elve (715). 4. Példák a prognózisok megfogalmazására (716).

83. §. A prognózisok beválásának kiszámítása 717
1. A kérdés feltevése (717). 2. Alternatív prognózisok statisztikai kiszámítása (718). 3. A nem-alternatív prognózisok statisztikai kiszámítása (718). 4. Az egyes prognózisok kiértékelése (719). 5. A prognózisok minőségének összehasonlítása a vakprognózis és a tehetetlenségen alapuló prognózis minőségével (721). 6. Az alternatív prognózisok valószínűségének összehasonlítása a vakprognózisok valószínűségével (722). 7. Az Állami Hidrológiai Intézet módszere (722). 8. A szinoptikus munkájának minősége (723).

X. FEJEZET

A makroszinoptikus folyamatok és a távprognózisok

84. §. Általános tételek 725
1. A feladat megfogalmazása (725). 2. A feladat elvi megoldhatósága (727). 3. A makrofolyamatok térképezésének módszerei (728). 4. A természetes szinoptikai periódus (728). 5. A nyomás és a szél a makrofolyamatokban (732). 6. A távprognosztika általános elvei (732).

85. §. A szinoptikus folyamatok osztályozása és a távprognózis 733
1. Bevezető megjegyzések (733). 2. A szinoptikus típusok (az időjárás típusai) Teisserenc de Bort és Van Bebber szerint (734). 3. A szinoptikus folyamatok osztályozása B. P. Multanovszkij szerint (736). 4. Az anticiklonok tengelyei Európában (737). 5. A makroszinoptikus helyzetek Schinze szerint (740). 6. A makroszinoptikus helyzetek Baur szerint (742). 7. A szinoptikus folyamatok típusai a Szovjetunió keleti részén (745). 8. Az anticiklonok tengelyei a Szovjetunió keleti részén (746). 9. Az évszakos cirkulációk típusai G. Ja. Vangengeim szerint (747). 10. A prognosztikus kapcsolatok kutatása és felállítása G. Ja. Vangengeim szerint (751). 11. G. Ja. Vangengeim módszerének biztonsága (751). 12. Az Északi félgömb fölötti általános cirkuláció folyamatainak csoportosítása B. L. Dzerdzejevszkij szerint (752).

86. §. A meteorológiai tehetetlenség 756
1. A meteorológiai elemek anomáliáinak tehetetlensége (756). 2. Ismétlődések (759). 3. A hőmérséklet havi anomáliáinak tehetetlensége a Szovjetunióban (761). 4. A tehetetlenség a szinoptikus folyamatokban (763).

87. §. Korrelációs összefüggések a meteorológiában 764
1. Az összefüggések kutatása (764). 2. Az Atlanti-óceán és Európa fölötti cirkulációs folyamatok és az európai időjárás közötti összefüggések (765). 3. A cirkuláció és az időjárás közötti összefüggések a Csendes-óceán északi medencéjében (768). 4. Az Északi-félgömb fölötti és az egész Földgömb fölötti cirkuláció ingadozásainak kutatása (768). 5. A Golf-áramlat (atlanti-óceáni áramlás) és a hőmérsékleti eloszlás Európában (770). 6. A sarki tengerek jege és az európai időjárás (771). 7. A korrelációs módszer alkalmazása a prognózisban (772). 8. Az analógiák módszere M. A. Omsanszkij szerint (774).

88. §. A periodicitás kutatása a légköri folyamatokban 775
1. Simítás (775). 2. A légnyomás soknapos periódusú ingadozásai (777). 3. A szimmetriapontok (778). 4. Szimmetriatartományok (779). 5. A nyomás legfontosabb soknapos hullámai (780). 6. A csapadék periodicitása (781). 7. Clayton prognosztikai kísérletei (782).

89. §. B. P. Multanovszkij iskolájának prognózisai 783
1. A ritmusok (783). 2. A szinoptikus folyamatok fázisai (785). 3. A természetes szinoptikus periódusra vonatkozó prognózisok (787). 4. Az évszakra vonatkozó prognózisok (791). 5. Havi előrejelzések (794).

90. §. A hosszúlejáratú előrejelzések amerikai módszerei 795
1. Az extrapolációs módszer (795). 2. Cirkulációs módszer (798).

Irodalom 801
Tárgymutató 818

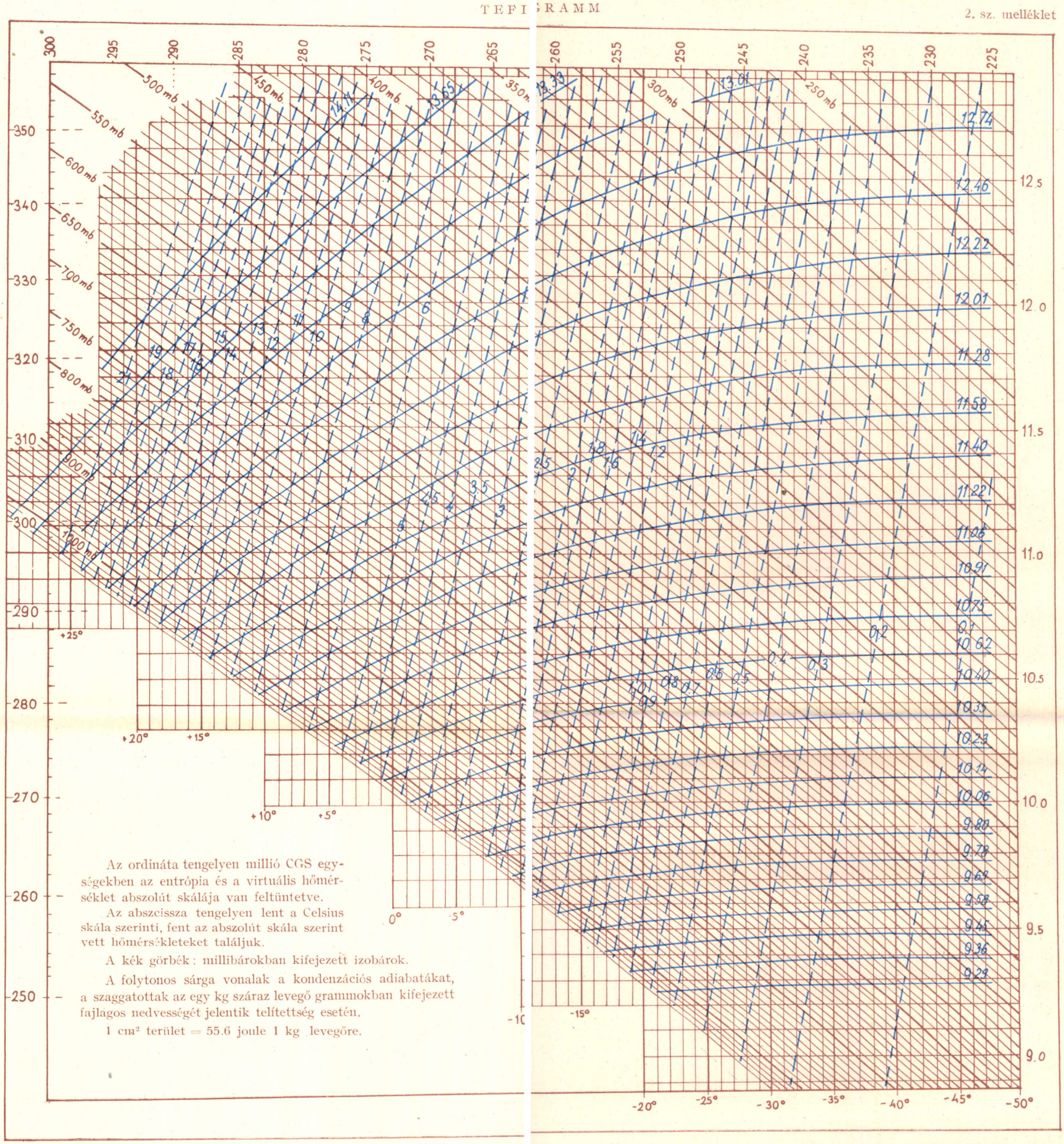
Mellékletek: 1. Emagramm. 2. Tefigramm. 3. Aerogramm. 4. Stüvegramm. 5. Rossbygramm. 6. Klimatológiai frontok januárban. 7. Klimatológiai frontok júliusban.

EMAGRAMM. Az abszcisszák a hőmérsékleti értékeket, ordináták a légnyomás logaritmusait jelentik. A dőlt sárga vonalak — száraz adiabaták (egyenlő potenciális hőmérsékletű vonalak), a szaggatott kék vonalak — kondenzációs adiabaták, a folytonos kék vonalak — a telítési állapotra vonatkozó egyenlő fajlagos nedvesség görbéi (gr/kg-okban).

A rövid vonások egymástól való távolsága a telített levegő virtuális hőmérséklete és a tényleges hőmérséklet közötti különbséget jelenti.

A vízgőz körfolyamatánál 1 cm²-es területnek 26,4 joule/kg munka felel meg.

Sz. P. Hromov



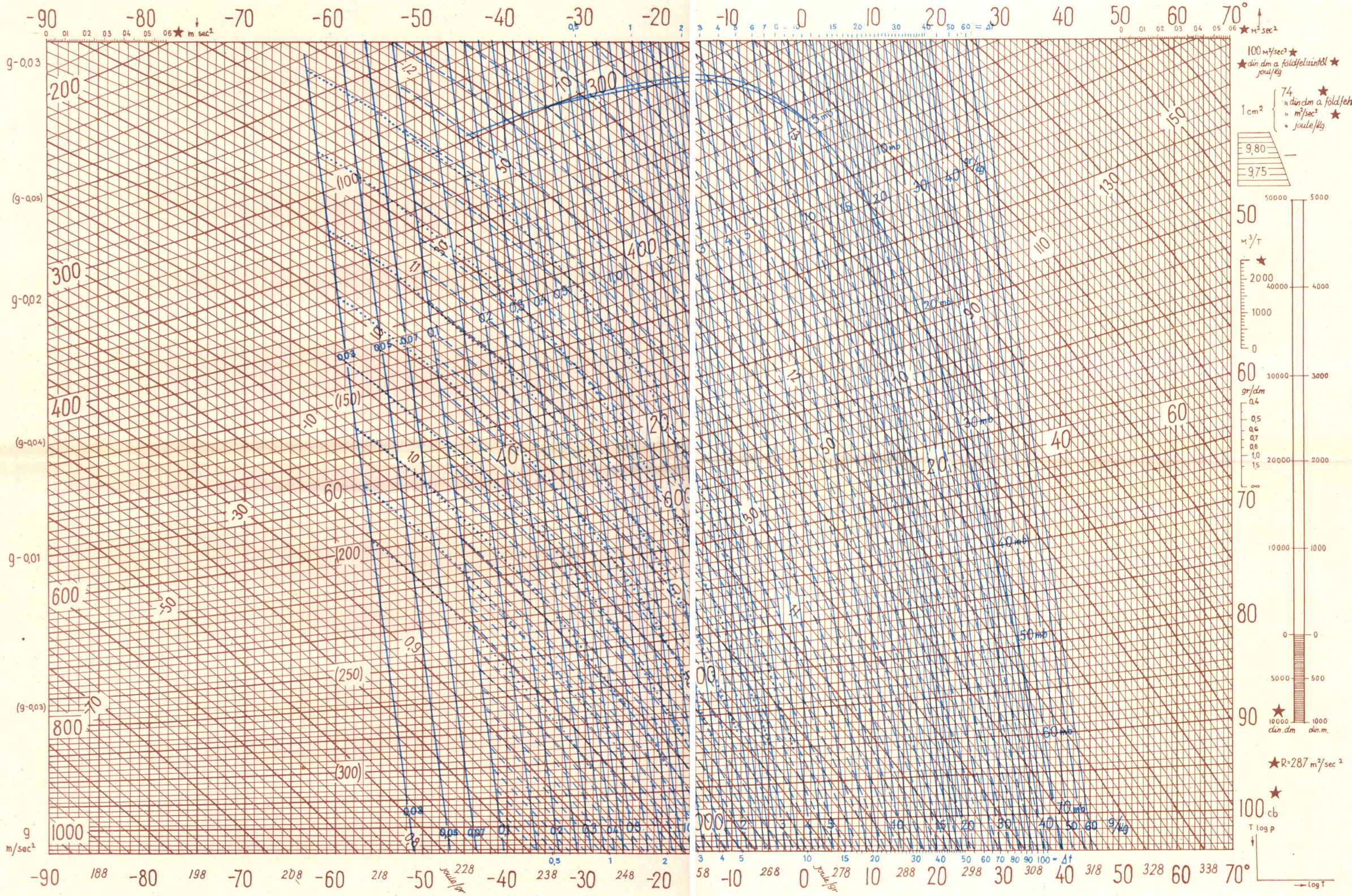
Az ordináta tengelyen millió CGS egységekben az entrópia és a virtuális hőmérséklet abszolút skálája van feltüntetve.

Az abszcissza tengelyen lent a Celsius skála szerinti, fent az abszolút skála szerint vett hőmérsékleteket találjuk.

A kék görbék: millibárokban kifejezett izobárok.

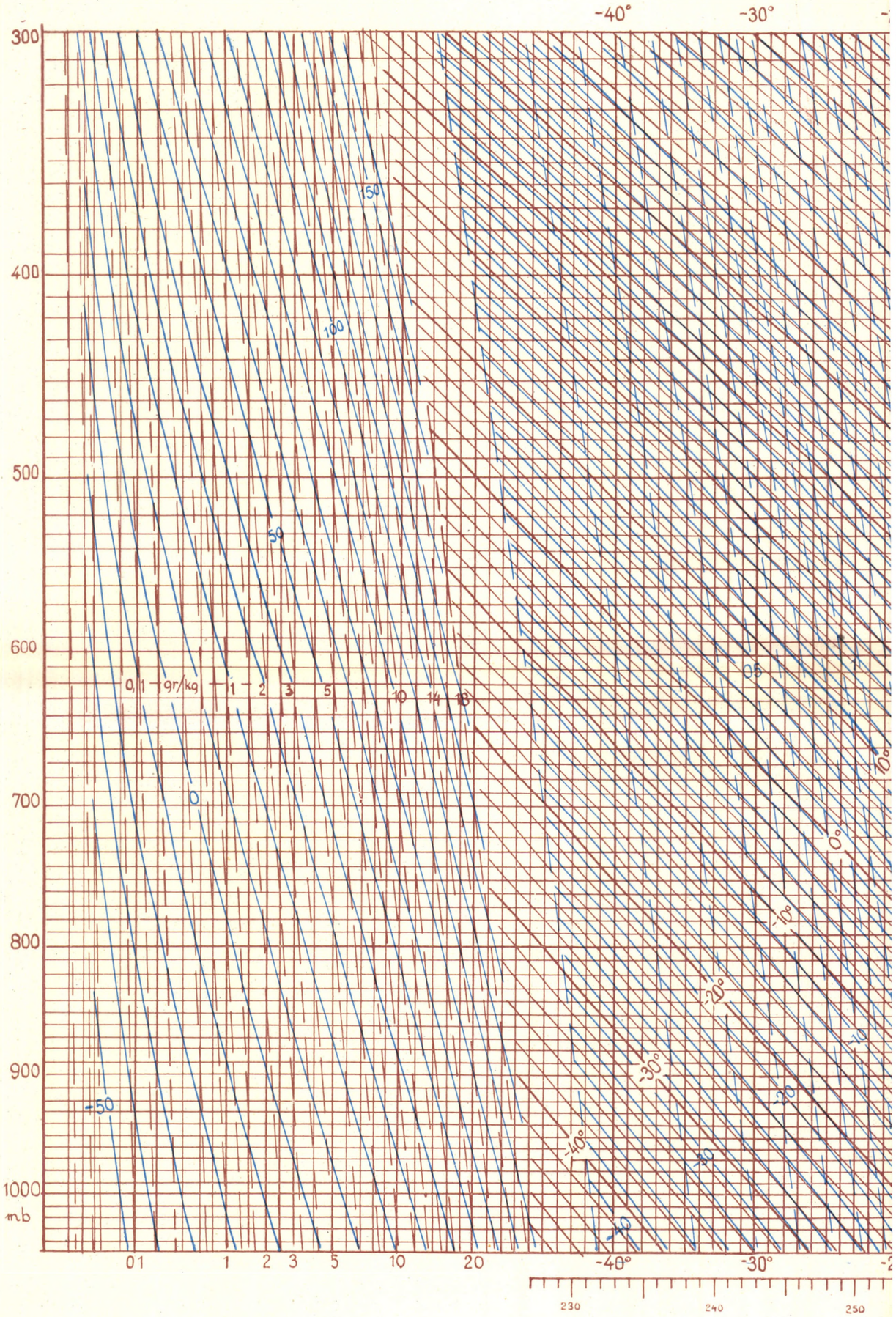
A folytonos sárga vonalak a kondenzációs adiabatákat, a szaggatottak az egy kg száraz levegő grammokban kifejezett fajlagos nedvességét jelentik telítettség esetén.

1 cm² terület = 55.6 joule 1 kg levegőre.

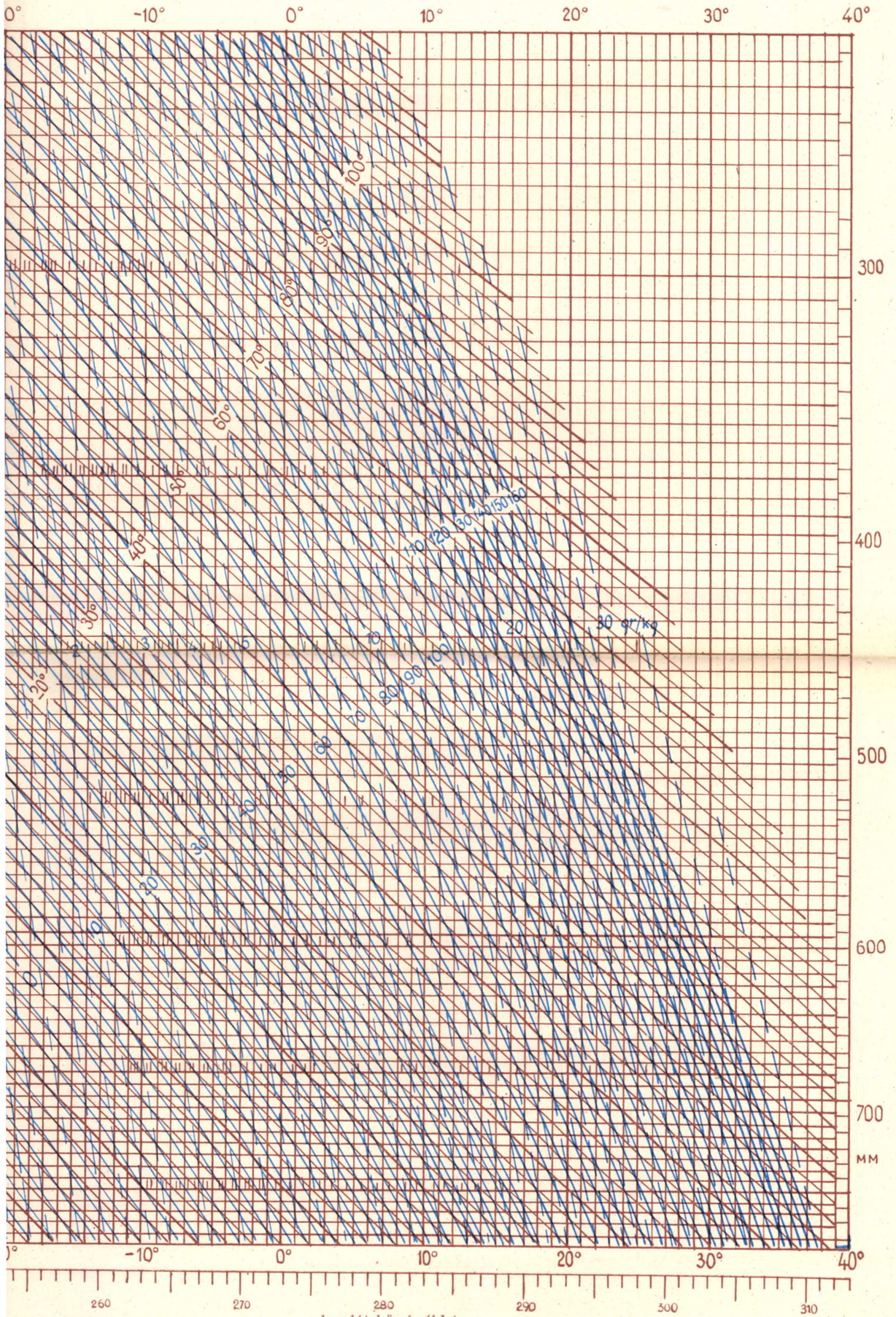


100 m²/sec²
din.dm a földfelszintől
joule/kg
1 cm²
74
din.dm a földfelszintől.
m²/sec²
joule/kg
9,80
9,75
m³/T
gr/dm
din.dm
din.m.
R=287 m²/sec²
cb
T log p
log T
m sec²
g
m/sec²
joule/gr
Δt

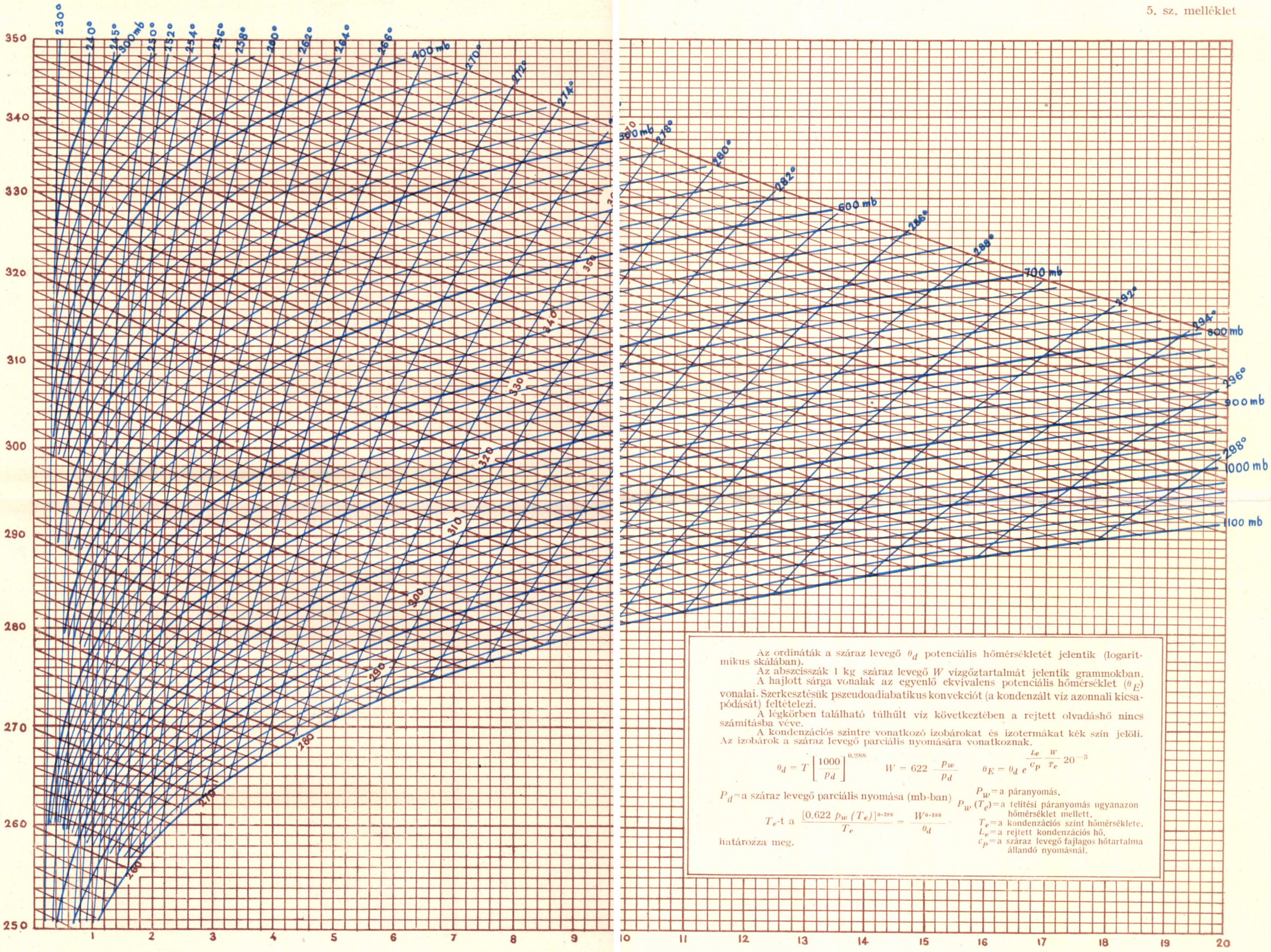
AEROGRAMM



Stűve diagrammja



abszolút hőmérséklet



Az ordináták a száraz levegő θ_d potenciális hőmérsékletét jelentik (logaritmikus skálában).

Az abszcisszák 1 kg száraz levegő W vízgőztartalmát jelentik grammokban.

A hajlott sárga vonalak az egyenlő ekvivalens potenciális hőmérséklet (θ_E) vonalai. Szerkesztésük pszeudoadiabatikus konvekciót (a kondenzált víz azonnali kicsapódását) feltételezi.

A légkörben található túlhűlt víz következtében a rejtett olvadáshő nincs számításba véve.

A kondenzációs szintre vonatkozó izobárokat és izotermákat kék szín jelöli. Az izobárok a száraz levegő parciális nyomására vonatkoznak.

$$\theta_d = T\left[\frac{1000}{p_d}\right]^{0.288} \qquad W = 622\,\frac{p_w}{p_d} \qquad \theta_E = \theta_d\, e^{\frac{Le}{c_p}\frac{W}{T_e}\,20^{-3}}$$

P_d=a száraz levegő parciális nyomása (mb-ban)

P_W=a páranyomás.

$P_W(T_e)$=a telítési páranyomás ugyanazon hőmérséklet mellett.

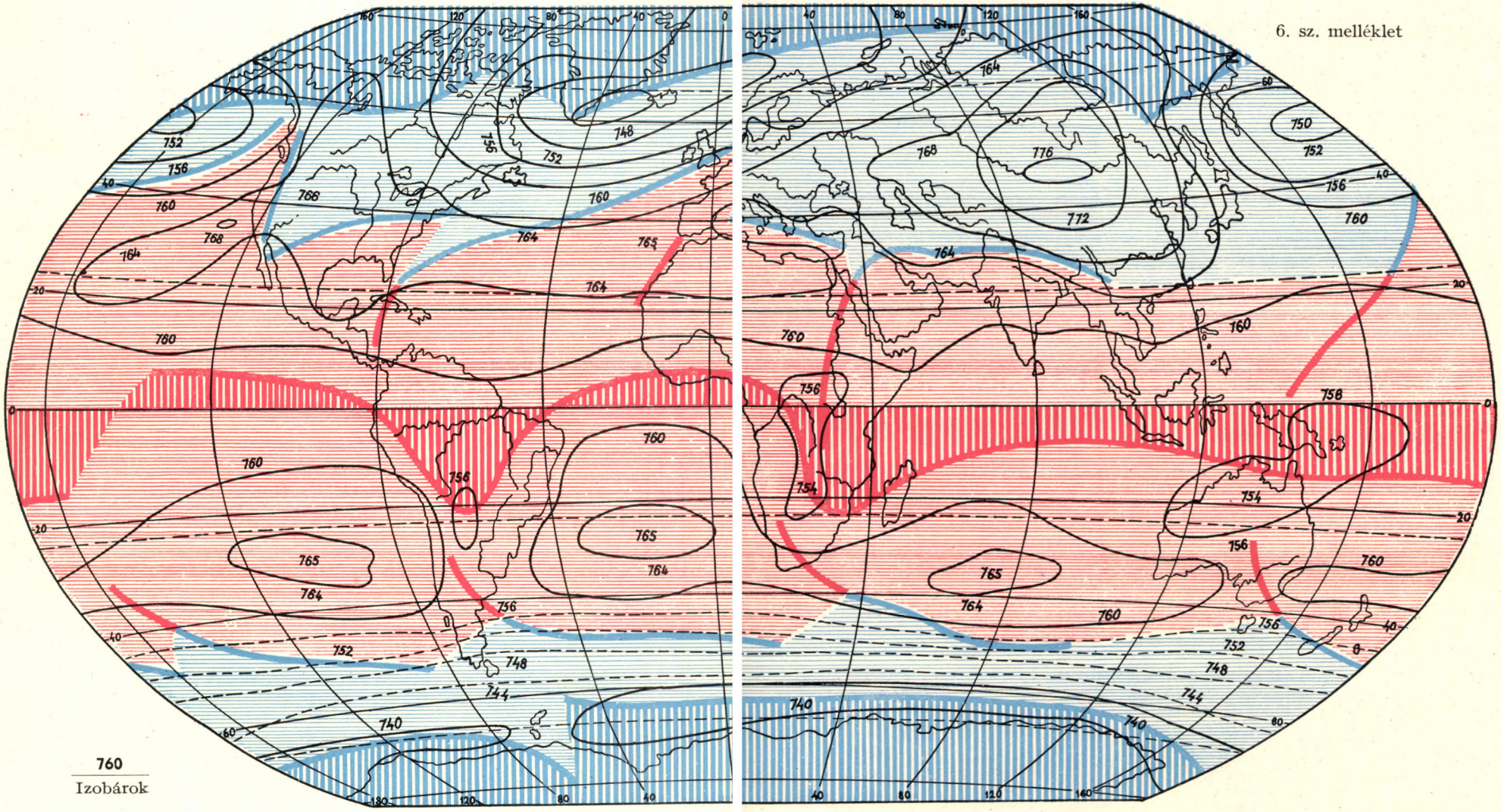
T_e-t a $\dfrac{[0{,}622\ p_w(T_e)]^{0.288}}{T_e} = \dfrac{W^{0.288}}{\theta_d}$ határozza meg.

T_e=a kondenzációs szint hőmérséklete.

L_e=a rejtett kondenzációs hő.

c_p=a száraz levegő fajlagos hőtartalma állandó nyomásnál.

ROSSB GRAMM



KLIMATOLÓGIAI F RONTOK JANUÁRBAN

Főfrontok :

Arktikus, antarktikus és poláris

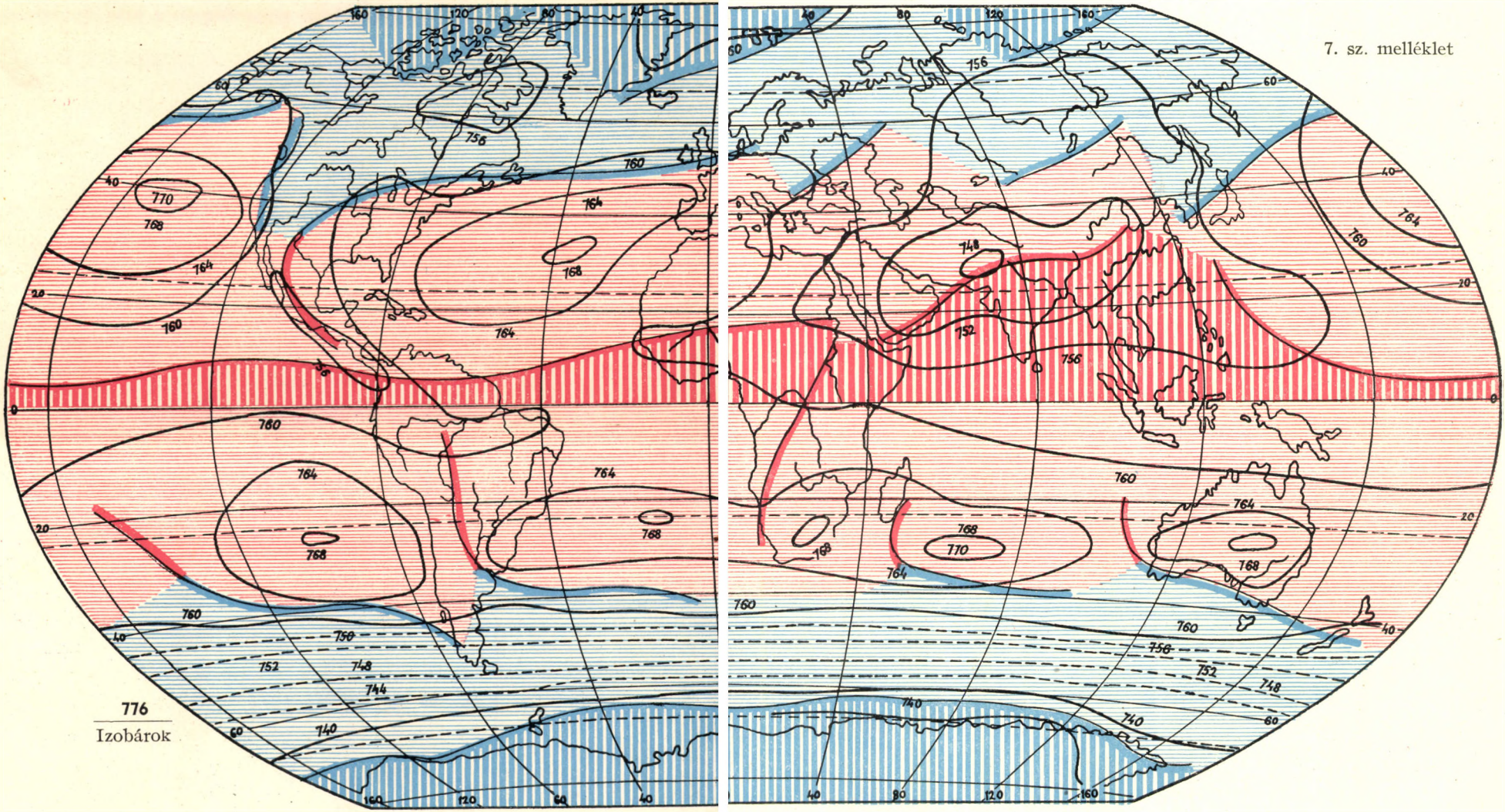
Trópusi és passzát.

Légtömegek :

AM EM

PM TM

Sz. P. Hromov



KLIMATOLÓGIAI FRONTOK JÚLIUSBAN

Főfrontok:

Arktikus, antarktikus poláris.

Trópusi és passzát.

Légtömegek:

AM EM

PM TM

Sz. P. Hromov