A PANTHEON ISMERETTÁRA

A FÉNY

IRTA

DR. POGÁNY BÉLA

EGYETEMI NY. R. TANÁR,
A MAGY. TUDOMÁNYOS AKADÉMIA L. TAGJA

EGY SZINES TÁBLÁVAL
ÉS 239 ÁBRÁVAL

BUDAPEST 1921

A PANTHEON IRODALMI INTÉZET R.-T. KIADÁSA

Globus, Budapest.

BEVEZETÉS.

A mióta az energia megmaradásának elve tudományos közkincsünkké vált, tudjuk, hogy mindama különböző energiafajták, melyek Földünkön az anorganikus és organikus természet jelenségeiben megnyilvánulnak és egymásba átalakulnak, a Napból származnak, a Nap energiájának rovására keletkeztek. A Nap energiája a napsugarak révén, tehát sugárzás révén kerül Földünkre. Ha a térben egy helyen energia eltűnik és a tér másik helyén ismét fölbukkan, akkor azt mondjuk, hogy az energia sugárzás révén került az egyik helyről a másikra. Ott, a hol az energia eltűnt, van a sugárzó forrás, az a test, mely az energiát kisugározta, melynek energiájából a kisugárzott energia eltűnt; ott, a hol az energia ismét fölbukkan, van egy másik test, mely a sugárzó energiát ismét elnyelte, abszorbeálta. Sugárzás révén kerül pl. a hangforrások részecskéinek mechanikai energiája is fülünkhöz, mint hangenergiát abszorbeáló, elnyelő szerkezethez. Az energia útja a forrástól az abszorpció helyéig a sugár. Az a sugárzás, mely a Nap energiáját közvetíti hozzánk, ellentétben pl. a hangsugárzással, nemcsak az anyagban, pl. gázokban, üvegben, vízben stb. képes tovább terjedni, hanem az anyagtól mentes térben, a vákuumban is. A Nap energiájának terjedése a sugárzás révén hullámszerűen történik, a mint arról tárgyalásaink során meg fogunk győződni. Ezeket a hullámokat fizikai megismerésünk jelen stádiumában elektromágneses hullámoknak tekintjük. A különböző hosszúságú elektromágneses hullámok különböző természetűek. Ha e hullámok hosszúsága néhány millimétertől több kilométerig terjed, akkor e sugárzás jelenléte csak ú. n. elektromágneses rezgési körök segítségével mutatható ki, mert csak ezek képesek az ily nagy hosszúságú hullámok közvetítésével sugárzott elektromágneses energiát elnyelni. Ide tartoznak azok a hullámok, melyeket a drótnélküli táviratozásban használnak. Ha a hullámhosszúság 0·0004 milliméter és 0·0008 milliméter között van, a sugárzást szemünkkel láthatjuk, ezt a részét az elektromágneses sugárzásnak, fény-nek nevezzük. A sugárzási skálának ehhez a látható részéhez csatlakozó rövidebb hullámhosszúságú sugarakat le egészen 0·0001 milliméterig ultraibolya fénynek, a nagyobb hullámhosszúságú sugarakat, egész 0·3 milliméterig (kb. eddig sikerült ezidőszerint eljutnunk), ultravörös fénynek, vagy hősugaraknak hívjuk. Az elektromágneses sugárzás egy válfaja a Röntgen-fény is, melynek hullámhosszusága kb. 10^{-9} cm, vagyis egy százmilliomod milliméter. Az ultraibolya és Röntgen-sugárzás vizsgálatánál szemünk helyett a fényképező-lemezt használhatjuk a sugárzás kimutatására, az ultravörös sugárzás vizsgálatánál pedig a thermoelemeket és bolometereket.

E mű keretében a látható sugárzások és a hullámhosszuk szerint hozzájuk csatlakozó sugárzások, valamint a Röntgen-sugarak sajátságaival fogunk foglalkozni.

A geométriai fénytan alaptörvényei.

1. **A geométriai fénytan alaptörvényei** tapasztalati tételek, melyek felvilágosítást nyujtanak a fény terjedésének, visszaverődésének és törésének geométriai sajátságairól. Ezek alapján áttekinthetjük a fényjelenségeknek egy igen nagy csoportját, illetve az azoknál fellépő geométriai viszonyokat. Ezek a jelenségek alkotják a geométriai fénytan körét. Az idetartozó fényjelenségek (1—70. pont) közül igen sok széleskörű gyakorlati alkalmazásra tett szert. A geométriai fénytan mellett meg szokás különböztetni fizikai fénytant is. Az abba sorolt jelenségek megértésénél tekintettel kell lennünk egyrészt a fény hullámszerű tovaterjedésére, másrészt a különböző anyagoknak a fénnyel összefüggő különböző fizikai sajátságaira.

2. **A fény egyenesvonalú terjedése.** Ha egy kicsiny méretű fényforrás nagyon távol van, akkor pontszerűnek tekintjük. Egy ily pontszerű fényforrásból, P-ből kiinduló fény útjába átlátszatlan testet, T-t állítva, egy a T mögött elhelyezett E ernyőre a T test árnyékot vet és a közönséges tapasztalat szerint az árnyék oly alakú és méretű, mintha az E ernyőből egy kúp vágta volna ki, melynek csúcsa P-ben van és melynek alkotói érintik a T testet. Az ily módon megszerkeszthető árnyékot a T test geométriai árnyékának nevezzük. Ez az egyszerű jelenség könnyen értelmezhető a f é n y e g y e n e s v o n a l ú t e r j e d é s e alapján.

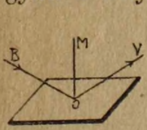
A fény egyenesvonalú terjedésére vonatkozó tapasztalati tétel azonban csak bizonyos közelítésben érvényes. Ha a P-ből kiinduló sugarak útjába egy kicsiny méretű T testet állítunk, pl. egy varrótűt, mely a hegye felé mind karcsubb lesz, úgy az E ernyőn nem a varrótű geométriai árnyékát, hanem a világos és sötét csíkoknak egy rendszerét látjuk, szóval a fény a geométriai árnyékot elhatároló kúp belsejébe is hatolt, tehát nem szigoruan egyenes vonalban terjedt P-től az E ernyőig.

Ugyanezt tapasztaljuk a reciprok jelenségnél, ha a fény útjába állított T testen egy R rést vágunk. Ekkor a geométriai árnyékkúpot azok a P-ből kiinduló sugarak határolják, melyek az R rés határait érintik. Az E ernyőn megjelenik az R résnek a geométriai árnyék által határolt világos képe. Ha a rést mind keskenyebbnek választjuk, a rés képe, vagyis a geométriai árnyék határa az ernyőn mindinkább elmosódik és megállapitható, hogy a geométriai árnyék belsejébe is hatolt a P-ből kiindult fény. A fény tehát csak akkor terjed egyenes vonalban, ha a terjedést akadályozó testek vagy a rések, melyeken áthatol, nem nagyon kicsinyek.

Ezektől a kivételes esetektől eltekintve azonban a fénysugarak egyenesek, a fénysugár az egyenes vonalban terjedő fény útja.

Látható azonban, hogy a fénysugár tulajdonképen csak egy elvont fogalom, melynek fizikai létezése nincs, melyet azonban megközelíthetünk a véges keresztmetszetű fénynyalábbal, melynek egyedül van fizikai létezése, ha a nyaláb keresztmetszetét mindinkább kisebbítjük pl. azáltal, hogy mind kisebb nyílásokon bocsátjuk át. Mennél jobban megközelítjük azonban ezáltal a fénysugár fogalmát, annál nagyobb mértékben szűnik meg a fény egyenesvonalú terjedése és vele együtt a fénysugár fogalmának fizikai jelentése.

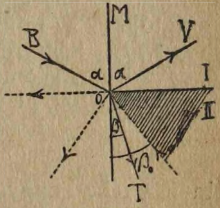
3. A visszaverődés törvénye. Ha valamely anyagban vagy a vákuumban tovaterjedő fény más közeg határához érkezik, akkor a határra érkező fénysugár (nyaláb) két részre oszlik; egy sugár visszaverődik abba a közegbe, melyből a fény a két közeget elválasztó határfelülethez érkezett, egy másik sugár pedig behatol a határfelület tulsó oldalán fekvő másik anyagba.



1. ábra.

Előbb nézzük a visszavert fény útját. A B beeső sugár (1. ábra) az O pontban érje a két anyagot elválasztó felületet. Bármily görbült is e felület, az O környezetében lévő eléggé kicsiny részét síknak tekinthetjük, melyre az O pontban az M merőlegest állítjuk. A B és M egyenesek meghatároznak egy síkot, mely a felületre az O-ban merőleges, ez a beesés síkja. A B és M egyenesek által bezárt szög a beesés szöge. A tapasztalat szerint a V visszavert sugár benne van a beesés síkjában és a V és M egyenesek által bezárt visszaverődési szög egyenlő a beesés szögével.

4. A törés törvénye és a teljes visszaverődés. Egy másik sugár az O ponttól behatol a határfelület tulsó oldalán fekvő II. közegbe (2. ábra). Ez a II. közegbe hatolt T sugár benne van a beesés síkjában, de más irányban halad, mint a B sugár az I. közegben. Az α szög alatt beeső fény útja tehát az O pontban megtört és T a megtört sugár, a T és M egyenesek által bezárt β szög pedig a törési szög. A tapasztalat szerint a



2. ábra.

$$\frac{\sin\alpha}{\sin\beta}$$

hányados értéke a fénynek meghatározott anyagi minőségű I. közegből meghatározott anyagi minőségű II. közegbe való átlépésénél mindig ugyanaz, bármekkorának választjuk is a beesés szögét; e hányados értéke csakis a határfelület mentén érintkező két közeg anyagi minőségétől függ és ez a II. közegnek az I. közegre vonatkoztatott törésmutatója,

$$n = \frac{\sin\alpha}{\sin\beta}. \tag{1}$$

Az n törésmutató fizikai jelentése az, hogy

$$n = \frac{\text{a fény terjedési sebessége } I.\text{-ben}}{\text{a fény terjedési sebessége } II.\text{-ben}}. \tag{1a}$$

Ha egy anyag törésmutatójáról beszélünk közelebbi megjelölés nélkül, úgy rendesen a levegőre vonatkoztatott törésmutatót értjük, mely a vákuumra vonatkoztatott u. n. abszolut törésmutatótól csak nagyon kevéssé különbözik.

Természetesen a fény *II.*-ből jövet ellenkező irányban is megteheti az utat, melyen az előbb *I.*-ből *II.*-be jutott. Ekkor β a beesési szög és α a törési szög,

$$n' = \frac{\sin\beta}{\sin\alpha} = \frac{1}{n} \tag{2}$$

pedig az *I.* közegnek a *II.*-re vonatkoztatott törésmutatója; a mint látnivaló, n' reciprok értéke a *II.* közeg *I.* közegre vonatkoztatott törésmutatójának, n-nek. Ha a geométriai viszonyok olyanok, mint a 2. ábrában, tehát pl. az *I.* közeg levegő, a *II.* víz, akkor

$$n > 1 > n'.$$

$\sin\alpha$ értéke nagyobb mint 1 nem lehet, legfeljebb egyenlő egygyel, ha $\alpha = 90^0$.

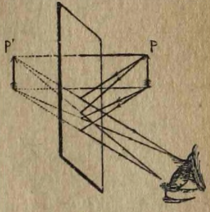
Ha a fény a *II.* közegből érkezik a határfelületre és β_0 az a beesési szög, melyhez $\alpha = 90^0$ tartozik mint törési szög, akkor

$$n' = \sin\beta_0 = \frac{1}{n} < 1. \tag{2a}$$

Ha a beesési szöget ennél a β_0 határértéknél nagyobbnak választjuk, vagyis a beeső sugár a *II.* srafozott részében halad *O* felé, úgy nincsen hozzátartozó törési szög, mert $\sin\alpha$ nem lehet nagyobb, mint az egység. Ekkor megtört sugár az *I.* közegben nem jön létre és a *II.* közegből a határfelületre sugárzott energia teljességében visszaverődik a *II.* közegbe. Ez a teljes visszaverődés jelensége. β_0-t a teljes visszaverődés határszögének nevezzük. Ha β_0 értékét valamely anyag és a levegő határfelületére vonatkozólag meghatároztuk, akkor (2*a*) adja az illető anyagnak levegőre vonatkoztatott törésmutatóját, n-t.

A fényvisszaverődés jelenségei.

5. A síktükör. A síktükrön létrejövő visszaverődés alkalmával, a mint az a visszaverődés törvénye alapján szerkesztett 3. ábrából látható, a P fényforrásból jövő sugarak a tükör mögé visszafelé meghosszabbítva a P' pontban metszik egymást, tehát látszólag P'-ből indulnak ki. P', mint a szerkesztésből látható, oly messze van a tükör mögött, mint a mily távolban van P a tükör előtt. P' a P fényforrás képe. A visszaverődés vagy törés alkalmával előálló oly képeket, melyekben a sugarak tényleg nem metszik egymást, hanem csakis a visszaverődés vagy törés alkalmával bekövetkezett irányváltozás után visszafelé meghosszabbított darabjaik, képzetes vagy virtuális képeknek nevezzük. A P' ilyen virtuális képe P-nek. A síktükör tehát az előtte álló tárgyakról virtuális egyenesállású képeket ad, melyek ugyanannyira vannak a tükör mögött, mint a mennyire van a tárgy a tükör előtt és a kép méretei ugyanakkorák, mint a tárgy méretei.



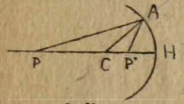
3. ábra.

6. A durva, szemcsés homályos, ú. n. matt felületeket, a milyen a vászon, a rajzpapir, a gipsz, a fényképező kamara homályos üvegének a felülete stb., úgy tekinthetjük, mint a melyek végtelen sok, igen kicsiny és minden lehetséges különböző helyzetű és irányitású sík felületdarabkákból vannak összeróva. Ezek a sík felületdarabkák egyenként mint síktükrök viselkednek és a felületre eső fényt minden lehetséges irányba szétszórva verik vissza. Ha a szemcsés felületet, pl. a fényképező kamara homályos üvegét bekenjük valamilyen olajjal, melynek törésmutatója közel egyezik az üveg törésmutatójával és ezáltal az üvegfelület szemcsés szerkezetét megszüntetjük, a szétszórt visszaverődés is megszűnik és az üveglap úgy viselkedik, mint a síktükör.

A különböző testek és anyagok felületei általában kisebb-nagyobb mértékben szétszórva verik vissza a fényt és éppen ezáltal válnak láthatókká, mert egy oly felület, mely a fényt szabályosan visszaveri, maga nem látható. Egy kifogástalan tisztaságú és simaságú síktükörlap pl. maga nem látható, csakis az előtte lévő tárgyak virtuális képei láthatók a tükör mögött. A tükörlap jelenlétére legfeljebb egyes, a tükörlap felületén lévő, szétszórva visszaverő karcolat vagy porszem jelenlétéből következtethetünk.

Jól látható, szemcsés felületek a vetítőernyők, mozivásznak.

7. A visszaverődés gömbtükrökön. Aszerint, hogy a gömb a homorú vagy a domború tükröző felületét fordítja a reá eső fény felé, gyüjtő- vagy szóró-tükörrel van dolgunk. E tükrök alakja rendszerint egy gömbsüveg. Ha a gömbsüveg középpontját egy egyenessel összekötjük a gömb (görbületi) középpontjával, a tükör optikai tengelyét nyerjük. A 4. ábrában látható homorú tükör C görbületi középpontján keresztül fektetett CH egyenes a tükör optikai tengelye. A P fényforrásból kiinduló sugár az A pontban úgy verődik vissza a visszaverődés törvénye szerint, hogy $PAC\sphericalangle = CAP'\sphericalangle$.



4. ábra.

A geométria egy ösmert tétele szerint

$$\frac{PA}{P'A}=\frac{PC}{P'C}.$$

Ha a PA sugár és a tükör optikai tengelye által bezárt szög oly kicsiny, hogy sinusa magával a szöggel felcserélhető, akkor

$$\frac{PA}{P'A}=\frac{PH}{P'H}=\frac{PC}{P'C}. \tag{3}$$

Ha a gömb sugarát r-el, P-nek, illetve P'-nek a tükörtől, vagyis H-tól való távolságát t-vel, illetve k-val jelöljük, úgy (3)-ból lesz:

$$\frac{t}{k}=\frac{t-r}{r-k},$$

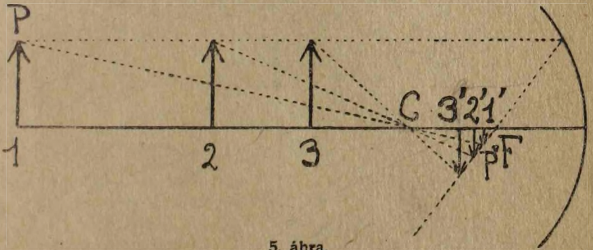
illetve

$$\frac{1}{t}+\frac{1}{k}=\frac{2}{r}. \tag{4}$$

Ha tehát ösmeretes a tükör görbületét jellemző r sugár és megadjuk a t távolságot, vagyis az optikai tengelynek azt a P pontját, a honnan a sugár kiindult, úgy a (4) megszabja k-t, vagyis azt a P' pontot, a melyben a visszavert sugár metszi az optikai tengelyt. Ez az összefüggés érvényes minden P-ből kiinduló sugárra vonatkozólag, ha csak a sugár és az optikai tengely által bezárt szög egy bizonyos határon alul marad. Mindezek a P-ből kiinduló sugarak tehát ugyanabban a P' pontban fogják az optikai tengelyt és egymást metszeni. A P' tehát a P fényforrásnak valódi, ernyőn felfogható képe. Ha a P fényforrás a végtelenben van,

$$k=\frac{r}{2}.$$

Az optikai tengelylyel párhuzamosan a végtelenből beeső napsugarak tehát a homorú tükrön vissza-



5. ábra.

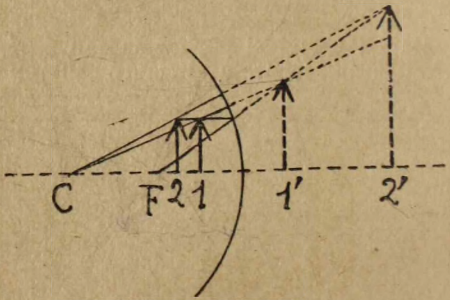
verődve, az optikai tengelyen a tükör előtt $\frac{r}{2}$ távolságban lévő F pontban egyesülnek, a hol erőteljes fényhatást és hőhatást létesitenek. Ezért a tükröt gyüjtőtükörnek, ezt az F pontot pedig (5. ábra) a tükör gyujtópontjának nevezzük. Legyen ennek a tükörtől számított távolsága f, akkor $f=\frac{r}{2}$ alapján (4)-ből lesz:

$$\frac{1}{t}+\frac{1}{k}=\frac{1}{f}, \tag{5}$$

a hol t és k pozitiv előjelűek, ha a tárgy és a kép a tükör előtt vannak. Ha a tárgy vagy a kép a tükör mögé esik, t, illetve k negatív előjellel veendő számításba.

Ha egy P pontnak a P' képét meg akarjuk szerkeszteni, úgy legalább két sugárnak az irányát kell követni. Legegyszerűbben járunk el, ha egyik sugár gyanánt azt a sugarat választjuk (5. ábra), mely az optikai tengelylyel párhuzamosan esik a tükörre és visszaverődés után keresztülmegy F-en, a másik sugár gyanánt pedig a C görbületi középponton keresztülmenő sugarat, melyet a tükör önmagába ver vissza. E két sugár metszéspontja határozza meg P'-t.

Az 5. ábrában látható pl. az $1P$ tárgy $1'P'$ képének a szerkesztése különböző tárgytávolságok esetében.



6. ábra.

Az ábrából látható, hogy a fordított, valódi és kicsinyített kép F-től C-ig mozog, ha a tárgy a végtelenből közeledik C-ig. Ha a tárgy C-ben van, a kép ugyanott keletkezik és ugyanakkora, mint a tárgy. Ha a tárgy C és F között van, a fordított, valódi és nagyított kép C és a végtelen között van. Ha továbbá (6. ábra) a tárgy F és a tükör között van, az egyenes állású, virtuális és nagyított kép a tükör mögött keletkezik.

A tükör geométriai nagyítása alatt értjük a kép valamely lineáris méretének viszonyát a tárgy ugyanazon lineáris méretéhez. Tehát a nagyítás pl.

$$N = \frac{\overline{1'P'}}{\overline{1P}}.$$

A szerkesztésből látható, hogy a

$$\text{nagyítás} = \frac{\text{a kép távolsága } C\text{-től}}{\text{a tárgy távolsága } C\text{-től}},$$

vagyis
$$N = \frac{2f-k}{t-2f}. \tag{6}$$

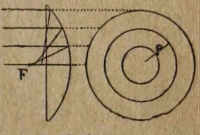
A (6) jobboldalán szereplő három mennyiség közül bármelyiket eliminálhatjuk az (5) egyenlet segítségével és így nyerjük a nagyításra a következő három kifejezést:

$$N = \frac{k}{t} \quad (7a), \qquad N = \frac{k-f}{f} \quad (7b)$$

és
$$N = \frac{f}{t-f}. \tag{7c}$$

E formulák alapján a valódi képek nagyítását pozitívnak, a virtuális képekét negatívnak nyerjük.

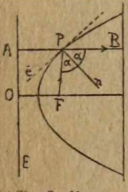
Egyszerű szerkesztéssel meggyőződhetünk arról is, hogy a domború tükrök, melyeknek gyujtótávolsága negativ, a tárgy minden tükör előtti helyzetében kicsinyített, egyenesállású és virtuális képet adnak.



7. ábra.

8. Ha a homorú tükörre párhuzamos sugárnyalábot bocsátunk az optikai tengelylyel párhuzamosan, akkor a szigorú szerkesztésből kiderül, hogy azok a sugarak, melyek a tükör szélére esnek (7. ábra), egy a tükörhöz közelebb eső pontban egyesülnek visszaverődés után, mint a többi sugarak. A gömbsüveget zónákra oszthatjuk és mindegyik zónának másutt van a gyujtópontja; f tehát a zóna ϱ sugarának a függvénye, $f(\varrho)$. Ennek következtében, ha a leképezésnél ezeket a szélső sugarakat is felhasználjuk, a leképezés nem lesz éles, egy P pontnak nem egy P' pont, hanem egy kicsi felületdarabka fog megfelelni. Ez a leképezési hiba a gömbi eltérés (sphaerikus aberratio) nevet viseli. Ez a gömbi eltérés úgy korrigálható, hogy diafragmák alkalmazásával, vagyis a tükör nyílásának a kisebbítésével a szélső sugarakat a leképezésből kizárjuk.

9. A fényszóró. A homorú tükör egy fontos gyakorlati alkalmazása a fényszóró. Ha a homorú tükör belső zónájának gyujtópontjában pontszerű fényforrást helyezünk el, pl. egy elektromos ívlámpa pozitív szenének az izzó kráterét, az ebből kiinduló és a belső zónán visszaverődő sugarak visszaverődés után az optikai tengelylyel párhuzamosan haladnak, a szélső zónákon visszaverődő sugarak pedig közvetlenül a tükör előtt összetartanak, majd miután egymást metszették, újból széttartva haladnak. A széttartó nyaláb által egy felületen létrehozott megvilágítás a sugarak metszéspontjától számított távolság négyzetével fordítva arányos, míg a párhuzamos fénynyaláb által létesített megvilágítás legalább elméletileg független a megvilágított felületnek a fényforrástól számított távolságától. Minthogy a cél az, hogy a fényszóró minél nagyobb távolságban minél erősebb megvilágítást hozzon létre, a fényszóró nyalábjának a részleges széttartásától is szabadulni kell. A diafragma alkalmazása ez esetben nem megoldás, mert ezáltal a fény nagyrésze elvész, a nyaláb keresztmetszete kisebb lesz. Fényszóróknál ezért a gömbi eltérés korrigálása céljából parabolikus homorú tükröket alkalmaznak. A parabola egy oly görbe, melynek pontjai egy E egyenestől ugyanakkora merőleges távolságban vannak, mint az F fókusztól (8. ábra). Az OF egyenes a parabola tengelye. A parabola származtatásából következik, hogy a P-hez húzott $é$ érintő felezi az $APF\sphericalangle$-et és viszont az $é$-re merőleges n felületi normális felezi az $FPB\sphericalangle$-et. Az F-ből kiinduló sugarak tehát a visszaverődés után szigorúan a tengelylyel párhuzamosan haladnak, bárhol van is a P pont a parabolán. A parabolikus tükrök nagy nyílás mellett is szigorúan párhuzamos fénynyalábbá alakítják a fókuszból jövő sugarakat.



8. ábra.

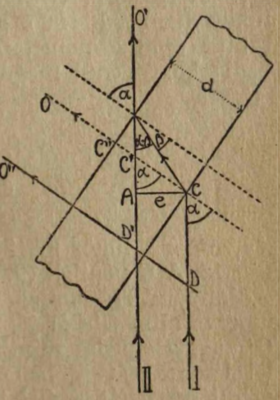
A fénytörés jelenségei.

10. A planparallel lemez. Ha planparallel lemezre bocsátunk fényt (9. ábra), a sugár a lemezen a törési törvény értelmében irányváltozás nélkül halad át, de önmagával párhuzamosan eltolódik. A d vastagságú lemez által α beesési szög mellett létesített eltolódás az ábra szerint

$$e = \sin(\alpha - \beta)\frac{d}{\cos\beta} = d\sin\alpha\left(1 - \sqrt{\frac{1-\sin^2\alpha}{n^2-\sin^2\alpha}}\right), \quad (8)$$

ha $n = \frac{\sin\alpha}{\sin\beta}$ a lemeznek a környezetére vonatkoztatott törésmutatója. Ha tehát egy tárgyat planparallel lemezen keresztül szemlélünk, tényleges helyéhez viszonyítva e darabbal eltolva látjuk; ez az eltolás azonban mindig kisebb, mint a lemez d vastagsága.

Ha tehát két pont, vagy két párhuzamos *I.* és *II.* vonás egymástól való távolsága kisebb, mint a planparallel lemez d vastagsága, akkor, ha a vonások közül, melyek a 9. ábrában a rajz síkjára merőlegesen vannak elgondolva, az egyiket (*II.* sugár) közvetlenül a lemez mellett elnézve, a másikat pedig (*I.* sugár) a planparallel lemezen keresztül nézzük, mely utóbbi egy a lemez síkjában fekvő és a két vonással párhuzamos tengely körül foroghat, a két vonást fedezésbe hozhatjuk, ha az *I.* vonásról szemünkbe jövő sugár megfelelő α beesési szög alatt esik a planparallel lemezre. Ekkor a planparallel lemez az *I.* sugarat akkora darabbal tolta el, mint a két vonás egymástól való távolsága a szemünkbe jövő sugarakra és a lemez forgástengelyére merőleges irányban mérve. Megmérve tehát az α szöget, melylyel a lemezt a vonásokról szemünkbe jövő sugár irányára merőleges helyzetéből el kell forgatnunk, hogy a két vonást fedezésbe hozhassuk és ösmerve a lemez d vastagságát, a két vonás e távolsága (8) alapján kiszámítható.



9. ábra.

11. Ugyanazon tengely körül, ellenkező irányokban, mérhető szögekkel elforgatható két ily planparal-

lel lemez van kombinálva a Helmholtz-féle ophthalmometerben, melyet Helmholtz nyomán a szemlencse törőfelületei görbületi sugarainak a meghatározására is használhatunk. A szemlencse törőfelületei (39. pont) homorú, illetve domború gömbtükrök. Ha egy gömbtükör tengelyében a gömbtükör előtt, a tükör görbületi sugarához képest nagy A távolságban felállítunk két pontszerü fényforrást, pl. két gyertyát egymástól kb. 1 m.-nyi E távolságban, úgy, hogy a két gyertyát összekötő E egyenes merőleges legyen a tükör tengelyére, akkor a gömbtükör előállítja a két gyertya kicsinyített képét, még pedig valódi és fordított képét, ha a tükör homorú, virtuális és egyenes állású képét, ha a tükör domború. Ha e gyertyaképek kicsiny távolságát, e-t az ophthalmometerrel meghatározzuk, E-t és A-t pedig közvetlenül megmérjük,

$$N=\frac{e}{E}$$

lesz a $t=A$ tárgytávolsághoz tartozó nagyitás. (7c) alapján

$$\frac{e}{E}=\frac{f}{A-f},$$

a honnan a tükör $r=2f$ görbületi sugara kiszámítható.

12. A C pontból (9. ábra) kiinduló O és O' sugarak a planparallel lemezen való áthatolás után úgy haladnak, mintha C'-ből jönnének, a D-ből kiinduló O'' és O' sugarak pedig mintha D'-ből jönnének. Planparallel lemezen át a lemez síkjára merőleges irányban szemlélve tehát a CD tárgyat, a lemez a $CC'=DD'$ darabbal közelebb hozza azt számunkra a $C'D'$ helyzetbe.

Az ACC' háromszögből

$$CC'=\frac{e}{\sin\alpha},$$

tehát (8) alapján

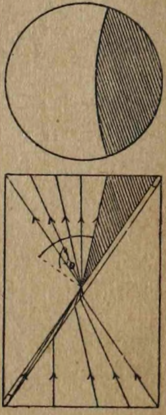
$$CC'=d\left(1-\sqrt{\frac{1-\sin^2\alpha}{n^2-\sin^2\alpha}}\right).$$

Ha α kicsi, úgy $$CC'=d\,\frac{n-1}{n}. \qquad (8a)$$

CC'nek, vagy $$C''C'=\frac{d}{n}\text{-nek} \qquad (8b)$$

a mérése ösmert d vastagságú lemezen tehát lehetővé teszi a planparallel lemez törésmutatójának, n-nek a közelítő ($\sin^2\alpha$ el van hanyagolva 1 mellett) meghatározását. $C''C'$ mérése úgy történhetik, hogy a planparallel lemezt a mikroszkóp (64. pont) vízszintes asztalkájára helyezve, a lemez felső lapján lévő C'' pontra (porszem, karcolat, stb.) állítjuk be a függőleges mikroszkópot, amelylyel tudvalevőleg mindig csak elenyésző csekély vastagságú vízszintes metszetét az alatta levő térnek látjuk élesen. Hogy azután a planparallel lemez alsó lapján lévő C pont (porszemek) C' képét láthassuk, a mikroszkópot a $C''C'$ darabbal sülyesztenünk kell. Megmérve a sülyesztés nagyságát függőleges skálán, továbbá a lemez vastagságát, n (8b)-ből kiszámítható.

13. A refraktometerek. Ha a planparallel lemezt, melynek törésmutatója levegőre vonatkoztatva N_0, szétfürészeljük, úgy mint az a 10. ábrában látható, az Abbe-féle kettős prizmát nyerjük. Ha a két fél prizmát a szétfürészelés helyén ismét összeragasztjuk egy folyadék közvetítésével, melynek levegőre vonatkoztatott törésmutatója $n_0 < N_0$ és a kettős prizmát szétszórt fénynyel megvilágítjuk, a fénysugarak a kettős prizmán, mint egy planparallel lemezen irányváltozás nélkül áthaladnak, de csak azok a sugarak fognak a kettős prizmán átjutni, melyek a teljes visszaverődés β_0 határszögénél kisebb beesési szög alatt esnek a két félprizmát elválasztó folyadékrétegre. A teljes visszaverődés határszögét a prizma üvegének az elválasztó folyadékra vonatkoztatott törésmutatója,



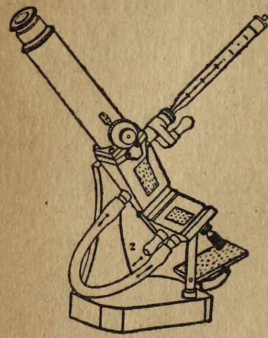
10. ábra.

$$n = \frac{N_0}{n_0}$$

szabja meg a (2a) értelmében, tehát

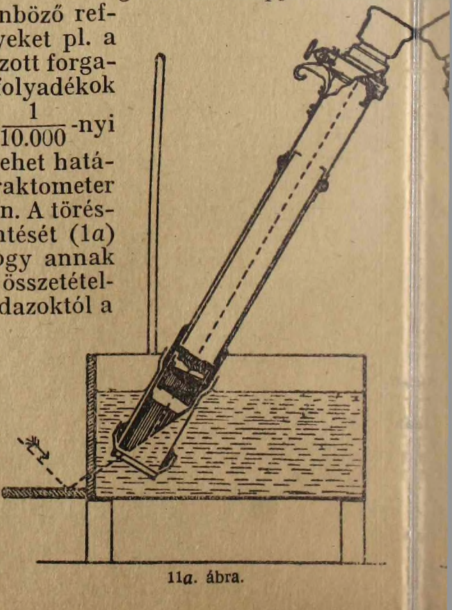
$$\sin\beta_0 = \frac{n_0}{N_0}.$$

Ha a kettős prizmán áthaladt sugarak egy távcső (65. pont) tárgylencséjére esnek, a távcső látóterének



11. ábra.

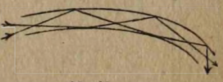
az a része, mely a sraffozott tér-részben haladó sugarak irányának felel meg, sötét lesz és a látótér sötét és világos felét egy éles határvonal, a teljes visszaverődés határvonala választja el. Hogy a látótérnek mekkora része sötét, az β_0 értékétől, illetve, minthogy N_0, az üveg törésmutatója adva van, attól függ, hogy mekkora a két félprizma között lévő folyadék-réteg törésmutatója, n_0. A teljes visszaverődés határvonalának helyzetéből tehát következtethetünk az n_0 törésmutató értékére. Ezen gondolat alapján vannak szerkesztve a különböző refraktometerek, melyeket pl. a jénai Zeiss-gyár hozott forgalomba és melyekkel folyadékok törésmutatóját kb. $\frac{1}{10.000}$-nyi pontossággal, meg lehet határozni. Egy ily refraktometer látható a 11. ábrában. A törésmutató fizikai jelentését (1*a*) tekintve, érthető, hogy annak értéke függ a kémiai összetételtől és közvetve mindazoktól a tényezőktől (hőmérséklet, stb.), a melyek az anyag minőségét befolyásolják. Az anyagi minőség vizsgálatánál tehát a törésmutató becses felvilágosításokat nyujthat. Így pl. a sörök alkoholtartalmának, a tej



11*a*. ábra.

zsirtartalmának, a vaj, a zsirok és olajok anyagi minőségének vizsgálatánál meghatározzák a törésmutatót. Ily célokra különleges refraktometerek szolgálnak, pl. a 11*a*. ábrában látható Pulfrich-féle merülő refraktometer.

14. A teljes visszaverődés egyéb alkalmazásairól, a prizmás távcsöveknél (69. pont), a Lummer-Brodhun-féle fotometer-kockánál (35. pont), stb. később lesz szó. A teljes visszaverődés következtében látjuk a víz alatt lévő levegőbuborékokat fémesen csillogni. A teljes visszaverődés okozza legnagyobb részben azt, hogy ha két különböző törésmutatójú átlátszó anyagot finoman eloszolva egymásba keverünk, átlátszatlan anyagot kapunk, mert a nagyobb törésmutatójú részecskék belsejéből a fény a teljes visszaverődés miatt nem tud kijutni, hanem a részecske belsejében ide-oda reflektálódik. Így pl, az üveg, tojásfehérje és víz átlátszóak, de az üvegpor, a felvert tojáshab, a felhő, melyekben az előbb említett átlátszó anyagok az ugyancsak átlátszó levegőben vannak finoman eloszolva, átlátszatlanok. Ugyanezt látjuk emulzióknál is, pl. a tejnél.



12. ábra.

Ha egy üvegrúdba, vagy a levegőbe lövelt vízsugárba a sugár tengelyének irányában fényt bocsátunk, a fény a teljes visszaverődések folytán nagyrészben követi a sugár parabolikus hajlását és csak apránként hagyja azt el (12. ábra). Ezen alapul a fontaine lumineuse nevű látványosság.

15. **A prizma.** Ha a fénysugár n törésmutatójú anyagból készült φ törőszögű (13. ábra) prizma lapjára esik α_1 beesési szög alatt, a fénysugár az ábrában látható úton fog haladni úgy, hogy

$$n = \frac{\sin \alpha_1}{\sin \beta_1} = \frac{\sin \alpha_2}{\sin \beta_2} \tag{9}$$

legyen. A prizmából kilépő sugár eredeti irányából δ szöggel eltért. Az $OO'C$ háromszögből

$$\delta = (\alpha_1 + \alpha_2) - (\beta_1 + \beta_2). \tag{9a}$$

Az $OBO'A$ négyszög O-nál és O'-nél lévő szögei derékszögek, tehát

$$\varphi + \psi = 180^0,$$

úgyszintén

$$\beta_1 + \beta_2 + \psi = 180^0,$$

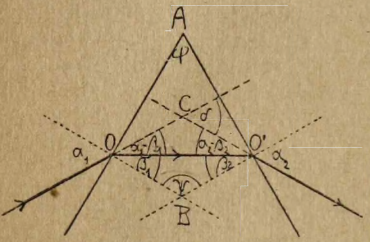
tehát

$$\varphi = \beta_1 + \beta_2 \tag{9b}$$

és (9*a*)-ból lesz

$$\delta = (\alpha_1 + \alpha_2) - \varphi . \tag{9c}$$

Az eltérítés tehát függ a belépés és kilépés szögétől, továbbá a prizma törőszögétől. Az eltérítésnek van egy legkisebb értéke. Az eltérítés akkor lesz legkisebb, ha a fénysugár a prizma belsejében a φ törőszöget felező síkra merőlegesen halad, vagyis szimmetrikusan megy át a prizmán. Ekkor



13. ábra.

$$\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha_0 \quad \text{és} \quad \beta_1 = \beta_2 = \beta_0, \tag{9d}$$

tehát (9*b*) és (9*c*) alapján

$$\varphi = 2\beta_0 \quad \text{és} \quad \delta_0 = 2\alpha_0 - \varphi. \tag{9e}$$

Minden más beesési szög mellett a prizma által a sugár irányában létesitett eltérítés nagyobb. (9) és (9*e*)-ből

$$n = \frac{\sin \alpha_0}{\sin \beta_0} = \frac{\sin {}^1/_2 (\delta_0 + \varphi)}{\sin {}^1/_2 \varphi} . \tag{10}$$

Ha megmérjük a prizma legkisebb eltérítését és törőszögét, kiszámíthatjuk a prizma anyagának törésmutatóját. Ez szintén egy elterjedt módszer a törésmutató meghatározására, azonban az illető anyagból, melynek törésmutatóját mérni akarjuk, prizmát kell késziteni. A folyadékokat planparallel falú prizmatikus edénybe öntjük.

Ha α_1, a prizmába való belépés szöge és α_2, a kilépés szöge egyaránt kicsinyek, ami csakis úgy lehetséges, ha kicsiny törőszögű prizmára esik a fénysugár kicsiny beesési szög alatt, akkor, mint (9)-ből következik, β_1 és β_2 is kicsiny szögek. Ebben az esetben bizonyos megközelítéssel az összes sinusok helyébe magukat a szögeket írhatjuk és (9)-ből lesz:

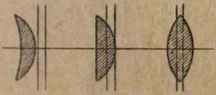
$$\alpha_1 = n\beta_1 \quad \text{és} \quad \alpha_2 = n\beta_2.$$

Ezeket helyettesítve (9c)-be a (9b) tekintetbevételével lesz:

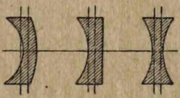
$$\delta = (n-1)\varphi. \tag{11}$$

A kicsiny törőszögű prizma által létesített eltérítés tehát, ha a beesési szög bizonyos határon alul marad, független a beesési szög értékétől, mert a prizma anyagának törésmutatója és a törőszög által teljesen meg van szabva.

16. Lencsék. Lencse alatt a fénytanban két gömbfelület által határolt, átlátszó anyagból, általában

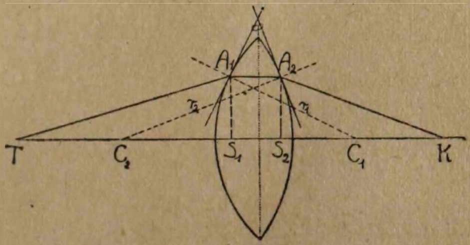


14*a*. ábra.



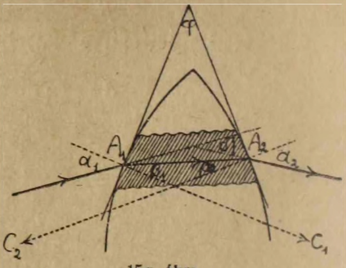
14*b*. ábra.

üvegből készült testet értünk. A lencséket közönségesen levegő veszi körül, de lehetséges, hogy a lencse előtt és mögött más és egymástól különböző átlátszó anyagok vannak. A g y ü j t ő v a g y d o m b o r ú l e n c s e (14*a*. ábra) a közepén vastagabb mint a szélén, megfordítva áll a dolog a s z ó r ó v a g y h o m o r ú l e n c s é k-nél (14*b*. ábra).



15. ábra.

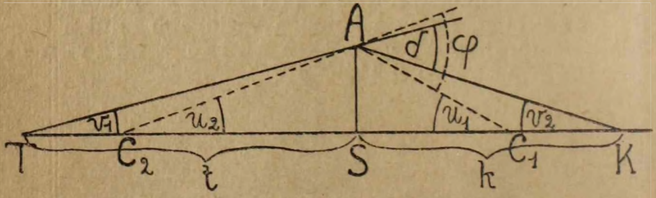
A lencsét határoló két, r_1 és r_2 sugarú gömbfelület C_1 és C_2 középpontjait összekötő egyenes (15. ábra) a lencse tengelye. A T pontból kiinduló és az n törésmutatójú üvegből készült lencsére eső $TA_1 A_2 K$ sugár úgy halad a törési törvény értelmében, mint azt a 15a. ábra mutatja. A lencsének azt a keskeny zónáját, melyen az $A_1 A_2$ sugár áthaladt, prizmának tekinthetjük, melynek törőszöge az A_1 és A_2 pontokhoz fektetett érintők által bezárt φ szög. Ha a TA_1 sugár a lencse tengelyével kicsiny szöget zár be és a T pont a lencse tengelyén, vagy annak közvetlen közelében van (I. feltevés), akkor $\alpha_1, \alpha_2, \beta_1$ és β_2 is kicsiny szögek és a sugarak a lencse középső részén haladnak át. Ha még a lencse vékony (II. feltevés), a φ szög is kicsiny. E feltételek mellett (11) értelmében



15a. ábra.

$$\delta = (n-1)\,\varphi. \qquad (11a)$$

Ha a lencse vékony, az $A_1 S_1$ és $A_2 S_2$ vonalakat (15. ábra) egybetolva A_1 és A_2 nagyon közel összeesnek



15b. ábra.

az A pontban és akkor a sematikus 15b. ábrát nyerjük. A TAK háromszögből:

$$\delta = v_1 + v_2,$$

a C_2AC_1 háromszögből:

$$\varphi = u_1 + u_2.$$

Ezeket (11a)-ba helyettesítve:

$$v_1 + v_2 = (n-1)(u_1 + u_2). \qquad (12)$$

A szögek kicsinysége miatt (I. feltevés),

$$u_1=\frac{AS}{r_1},\quad u_2=\frac{AS}{r_2},\quad v_1=\frac{AS}{t},\quad v_2=\frac{AS}{k},$$

tehát (12)-ből lesz:

$$\frac{1}{t}+\frac{1}{k}=(n-1)\left(\frac{1}{r_1}+\frac{1}{r_2}\right). \tag{13}$$

Ez az összefüggés természetesen az I. feltevésben foglalt korlátozás szemmeltartásával a T-ből kiindult valamennyi sugárra érvényes. A (13) jobboldalát a lencse anyaga (n) és alakja (r_1, r_2) teljesen meghatározzák, a (13) összefüggés tehát egy megadott t értékhez egy k értéket, egy T ponthoz egy K pontot rendel, a melyben a T-ből kiindult sugarak egymást metszik. K lesz a T-nek valódi, ernyőn felfogható képe. Az említett feltevések mellett egy pontszerű leképezés jön létre. A t-t tárgytávolságnak, a k-t képtávolságnak nevezzük. A (13) jobboldalán lévő, a lencsét a leképezés szempontjából jellemző mennyiséget az

$$\frac{1}{f}=(n-1)\left(\frac{1}{r_1}+\frac{1}{r_2}\right) \tag{14}$$

alakba fogjuk írni, a hol az r_1 *és* r_2 görbületi sugarak pozitívnak veendők, ha a lencse belsejébe mutatnak (domború lencse) és negatívnak, ha a lencsét környező anyagba mutatnak. Tehát (13)-ból lesz

$$\frac{1}{t}+\frac{1}{k}=\frac{1}{f}, \tag{15}$$

a hol t pozitív vagy negatív aszerint, hogy a beeső fény irányában haladva a tárgy a lencse előtt vagy mögött van; k értékét viszont akkor vesszük pozitívnak, ha a kép a lencse mögött és negatívnak, ha a kép a lencse előtt van.

A végtelenben lévő T fényforrásból ($t=\infty$) pl. a Napból párhuzamosan jövő sugarakat a lencse a tőle

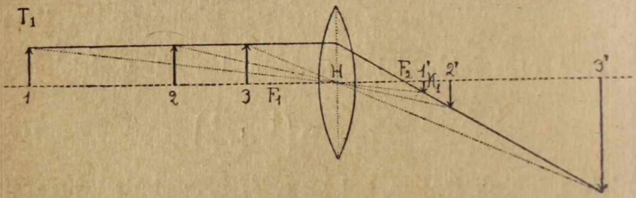
$$k=f$$

távolságban lévő F pontban egyesíti, a hol a sugarak erős hőhatást és fényhatást létesítenek. Ezért F-t a lencse gyujtópontjának, f-t pedig a gyujtótávolságnak nevezzük.

A lencsének két gyujtópontja van, egy a lencse előtt, egy a lencse mögött és mindkettő ugyanakkora távolban van a lencsétől, ha a lencse előtt és mögött ugyanaz a törő közeg van. Ha a lencse két görbületi sugara egyenlő, $r_1 = r_2 = r$ és a lencse üvegből készült, $n = 1·5$, akkor $f = r$.

A fokuszban lévő pontszerű fényforrásból kiinduló sugarak, $t = f$, a lencse túlsó oldalán a lencséből kilépve párhuzamosan haladnak, $k = \infty$.

A lencsék méterekben mért gyujtótávolságának reciprok értékét dioptriának nevezik. A dioptria a lencse törőképességének a mértéke, gyüjtőlencséknél pozitiv, szórólencséknél negativ. Pl. az 5 dioptriás lencse oly gyüjtőlencse, melynek fokusztávolsága 20 cm.



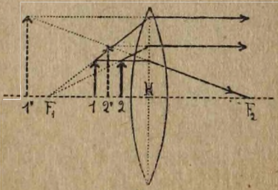
16. ábra.

A lencse tengelyére merőleges azt a síkot, mely a gyujtópontot tartalmazza, gyujtósíknak nevezzük.

17. A kép szerkesztése gyüjtőlencséknél. Ha a T_1 fényforrás képét meg akarjuk szerkeszteni, követnünk kell legalább két T_1-ből induló sugárnak az útját (16. ábra). A T_1HK_1 sugár a lencse közepén irányváltozás nélkül megy át, a lencse ott úgy viselkedik, mint egy planparallel lemez. Egy másik T_1-ből induló sugár, melynek útja könnyen követhető, a tengelylyel párhuzamosan haladó sugár, mely a lencsén megtörve a túlsó oldalon az F_2 gyujtópont felé halad. Evvel a két sugárral megszerkeszthetjük T_1-nek a képét, K_1-t. Ha a szerkesztést az *1* nyíl többi pontjaira nézve is elvégezzük, kapjuk az *1'* képet. Látható, hogy a tárgy közelítésével a kép távolodik a lencsétől. Tárgy és kép tehát egy irányban mozognak. A míg a tárgy a végtelenből a kétszeres gyujtótávolságig közeledik a lencséhez, a kép a lencse túlsó oldalán az F_2 gyujtópontból a kétszeres gyujtótávolságba mozog. Ha a tárgy a kétszeres gyujtótávolságból az F_1 gyujtópontig közeledik, a kép a kétszeres gyujtótávolságból a végtelenségbe mozog; mindezekben az esetekben a kép valódi és fordított. A nagyítás, mint az ábrából látható,

$$N=\frac{k}{t}.$$

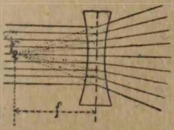
Virtuális képek nagyítása itt is negatívnak, valódi képeké pozitívnak adódik. Ha (15) alapján k-t vagy t-t kifejezzük, kapjuk a nagyításra a másik két, (7*b*) és (7*c*) alatti kifejezést is. Ezek alapján látható, hogy a kép kicsinyített, ha a tárgy a kétszeres gyujtótávolságon kivül van, nagyított, ha a tárgy a kétszeres gyujtótávolság és F_1 közé kerül. Ha a tárgy az F_1 gyujtópont és a lencse között van (17. ábra), a kép virtuális, egyenes állású és nagyított és mennél jobban közeledik a tárgy a lencséhez, a kép annál kisebb lesz.



17. ábra.

18. A homorú vagy szóró-lencse. Ennek gyujtótávolsága (14) értelmében negatív, tehát (15)-ből lesz

$$\frac{1}{t}+\frac{1}{k}=-\frac{1}{f}. \qquad (15a)$$



18. ábra.

A végtelenből jövő párhuzamos sugarak a szórólencsén áthaladva széttartanak, mintha az innenső F_2 gyujtópontból (18. ábra) indulnának ki,

$$t=\infty, \qquad k=-f.$$

Ez a gyujtópont csak egy képzetes gyujtópont, nem valódi, mert a sugarak tényleg nem metszik egymást F_2-ben, csak visszafelé meghosszabbított darabjaik. A szórólencse két negatív gyujtótávolsága is egyenlő, ha a lencse előtt és mögött ugyanaz a közeg van.

A nagyításra vonatkozó formulák negativ gyujtótávolság mellett

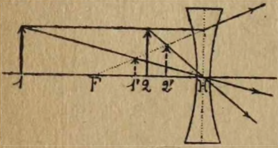
$$N = -\frac{k+f}{f} \tag{7d}$$

és

$$N = -\frac{f}{t+f} \tag{7e}$$

lesznek.

A kép szerkesztése szórólencséknél a legegyszerűbben ismét a lencse közepén irányváltozás nélkül áthaladó sugár, valamint a tengelylyel párhuzamosan haladó, illetve törés után a képzetes gyujtópontból kiindulni látszó sugár segítségével történhetik (19. ábra). Ha a (valódi) tárgy a lencse előtt van, a kép mindig kicsinyített, egyenes állású és virtuális.



19. ábra.

Ha két, f_1 és f_2 gyujtótávolságú lencsét közvetlenül egymás mögé helyezünk, a keletkező rendszer f gyujtótávolságát az

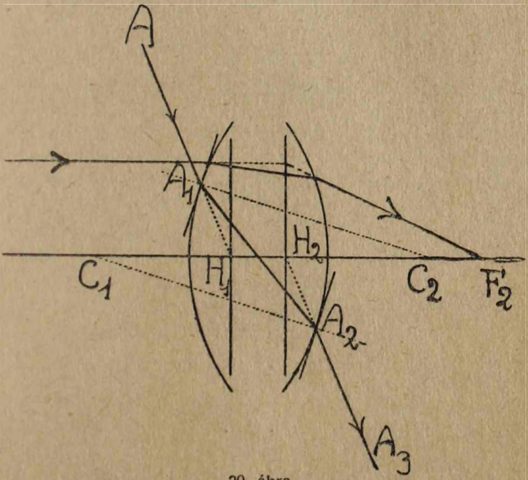
$$\frac{1}{f} = \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} \tag{15b}$$

egyenlet határozza meg. V. ö. a 20. pont (19*a*) egyenletét.

19. Vastag lencsék. A (14) alatti egyszerü összefüggés a lencse alakja és gyujtótávolsága között csak abban a megközelítésben érvényes, ha a lencse vastagságát elhanyagolhatjuk. A lencse vastagságát tekintetbe véve a viszonyok bonyolultabbak lesznek, de eredményeikben elég egyszerűen áttekinthetők.

A 20. ábrában látható vastag gyüjtőlencsének mindenesetre van két olyan A_1 és A_2 pontja, a melyekhez húzott érintők egymással párhuzamosak. Ha egy fénysugár a lencse belsejében az $\overrightarrow{A_1A_2}$ irányban halad, arra vonatkozólag a lencse úgy viselkedik, mint egy planparallel lemez. Az $\overrightarrow{A_2A_3}$ sugár tehát párhuzamos az $\overrightarrow{AA_1}$ sugárral, csak az előbbihez képest el van tolva.

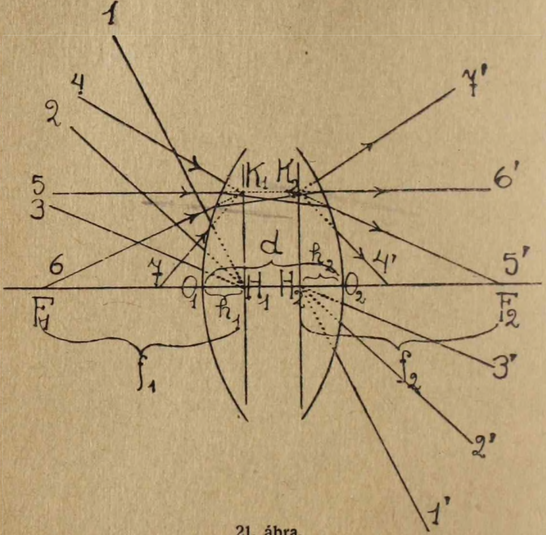
Hosszabbítsuk meg az AA_1 sugarat az A_1 ponton túl és az A_2A_3 sugarat visszafelé, akkor az AA_1 sugár a H_1 pontban, az A_2A_3 sugár a H_2 pontban fogja a lencse tengelyét metszeni. A H_1 pont a lencse **első főpontja**, a H_2 a lencse **második főpontja**. A H_1 és H_2 pontokon keresztülmenő és a tengelyre merőleges síkokat a lencse első és második **fősíkjainak** nevezzük.



20. ábra.

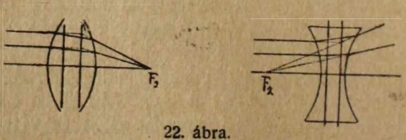
A főpontoknak az a tulajdonságuk, hogy mindazok a sugarak, melyek a lencse előtt az első főpont felé vannak irányítva, a lencséből kilépve eredeti irányukkal párhuzamosan haladnak, de úgy, mintha a második főpontból indulnának ki. A lencse belsejében természetesen a sugár útja más, pl. $AA_1A_2A_3$. A főpontoknak ezt a sajátságát a 21. ábrában az *1*, *2* és *3* sugarak ábrázolják. A főpontoknak irányított sugarak tehát, minthogy útjuk könnyen követhető, a képszerkesztés céljaira előnyösen felhasználhatók.

Ugyancsak a képszerkesztés szempontjából fontos a fősíkoknak az a tulajdonsága, hogy a tengelylyel párhuzamosan beeső sugár (21. ábra, *5* sugár) a lencséből kilépve úgy halad, mintha abban a K_2 pontban tört volna meg az F_2 gyujtópont felé, a melyben a be-



21. ábra.

eső *5* sugár meghosszabbítása a lencse belsejében a második fősíkot metszi. Párhuzamos nyalábok útja gyüjtő- és szóró-lencsén keresztül tehát egyszerűen úgy szerkeszthető, mint az a 22. ábrán látható. Viszont az



22. ábra.

F_1 gyujtópontból (21. ábra) kiinduló *6* sugár, mely az első fősík K_1 pontja felé van irányítva, a fősíkok említett tulajdonsága értelmében, minthogy a fény útja megfordítható, úgy halad a lencséből kilépve, mintha K_1-ben nyerte volna a tengelylyel párhuzamos irányítását. Az 5 és 6 sugaraknak, melyek a lencse előtt K_1-nek vannak irányítva, megfelelnek a 5′ és 6′ sugarak, melyek a K_2-ből látszanak kiindulni. Általában a lencse előtt K_1-nek irányított 4, 7 sugarak, a lencse mögött (4′, 7′) úgy haladnak, mintha K_2-ből jönnének. A K_1-nek, mint virtuális tárgypontnak megfelel a K_2, mint virtuális képpont. A H_2 fősík tehát a H_1 fősíknak, mint virtuális tárgynak virtuális, egyenesállású és ugyanolyan nagy képe.

A főpontok említett tulajdonsága és a fősíkoknak a párhuzamos sugarak törésére vonatkozó tulajdonsága alapján a kép szerkesztése analóg módon eszközölhető, mint a vékony lencséknél, csak a gyujtópontoknak a fősíkoktól számított távolságát és a két fősíknak egymástól való távolságát kell ösmernünk. A kép szerkesztése szempontjából tehát a lencsét a két fősík és a két gyujtópont jellemzi. E szerkesztés alapján még nem tudjuk, hogy a lencse belsejében a sugár hogyan halad, de ha a fősíkok helyzetét a lencséhez viszonyítva is ösmerjük, akkor a sugarak útját a lencse belsejében is követhetjük.

A fősíkok helyzetére vonatkozólag különböző lencséknél felvilágosítással szolgál a 14*a*. és *b*. ábra.

Jelöljük a lencse vastagságát, az O_1O_2 távolságot (21. ábra) d-vel, a lencse anyagának a környezetre vonatkoztatott törésmutatóját n-nel, a lencse két felületének görbületi sugarát r_1 és r_2-vel, akkor az első fősík távolsága a lencse felületétől, illetve a felület O_1 pontjától

$$h_1 = \frac{r_1 d}{n(r_1+r_2)-(n-1)d}, \tag{16}^*$$

és a második fősík távolsága O_2-től,

$$h_2 = \frac{r_2 d}{n(r_1+r_2)-(n-1)d}. \tag{16a}$$

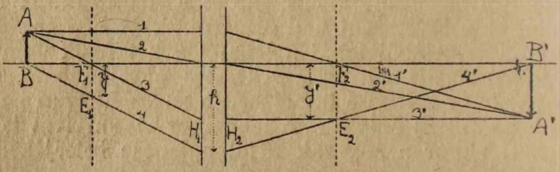
Ha H_1 az O_1-től jobbra, a lencse belseje felé van, úgy h_1 pozitív, ellenkező esetben negatív; megfordítva h_2 akkor pozitív, ha H_2 az O_2-től balra van.

* Lásd pl. Chwolson, Lehrbuch der Phys. II. 336. l. (62) és (69).

Ha a lencse előtt ugyanaz a közeg van, mint a lencse mögött, az F_1 gyujtópont távolsága az első fősíktól ugyanakkora, mint az F_2 távolsága a második fősíktól, $f_1 = f_2 = f$ és

$$\frac{1}{f} = (n-1)\left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} - \frac{n-1}{n} \cdot \frac{d}{r_1 r_2}\right). \qquad (17)$$

E formulában ismét r_1-t és r_2-t pozitívnak számítjuk, ha a lencse belsejébe mutatnak. Mint a (16a)-ból következik, plankonvex lencsénél ($r_1 = \infty$) $h_2 = 0$, tehát a H_2 fősík keresztül megy O_2-n; ez látható a (14a) ábrán, a középső lencsén. Épp így (16) szerint, plankonkáv lencsénél ha $r_2 = \infty$, $h_1 = 0$, tehát H_1 keresztül megy O_1-n; ezt mutatja a (14b) ábra középső lencséje.



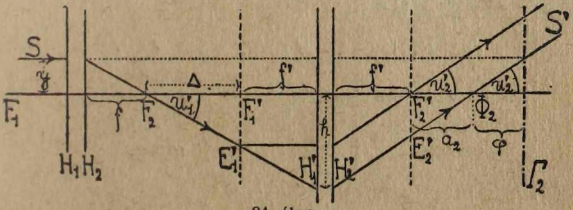
23. ábra.

Ha a lencse vastagságát elhanyagoljuk, vagyis ha $d = 0$, akkor a két fősík egybeesik, $h_1 = h_2 = 0$ és a (17) a (14) alatti összefüggésre redukálódik.

Ha a (15) alatti ú. n. lencse-formulát vastag lencséknél használjuk, f-et (17) alapján kell kiszámítani. A t és k tárgy-, illetve képtávolságokat pedig a fősíkoktól kell számítani, még pedig az egyiket az első fősíktól, a másikat a második fősíktól. Ösmerve már mostan a fősíkok helyzetét és a gyujtópontokat, adott tárgy képe a főpontok és fősíkok említett tulajdonságai alapján egyszerűen megszerkeszthető. A 23. ábrában látható pl. az AB tárgy $A'B'$ képének a szerkesztése domború lencse fősíkjainak segélyével.

A tengelyen lévő B pont B' képe a gyujtópontokon és főpontokon átmenő *1, 2, 3* sugarak segélyével nem szerkeszthető meg, mert ezek a sugarak a B pontból kiindulva mind a tengelybe esnek és nem metszik egymást. A B' kép megszerkesztésére felhasználható azonban a *3*-mal párhuzamos *4* sugár, mely a törés után (*4'*) ugyanabban az E_2 pontban metszi a második gyujtósíkot, mint *3'*. Ha tehát a tengely valamely *B* pontjából kiinduló *4* sugár a gyujtósíkot a tengelytől $AB = E_1 F_1 = y$ távolságban, az első fősíkot pedig *h* távolságban metszi, akkor a konjugált sugár a második fősíknak a tengelytől ugyancsak *h* távolságban fekvő pontjából kiindulva a második gyujtósíkot $A'B' = E_2F_2 = y' = h - y$ távolságban metszi.

20. Két lencse leképezésének összetétele. Ha két lencsét közös tengelyen egymás mögé állítunk, a kettő által egymásután létrehozott két leképezés helyettesíthető egy egyetlen leképzéssel. Ez az eredő leképezés a két lencséből álló lencserendszer által létesített leképezés. A lencserendszer Γ fősíkjainak és Φ gyujtópontjainak



24. ábra.

helye az összetévő lencsék *H* fősíkjainak és *F* gyujtópontjainak helyzetéből meghatározható. A 24. ábrában fel vannak rajzolva a két egymás mögé helyezett lencse fősíkjai és gyujtópontjai. A két lencsét a Δ o p t i k a i i n t e r v a l l u m választja el egymástól. Ez pozitív, ha a beeső sugár irányában balról jobbfelé haladva az első lencse második gyujtópontjától, F_2-től jobbra van a második lencse első gyujtópontja, F_1'. A párhuzamosan beeső *S* sugár útja a második lencse mögött, S' a 19.-ben említett szabály alapján úgy szerkesztendő, hogy $E_1'F_1' + E_2'F_2' = h$ legyen. Nyilván ott lesz a lencserendszer második gyujtópontja, Φ_2, a hol S' metszi a tengelyt. Φ_2 a második lencsével előállított képe F_2-nek. A (15) alatti lencseformulát úgy írhatjuk, hogy

$$(k - f)(t - f) = f^2;$$

ezt alkalmazva az F_2 tárgypontra és a Φ_2 képpontra:

$$a_2 \,.\, \Delta = f'^2,$$

hol a_2 jelenti a Φ_2 távolságát F_2'-től, vagyis

$$a_2 = \frac{f'^2}{\Delta}\,. \tag{18}$$

Ezzel tehát megvan a lencserendszer által létesített eredő leképezés második gyujtópontjának a helye. Ha most még megadjuk a rendszer gyujtótávolságát, akkor egyszersmind meg van adva a második fősík helyzete is.

A tengelylyel párhuzamosan beeső S sugár és a hozzá tartozó, a Φ_2-őn átmenő S' konjugált sugár nyilván a második fősík egy pontjában metszik egymást. A Γ_2 második fősíknak távolsága a második gyujtóponttól, Φ_2-től a φ gyujtótávolság.

Az ábrából látható, hogy

$$E_1'F_1' = -\Delta\, tg\, u_1' = -\Delta \frac{y}{f}\,,$$

másrészt azonban ugyancsak

$$E_1'F_1' = f'\, tg\, u_2' = f' \frac{y}{\varphi}\,;$$

e két eredményt egybevetve

$$\varphi = -\frac{ff'}{\Delta}\,.\text{*} \tag{19}$$

Ha ugyanezeket a meggondolásokat egy oly sugárra alkalmazzuk, mely a lencserendszer mögött halad a tengelylyel párhuzamosan, úgy a rendszer első gyujtópontjának Φ_1-nek F_1-től számitott a_1 távolságára vonatkozólag a teljesen analog

$$a_1 = \frac{f^2}{\Delta} \tag{18a}$$

formulát nyerjük.

* Megfelelően annak, hogy a gyüjtőlencse mindkét gyujtó távolságát pozitívnak számítjuk, balról jobbra beeső fény mellett φ pozitív vagy negatív, aszerint, hogy Φ_2 a Γ_2-től jobbra vagy balra, illetve Φ_1, a Γ_1-től balra vagy jobbra van. Hasonlóképen a_1 illetve a_2 pozitív vagy negatív a szerint, hogy Φ_1 az F_1-től balra vagy jobbra, illetve Φ_2 az F_2'-től jobbra vagy balra van.

A Γ_1 fősík Φ_1-től ugyancsak φ távolságra van. Ha két gyüjtőlencsét helyezünk egymás mögé és Δ pozitív, akkor φ negatív, tehát a beeső sugár irányában balról jobbfelé haladva előbb találjuk Φ_2-t és tőle jobbra Γ_2-t. Ha két vékony lencsét közvetlenül egymásra helyezünk, $\Delta = -(f+f')$-vel, tehát

$$\frac{1}{\varphi}=\frac{1}{f}+\frac{1}{f'}. \tag{19a}$$

Ha két lencse egymástól a távolságban van,

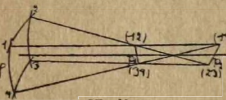
$$\Delta = a-(f+f'),$$

$$\frac{1}{\varphi}=\frac{1}{f}+\frac{1}{f'}-\frac{a}{ff'}. \tag{19b}$$

Ha F_2 és F_1' egybeesnek, $\Delta=0$, $\varphi=\infty$. Ez az úgynevezett teleszkopikus rendszer.

21. A lencse leképezésének jellemzése. Úgy a vékony, mint a vastag lencsék révén kollineáris leképezés, vagyis olyan, melynél pontnak pont, egyenesnek egyenes és síktárgynak sík felel meg mint kép, csak bizonyos korlátozó feltevések mellett jön létre, melyeket megismertünk a (14) és (15) alatti összefüggések levezetésénél. Ezek értelmében ily leképezés, melynél pontnak pont felel meg, melynél tehát az egy pontból kiinduló sugarak a lencséből kilépve ismét egy ponton mennek keresztül (homocentrikus sugarak), csak akkor jön létre, ha a sugarak a lencse tengelyével kicsiny szöget zárnak be és a tárgypont, melyből kiindulnak, a lencse tengelyének közvetlen közelében van. Úgy, hogy mindössze a lencse tengelyét körülvevő és a lencse gyujtótávolságához képest kicsiny átmérőjű, hengeralakú térrész pontjai részesülnek ily leképezésben és ezek is csak igen kicsiny keresztmetszetű, u. n. elemi sugárnyalábok közvetítésével.

Ha például a tárgypontból kiinduló kicsiny nyílású sugárnyaláb tengelye nagy szöget zár be a lencse tengelyével, akkor a törés után a nyaláb sugarai nem metszik egymást egy pontban, hanem két egymásra merőleges és a lencsétől különböző távolságban lévő két egyenesben; a tárgypontnak tehát nem felel meg egy képpont, a lencséből kilépő sugárnyaláb nem homocentrikus. Azonban egy pontból kiinduló sugárnyaláb szerkezete mindig olyan, bármilyen felületeken verődött is vissza, vagy tört meg a nyaláb, hogy a nyaláb sugarait egy S felületdarab különböző pontjaihoz tartozó felületi normálisoknak tekinthetjük. (Orthotomikus sugárnyaláb.)

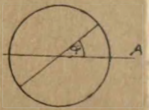


25. ábra.

A geometria egy tétele értelmében minden S felületen húzhatunk két görbe sereget, melyek egymásra merőlegesek és melyeknek az a tulajdonságuk, hogy ha két szomszédos pontban egy ily görbére merőlegest állítunk, úgy hogy ezek a merőlegesek az S felületre is merőlegesen álljanak, akkor ez a két merőleges metszi egymást egy pontban. Ezek a görbék a felületen a görbületi vonalak. Az említett két merőleges a két szomszédos pont közé eső görbületi vonal-darabhoz tartozó görbületi középpontban metszi egymást.

Például a 25. ábrában a *12* és *34* görbék a S felületen húzható két görbesereg közül az egyikhez, az *14* és *23* görbék a másik görbesereghez tartoznak. Az *1* és *2* pontok közé eső görbedarab görbületi középpontja az (*12*) pont, a többi pontok jelentése az ábrából nyilvánvaló.

Az egy pontból kiinduló és ferdén beeső sugárnyaláb általában egy orthotomikus nyaláb lévén, a sugarai úgy fognak haladni, mint az S felület normálisai, tehát nem egy pontban fognak egyesülni, hanem a p_1 és p_2 egyenesekben, a gyujtóvonalakban. Az ily módon előálló leképezési hibát asztigmatizmusnak, a p_1 és p_2 egyenesek merőleges távolságát asztigmatikus különbségnek nevezik. Ilyen asztigmatizmus „merőleges beesésnél“, vagyis akkor is előfordulhat, ha a sugárnyaláb a tengelylyel kicsiny szöget zár be, de viszont a lencse felületeinek görbülete különböző a tengelyen átfektetett különböző síkok által kivágott metszetekben. Ilyen lencsét kapunk például ha egy plankonvex lencsét síklapjával hozzáillesztünk egy plankonvex hengerlencse síklapjához. Az így keletkezett lencse f gyujtótávolsága a különböző metszetekben különböző lesz, függeni fog a metszet és a henger-

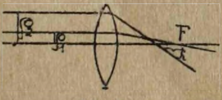


26. ábra.

lencse A alkotóinak iránya által bezárt φ szögtől, $f(\varphi)$ (26. ábra). Az f min. lesz, ha $\varphi = 90^0$, max., ha $\varphi = 0^0$. Ilyen asztigmatizmusa van sok ember szemének is.

22. Épp úgy, mint a homorú tükörnél, a lencsénél is jelentkezik a szferikus aberráció, mely abban áll, hogy a külső zónák gyujtótávolsága rövidebb, mint a belső zónáké; az f gyujtótávolság a ϱ zónasugár függvénye $f(\varrho)$, még pedig $f(\varrho_1) > f(\varrho_2)$ (lásd 27. ábrát). Ha egyszerűen a lencse gyujtótávolságáról beszélünk, a legbelső zónának megfelelő $f(0)$ értéket értjük alatta.

23. A szferikus aberrációt és az asztigmatizmust, melyek homorú tükröknél épp úgy megvannak és melyek a lencsénél akkor is előállanak, ha a lencsén keresztül csak egyszínű fénynyel eszközöljük a leképezést, éppen ezért monochromatikus leképezési hibáknak nevezzük. Ezeken kívül jelentkezik a lencséknél még a chromatikus aberráció, vagy szini leképezési hiba a lencse anyagának a színszórása folytán.



27. ábra.

24. **A színszórás.** Színszórásnak vagy diszperziónak nevezzük a testek azt a tulajdonságát, hogy a törésmutatójuk értéke függ a megtörő fény színétől. A fény színét, mint azt a későbbiekben látni fogjuk, a fény hullámhosszával (72. pont), λ-val jellemezhetjük és előzetes tájékozódásul mindjárt megjegyezzük, hogy a vörös fény hullámhossza nagyobb, a kék fényé rövidebb. Azt mondhatjuk tehát, hogy az n törésmutató függ a fény hullámhosszától, n a λ-nak függvénye, $n(\lambda)$. Ha a hullámhosszúság növekedésével a törésmutató értéke csökken, tehát $\frac{dn}{d\lambda} < 0$, normális színszórásról beszélünk. Így viselkedik az üveg és általában az átlátszó anyagok törésmutatója; az üveg színszórása tehát normális. Ha a hullámhosszúság növekedésével a törésmutató is növekszik, tehát $\frac{dn}{d\lambda} > 0$, a színszórás anomális. Anomális színszórása van pl. a fémeknek és általában az átlátszatlan anyagoknak.

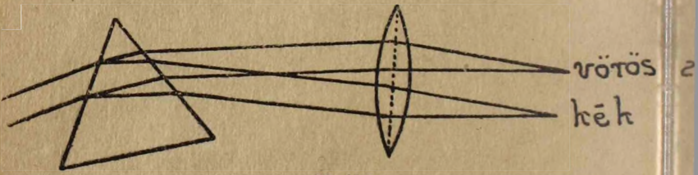
Ha már mostan n függvénye λ-nak, akkor (11) értelmében a prizma által létesített eltérítés

$$\delta = [n(\lambda) - 1]\,\varphi$$

is függeni fog λ-tól, illetve a fény színétől. A φ törőszögű prizma tehát a különböző színű fényt különböző mértékben téríti el és az eltérítés annál nagyobb, mennél nagyobb a prizma anyagának a törésmutatója az illető színre vonatkozólag.

Az üveg-prizma, minthogy anyagának a színszórása normális, a rövidebb hullámhosszúságú, de nagyobb törésmutatójú kék fényt nagyobb mértékben téríti el, mint a nagyobb hullámhosszúságú, de kisebb törésmutatójú vörös sugarakat.

Ha egy parallelogramma alakú résen keresztül, melynek hosszabb oldala párhuzamos a prizma törőélével, oly párhuzamos sugárnyalábot, pl. napfényt bocsátunk az üvegprizmára, melyben különböző színű illetve hullámhosszúságú sugarak vannak jelen, akkor a különböző színű sugarak különböző nagyságú eltérítést nyervén a prizmától, abból kilépve különböző irányokban fognak haladni; a prizma tehát a különböző színű sugarakat szétszórja. Ez a tulajdonképen színszórás jelensége, a diszperzió. De mivel ez közvetlen következménye a törésmutató függésének a fény hullámhosszától, ezt az utóbbi tulajdonságát az anyagnak is röviden színszórásnak, diszperziónak nevezzük.



28. ábra.

Ha a prizmából kilépő párhuzamos nyaláb útjába domború lencsét állítunk, a nyaláb sugarai a lencse gyujtósíkjában egyesülnek és ott a résnek, melyből a nyaláb kiindult, a képét nyerjük (28. ábra). A különböző színű, illetve hullámhosszúságú párhuzamos nyalábok a lencse tengelyével különböző szöget zárván be, a különböző színű résképek a lencse gyujtósíkjában egymás mellé sorakoznak. Így keletkezik a színkép, a spektrum. A színképben szomszédos színek törésmutatói és hullámhosszúságai kevéssé különböznek egymástól, a színképben egymástól távolabb eső színek hullámhosszainak és törésmutatóinak különbsége nagyobb. Közvetlenül szomszédos színek λ és $\lambda' = \lambda + d\lambda$ résképei egymást részben fedik (29. ábra), mivel törésmutatóik n és $n' = n + dn$ csak kevéssé (dn) különbözvén egymástól, (11) értelmében eltérítésük is csak kevéssé különbözik. A sraffozott közös rész adott $d\lambda$ színkülönbség mellett annál kisebb lesz, mennél keskenyebb a rés. A spektrum tisztasága érdekében tehát a rést mentől keskenyebbre kell venni, ezzel együtt jár azonban az a kellemetlenség, hogy a jelenség ezáltal fényszegény lesz. A rés szűkítésének van tehát egy praktikus határa. Abszolut tiszta spektrumot különben sem kaphatunk, mert minden színképben, illetve annak kisebb-nagyobb részében a színek folytonosan következvén egymásra, két szomszédos szín különbsége, $d\lambda$ minden határon alul csökken, tehát a rést is minden határon túl szűkiteni kellene.


29. ábra.

A színes tábla 1. ábráján látható a „fehér" napfény színképe. A vöröstől a kékig sorakoznak benne a többi színek csökkenő hullámhosszúság szerint, ezeknek a keveréke adja tehát a fehér fényt.

A függőleges fekete csíkok, melyeket második felfedezőjük nyomán Frauenhofer-féle csíkoknak nevezünk, azt jelentik, hogy az a színű fény, a melynek résképe valamely fekete csík helyére esne, hiányzik a napfényből. $\frac{1}{f} = (n-1)\left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2}\right)$

25. Ha a törésmutató a hullámhosszúság függvénye, akkor (14) értelmében a lencse gyujtótávolsága is a hullámhosszúság függvénye. A normálisan színszóró anyagból, pl. üvegből készült lencse, a párhuzamosan beeső fehér fényből a nagyobb törésmutatójú, de kisebb hullámhosszúságú ibolyaszínű sugarakat egy a lencséhez közelebb eső gyujtópontban fogja egyesiteni, a kisebb törésmutatójú, de nagyobb hullámhosszúságú vö-

rös fényt egy távolabb eső gyujtópontban. A lencse gyujtótávolsága általában tehát nemcsak a ϱ zónasugártól és a φ szögtől függ, hanem még λ-tól is; általában tehát $f(\varrho, \varphi, \lambda)$. A gyujtótávolságnak λ-tól való függése következtében áll elő a chromatikus aberráció: a tárgy képe kék fényben másutt keletkezik és más nagyságú, mint vörös fényben. Ezért ha a képet felfogó ernyőt oda állítjuk, a hol a kék sugarak egyesülnek, a képnek vörös szegélye lesz, ha a lencsétől távolabb ott fogjuk fel a képet, a hol a vörös sugarak egyesülnek, a kép kék szegélyt kap.

26. Mint a 21. pontban láttuk, a pontszerű leképezés lehetősége a közönséges lencse tengelyének igen kicsiny környezetére szorítkozik és csak kis keresztmetszetű nyalábokkal eszközölhető. A gyakorlati alkalmazások szempontjából szükséges a leképezés határait tágítani, úgy azonban, hogy az előbbi pontokban felsorolt leképezési hibák lehetőleg elkerültessenek. E hibák mindegyikét egyaránt kiküszöbölni nem lehet, de nem is kell, mert a különböző gyakorlati célokra szolgáló lencséknél és lencse-rendszereknél nem mindegyik leképezési hiba megszüntetése egyaránt fontos. A mikroszkóp tárgylencséje például a tengely közelében lévő kicsiny felületdarabokat képez le nagy nyílású sugárnyalábokkal, ennél tehát lényeges a szferikus aberráció megszüntetése. A fényképező lencse nagy kiterjedésű tárgyakat keskeny sugárkévékkel képez le, ennél viszont az asztigmatizmus elkerülése fontos. A chromatikus aberráció megszüntetését sem kivánjuk általában az egész spektrumra vonatkozólag; távcsőlencséknél pl. a színkép jól látható részében, zöld és sárga fényre kell korrigálni, a fényképező-lencséket pedig a spektrum kék végében, mert a fényképező-lemez kék sugarakkal szemben a legérzékenyebb. A pontszerű leképezés tökéletessége szempontjából támasztható igényeknél tekintetbe veendő szemünk korlátolt látóképessége is. Mathematikailag szigorú pontszerű leképezésre azért is felesleges törekednünk, mert szemünk oly két pontot, melyek oly közel vannak egymáshoz, hogy a szemünktől a pontokhoz húzott sugarak által bezárt ú. n. látószög 1 ívpercnél kisebb, már nem tud megkülönböztetni. A különböző rendeltetésű lencserendszereknek feladatukhoz szabott méretezése, a méretek kiszámítása az optotechnika körébe tartozik.* E számítások részleteibe itt nem bocsátkozhatunk, de röviden jellemezni fogjuk a nevezetesebb elveket és meggondolásokat, melyek e számításoknál szerepet játszanak.

27. A lencse tengelyének P pontjából kiinduló sugarak közül azok, melyek a lencse legszélső, ϱ sugarú zónáján mennek keresztül, a **szferikus aberráció** folytán egy a lencséhez közelebb fekvő P_1' pontban egyesülnek, mint a lencse közepén áthaladó sugarak, melyek P_2'-ben egyesüljenek. A

$$\lambda = \overline{P_1' P_2'}$$

távolság a **longitudinális szferikus aberráció**. A longitudinális aberráció nagysága függ a tengelyen lévő P tárgypontnak a lencsétől számított t tárgytávolságtól. Ha a P tárgypont a lencsétől nagyon messze (a végtelenben) van, a longitudinális aberráció

$$\lambda_{t=\infty} = -\frac{\varrho^2 \{2-2n^2+n^3-\sigma(n+2n^2-2n^3)+\sigma^2 n^3\}}{2nf(n-1)^2(1+\sigma)^2},$$

a hol f a lencse gyujtótávolsága, n a lencse anyagának törésmutatója és σ a görbületi sugarak viszonya,

$$\sigma = \frac{r_1}{r_2}.$$

A görbületi sugarak előjelére vonatkozó megállapodásunk értelmében tehát kettősen domború, vagy kettősen homorú lencsénél σ pozitív.

$f(\varrho) = f(0) + \lambda_{t=\infty}$, a hol $\lambda_{t=\infty}$ gyüjtőlencséknél negatív, szórólencséknél pozitív. A gyüjtőlencse szélén átment végtelenből jövő sugarak tehát már a lencsétől $f+\lambda_{t=\infty}$ távolságban, még a gyujtóponton belül egyesülnek (27. ábra).

Adott gyujtótávolság, lencseátmérő (2ϱ) és törésmutató mellett λ a σ-nak függvénye és mint ilyennek minimuma van

$$\sigma_{min} = \frac{4+n-2n^2}{n(1+2n)}$$

* E téren elévülhetetlen érdemei vannak Abbe-nak, a jenai Zeiss-művek egyik alapítójának.

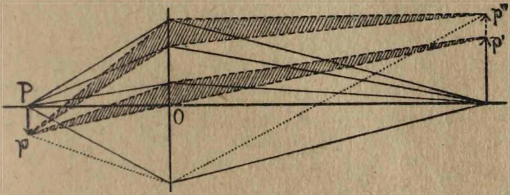
értékénél. Ha a lencse közönséges koronaüvegből készült, $n = 1.5$ és $\sigma_{min} = \frac{1}{6}$. Így kell tehát méretezni pl. a kettősen domború lencsét és erősebben domború felületével kell a nagyon messze (a végtelenben) lévő P fényforrás felé fordítani, ha azt akarjuk, hogy a longitudinális szferikus aberráció minimum legyen. Minthogy a fény útja megfordítható, rögtön látjuk, hogy a lencse, melynek a gyujtópontjain kívül, de annak közvetlen közelében lévő tárgypontra vonatkozólag van minimális longitudinális aberrációja, ugyanúgy van méretezve, de kell, hogy kevésbbé domború oldalát fordítsa a fényforrás felé. Ebből a példából egyszersmind az is kitűnik, hogy a legkisebb aberrációjú lencse alakja mindig a tárgytávolságtól is függ.

A következő kis táblázatban össze van állítva $\lambda_{t=\infty}$ értéke néhány gyüjtőlencse-alakra vonatkozólag, melyeknél $f = 1$ m, $\varrho = 10$ cm. és $n = 1{\cdot}5$. Szórólencsékre $\lambda_{t=\infty}$ pozitív.

A lencse alakja	σ	$\lambda_{t=\infty}$
Síklap a fényforrás felé	∞	— 4·5 cm
Szimmetrikus lencse	1	— 1·67 „
Síklap a képpont felé	0	— 1·17 „
σ_{min}-nak megfelelő alak	$^1/_6$	— 1·07 „

A plankonvex lencse végtelen nagy tárgytávolságra vonatkoztatott szferikus aberrációja tehát sokkal kisebb, ha a lencse domború oldala fordul a fényforrás (tárgy) felé. Ebben az esetben az aberráció alig valamivel nagyobb, mint ha az aberráció minimumának megfelelően méretezzük a lencsét; ezért gyakran megelégszünk a könnyebben előállítható plankonvex lencsével. Az aberráció kisebb lesz akkor is, ha az adott gyujtótávolságú pl. gyüjtőlencsét közvetlen egymás mögé helyezett vékony gyüjtőlencsék rendszerével helyettesítjük, melynek ugyanakkora a gyujtótávolsága. Ha az ugyanoly gyujtótávolságú rendszert egy gyüjtő- és egy szóró-lencséből állítjuk össze, minthogy ez utóbbiaknál λ pozitív, adott tárgytávolságra vonatkozólag az aberrációt zérussá tehetjük. Ily kombinációkkal esetleg a tengely több különböző pontjára, mint tárgypontra vonatkozólag az aberráció megszüntethető, de nem lehet a szferikus aberrációt zérussá tenni a tengely egy véges darabjára vonatkozólag.

28. **A sinus-feltétel.** Legyen egy lencserendszer tengelyének P pontjára vonatkozólag (30. ábra) a szferikus aberráció megszüntetve. Akkor még általában egy



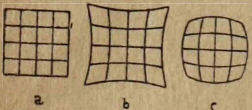
30. ábra.

a P pontban a tengelyre merőleges kicsiny felületdarabot a rendszer nem fog tökéletesen (pontszerűen) leképezni nagy nyílású sugárnyalábok közvetítésével. A p pontot ugyanis a centrális sugarak p'-be, a rendszer szélén megtörő sugarak pedig p''-be képezik le. A lencserendszer különböző részein áthaladó sugarak tehát különböző nagyítású egymásra eső képeket adnak a Pp egyenesről. Annak a feltétele, hogy a P pontot körülvevő és a P pontban a tengelyre merőleges kicsiny felületdarabot a lencserendszer nagy nyílású nyalábok közvetítésével tökéletesen (pontszerűen) képezze le, az, hogy a P pontból kiinduló nagy nyílású nyaláb minden sugarára vonatkozólag

$$\frac{\sin \alpha_1}{\sin \alpha_2} = \text{const.} = \frac{n_2}{n_1} N_g \tag{20}$$

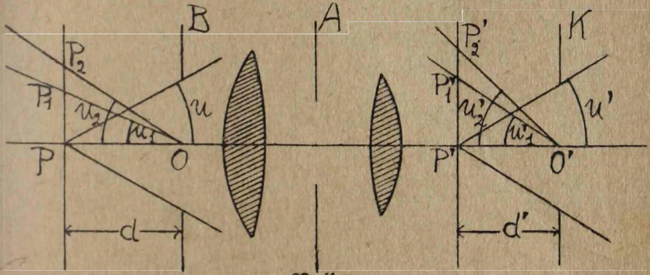
legyen, a hol α_1 és α_2 azok a szögek, melyeket a sugár a lencserendszer előtt és mögött a tengelylyel bezár. Ez az ú. n. sinus-feltétel. Ha ez érvényes a P pontra, p' egybeesik p''-vel. Az olyan aberrációmentes P pontokat, melyekre vonatkozólag a sinus-feltétel is ki van elégítve, aplanatikus pontoknak nevezik. Ezek a szempontok a mikroszkópok és távcsövek tárgylencséinek szerkesztésénél jönnek tekintetbe. A (20)-ban szereplő állandó értéke $=\frac{n_2}{n_1}N_g$ a hol n_2 annak a közegnek a törésmutatója, melyben a kép keletkezik, n_1 azé a közegé, a melyben a tárgy van elhelyezve és N_g a nagyítás.

29. Ha arról van szó, hogy nagyobb kiterjedésű, a tengelyre merőleges felület képeztessék le kis nyílású nyalábokkal, a mi pl. a fényképező lencsék feladata, akkor meg kell szüntetni elsősorban az asztigmatizmust. Ennek a feltétele mathematikailag egyszerű módon nem fogalmazható meg. Az asztigmatizmuson kívül azonban még két más hiba is jelentkezik. Nevezetesen először a tengelyre merőleges sík képe nem egy vele párhuzamos sík, hanem egy görbült felület. Ezt a hibát különösen fényképező lencséknél kell korrigálni. Másodszor a nagyítás nem ugyanakkora a kép minden részében, a kép el van torzítva. A tengelyt nem metsző egyenes képe görbe vonal. Egymásra merőleges egyenesek rendszerének (31. ábra, *a*) a képe a 31. ábrában látható *b* vagy *c* alakban jelentkezik, a szerint, hogy a képpontnak a tengelytől számított távolságával a nagyítás növekedik, vagy fogy. A torzítás megszüntetésének feltétele mathematikailag egyszerűen megfogalmazható. E végből meg fogunk ismerkedni a **beesési és kilépési pupilla** fogalmával. A leképező sugárnyalábóknak minden optikai rendszernél van egy bizonyos határa. E határt vagy a lencsék foglalatai szabják meg, vagy a lencsék között alkalmazott környílású ernyők, diafragmák, melyeknek középpontjai ugyancsak a tengelyen vannak. Ezek között van mindenesetre egy, a melyik a legnagyobb mértékben korlátozza a sugárnyalábokat; ezt a környílást apertura meghatározó diafragmának, vagy irisznek nevezzük. Ennek a kikeresése úgy történik, hogy az *A* környílású ernyők mindegyikét (32. ábra) leképezzük a lencserendszernek az *A* diafragma és a *P* tárgypont közé eső részével. Az az *A* diafragma, a melyiknek *B* képét a *P* pontból a legkisebb szög alatt látjuk, az irisz. Az irisz *B* képe pedig a beesési pupilla. Ha az irisz a lencserendszer első lencséje előtt van, úgy hogy



31. ábra.

közte és a P tárgypont között nincsen lencse, az irisz egyszersmind maga a beesési pupilla. Ha a B beesési pupillát az egész lencserendszer közvetítésével leképezzük, kapjuk a K kilépési pupillát; ez természetesen egyszersmind az A irisz képe előállítva a lencserendszernek az irisz után következő részével. A leképező sugarak elhatárolása szempontjából a három környílású ernyő, A, B és K teljesen egyenlő hatásúak. A sugarak ugyanúgy lesznek elhatárolva, ha a lencse-



32. ábra.

rendszer felépítésénél nem az A iriszt valósítjuk meg, hanem a B-t vagy a K-t.

A belépési pupilla határolja el a P tárgypontból kiinduló sugarakból azt a sugárkúpot, mely a P pont leképezésében tényleg részt vesz. E sugárkúp nyílása, $2U$ a lencserendszer n y í l á s s z ö g e; a kúp tengelye, a fősugár a B-pupilla középpontján megy keresztül. A B-pupilla középpontja a tárgy perspektivájának a középpontja, hasonlóképen a K-pupilla középpontja a kép távlatának a középpontja. A K-pupilla az alapja azoknak a sugárkúpoknak, melyeknek a csúcsai a P' képpontok. E sugárkúp nyílása, vagyis az a szög, mely alatt a K-pupillát P'-ből látjuk, $2U'$ a lencserendszer v e t í t é s i s z ö g e. Hogy a kép ne legyen torzítva, annak feltétele nyilvánvalóan az, hogy

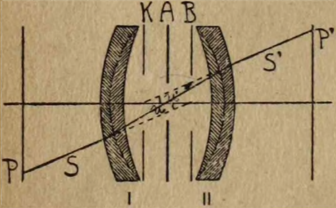
$$\frac{P_1P}{P_2P} = \frac{P_1'P'}{P_2'P'} \quad \text{legyen, tehát} \quad \frac{\operatorname{tg} u_1}{\operatorname{tg} u_2} = \frac{\operatorname{tg} u_1'}{\operatorname{tg} u_2'},$$

vagyis

$$\frac{\operatorname{tg} u_1}{\operatorname{tg} u_1'} = \frac{\operatorname{tg} u_2}{\operatorname{tg} u_2'} = \text{constans}, \tag{21}$$

a hol u_1, u_2 és u_1', u_2' azokat a szögeket jelentik (32. ábra), a melyeket a fősugarak a tengelylyel bezárnak. A kép tehát akkor nem lesz torzítva, ha a konjugált fősugarak és a tengely által bezárt szögek tangenseinek a viszonya a konjugált fősugárpárok mindenikére ugyanaz. Ha a konjugált fősugárpároknak megvan ez a tulajdonságuk, akkor a tengelylyel képezett metszéspontjaikat, a B és K pupillák középpontjait orthoszkopikus pontoknak nevezzük.

30. A legegyszerűbb orthoszkopikus rendszerek egyike a fotografiában használatos szimmetrikus kettős lencse. (33. ábra). Az A diafragma előtt és mögött két a diafragma síkjára vonatkozólag teljesen szimmetrikus lencserendszer van. Az A diafragma (virtuális) képe (I)-re vonatkozólag a B-pupilla, a (II)-re vonatkozólag a K-pupilla. A P tárgypontból kiinduló fénysugár a szimmetria következtében irányváltozás nélkül megy át a rendszeren, tehát $u=u'$ minden konjugált fősugárpárra nézve. A B-pupilla és a K-pupilla középpontjai tehát orthoszkopikus pontok.



33. ábra.

31. Az achromatikus prizma. A chromatikus aberráció megszüntetésének elvét legjobban az achromatikus prizmán tekinthetjük át. Láttuk, hogy az n törésmutató a λ hullámhosszúság függvénye $n(\lambda)$. Normális színszórású anyagoknál n ibolyaszínű fényre nagyobb, mint vörös fényre, $n_i > n_v$. Az eltérítés, melyet a φ törőszögű és n törésmutatójú prizma létrehoz,

$$\delta = (n - 1)\varphi.$$

Tehát

$$\delta_i = (n_i - 1)\varphi > \delta_v = (n_v - 1)\varphi.$$

Minthogy

$$\delta_i - \delta_v = (n_i - n_v)\varphi,$$

a létrejövő spektrum hosszúságának a mértéke az ibolyaszínű fényre és vörös fényre vonatkozó törésmutatók különbsége. Ezt az $(n_i - n_v)$ különbséget a prizma-anyag totális színszórásának nevezzük. Különböző üvegfajtákra vonatkozólag a totális diszperzió különböző nagyságú és így különböző üvegekből készült ugyanakkora törőszögű prizmák különböző hosszúságú spektrumokat adnak. A következő kis táblázatban össze van állítva a törésmutató és hullámhosszúság néhány összetartozó értéke korona-üvegre és flintüvegre vonatkozólag.

A törésmutató különböző színre					$n_i - n_v$
szín	ibolya	kékes-zöld	sárga	vörös	
hullámhossz $\mu\mu$*-ben	396	486	589	656	
korona-üveg	1·535	1·525	1·519	1·516	0·019
flint-üveg	1·653	1·631	1·619	1·614	0·039

A flintüveg totális színszórása $(n_i - n_v)_{fl.}$ tehát kerekszám kétszer akkora, mint a koronaüvegé.

$$(n_i - n_v)_{fl.} = 2\,(n_i - n_v)_{kor.}$$

Ha készítünk egy prizmát flintüvegből és egyet koronaüvegből úgy, hogy a flintüvegprizma törőszöge $\varphi_{fl.}$ félakkora legyen, mint a koronaüvegprizma φ_{kor} törőszöge, tehát

$$\varphi_{fl.} = \frac{1}{2}\,\varphi_{kor.},$$

akkor a két prizma által létesített spektrum egyenlő hosszú lesz:

$$(\delta_i - \delta_v)_{fl.} = (n_i - n_v)_{fl.}\,\varphi_{fl.} = (n_i - n_v)_{kor.}\,\varphi_{kor.} = (\delta_i - \delta_v)_{kor.}$$

A flintüvegprizma által létesített eltérítés ibolyaszinű fényre vonatkozólag azonban:

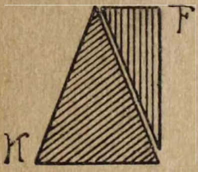
$$\delta_{fl.} = 0{\cdot}653\,\varphi_{fl.},$$

kisebb, mint a korona-üvegprizma által létesített eltérítése az ibolyaszínű sugaraknak:

$$\delta_{kor.} = 0{\cdot}535\,\varphi_{kor.} = 1{\cdot}070\,\varphi_{fl.}$$

* A $\mu\mu$ milliomod millimétert jelent.

Ha tehát a két prizmát a 34. ábrában látható módon illesztjük egymás mögé, a keletkezett prizmapár a koronaüveg eltérítési irányában eltéríti az ibolyaszínű sugarakat a



34. ábra.

$$\delta_{ibolya} = 0{\cdot}417\,\varphi_{fl.}$$

szöggel.

Minthogy azonban a két prizma spektruma külön-külön egyenlő hosszú, de a színek sorrendje a kettőben ellenkező, a vörös színnek a prizmapár által létesített eltérítése

$$\delta_{vörös} = (1{\cdot}032 - 0{\cdot}614)\,\varphi_{fl.} = 0{\cdot}418\,\varphi_{fl.}$$

ugyanakkora, mint az ibolyaszínű sugaraké.

A prizmapár tehát úgy viselkedik, mint egy prizma, melynek törésmutatója minden színre ugyanaz, mely tehát eltéríti a fényt irányából, de nem ad spektrumot. Az ily prizmát achromatikus prizmának nevezik.

32. Achromatikus lencsék. Ezen elv alapján természetesen a lencsék achromatizálásának problémája is megoldható, mert hiszen a lencsét úgy foghatjuk fel, mint a mely prizmákból van felépítve (22. lap). Ha például koronaüvegből készült bikonvex gyüjtőlencsét kombinálunk flintüvegből való alkalmasan méretezett plankonkáv szórólencsével (35. ábra), az így keletkezett lencserendszer egy diszperziómentes gyüjtőlencsét fog alkotni, melynek gyujtótávolsága praktikusan nem függ λ-tól. Ezeket a lencserendszereket a c h r o m a t i k u s l e n c s é knek hívjuk. Hogy az achromatikus lencsepár két komponensét hogyan kell méretezni, az rögtön kiderül a gyujtótávolságnak (14) alatti kifejezéséből.


35. ábra.

A lencsepár *1* és *2* komponenseinek gyujtótávolsága legyen

$$\frac{1}{f_{1,2}} = (n_{1,2} - 1)\left(\frac{1}{r_{1,2}} - \frac{1}{r'_{1,2}}\right) = (n_{1,2} - 1)k_{1,2}.$$

A kombináció gyujtótávolsága, minthogy a két lencsét egymásra fektetjük, (19a) értelmében

$$\frac{1}{f}=\frac{1}{f_1}+\frac{1}{f_2} \tag{19'a}$$

által van meghatározva. Ha a törésmutató $dn_{1,2}$-vel megváltozik egy szomszédos színre való áttérés alkalmával, $\frac{1}{f_{1,2}}$ is meg fog változni:

$$d\left(\frac{1}{f_{1,2}}\right)=dn_{1,2}k_{1,2}=\frac{dn_{1,2}}{n_{1,2}-1}\cdot\frac{1}{f_{1,2}}.$$

$\frac{dn_{1,2}}{n_{1,2}-1}$ az *1*, illetve a *2* lencse üvegének a tekintetbe vett szomszédos színek közötti relatív diszperziója, melyet $\nu_{1,2}$-vel fogunk jelölni. Tehát

$$d\left(\frac{1}{f_{1,2}}\right)=\frac{\nu_{1,2}}{f_{1,2}}.$$

A kombináció achromatizmusának a feltétele tehát, hogy

$$d\left(\frac{1}{f}\right)=d\left(\frac{1}{f_1}\right)+d\left(\frac{1}{f_2}\right)=\frac{\nu_1}{f_1}+\frac{\nu_2}{f_2}=0, \tag{19c}$$

$$\nu_1 f_2=-\nu_2 f_1$$

legyen. (19'a) és (19c)-ből f_1-t vagy f_2-t eliminálva kapjuk a komponensek gyujtótávolságára az

$$\frac{1}{f_1}=\frac{1}{f}\,\frac{\nu_2}{\nu_2-\nu_1},\qquad \frac{1}{f_2}=-\frac{1}{f}\,\frac{\nu_1}{\nu_2-\nu_1}$$

kifejezéseket.

Az ilyen lencséket, a mennyiben a spektrum jól látható részében való használatra vannak szánva, úgy szerkesztik, hogy gyujtópontjaik zöld és vörös fényben essenek pontosan egybe. A fényképező lencséknél a kék és ibolya sugarak számára gondoskodnak közös gyujtópontról. Ha két színre vonatkozólag az achromatizmust elértük, azért még a többi színekre vonatkozólag ez nincs teljesen elérve. Egy kis szineződés, az ú. n. másodlagos spektrum, mely azonban praktikusan már alig jön tekintetbe, még megmarad. De még ez is csökkenthető, ha a rendszert 3 színre achromatizálják.

Vastag lencsék teljes achromatizálásához természetesen nem elegendő elérni azt, hogy gyujtótávolságuk különböző színekre vonatkozólag ugyanakkora legyen, hanem arról is gondoskodni kell, hogy a fősíkjaik különböző színekre vonatkozólag egybeessenek. Bizonyos esetekben azonban részleges achromatizálással is megelégszünk. Például, ha csak arra helyezünk sulyt, hogy a különböző színű képek nagyítása ugyanaz legyen, elegendő a gyujtótávolság hosszúságát achromatizálni; ha azonban az is fontos, hogy a különböző színű képek ugyanarra a helyre kerüljenek, a gyujtópont helyét is achromatizálni kell.

Ha nagy nyílású nyalábok közvetítésével való leképezésről van szó, a szferikus aberrációt is legalább két színre vonatkozólag meg kell szüntetni és az aplanatizmus feltételének, a sinus-feltételnek is legalább két színre vonatkozólag ki kell elégítve lennie. Azokat a lencserendszereket, melyek három színre vannak achromatizálva és melyeknél egyszersmind az aplanatizmus is több színre meg van valósítva, a p o c h r o m a t i k u s l e n c s é knek nevezzük. Ilyen lencsék a mikroszkópok tárgylencséi.

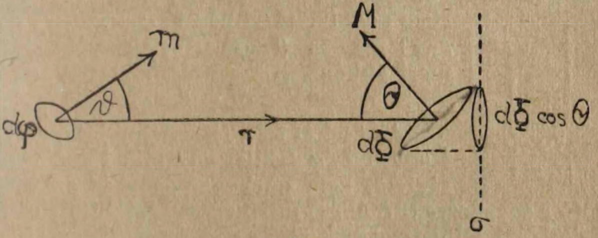
A chromatikus aberráció megszüntetéséhez szükségelt, előírt színszórású üvegfajták gyártásának a tanulmányozása és ily üvegek előállítása a jenai Z e i s s-művekkel kollaboráló S c h o t t-féle üveggyár érdeme.

XII. 9.

A fotometria.

33. A fotometria alaptörvénye. A fényforrások véges kiterjedésű fénylő felületek. Ha tehát arról van szó, hogy egy fényforrás hogyan világít meg egy felületet, akkor azt kell vizsgálnunk, hogy egy φ fénylő felület hogyan világít meg egy másik Φ felületet. Hogy megismerhessük azt a törvényt, mely szerint a megvilágítás történik, bontsuk fel úgy a φ fénylő felületet, mint a Φ felületet kicsiny $d\varphi$, illetve $d\Phi$ darabokra és keressük először, hogy mitől függ a dL fénymennyiség, melyet a $d\varphi$ fénylő felületelem a $d\Phi$ felületelemre sugároz. A kicsiny $d\varphi$ fényforrások (melyek pontszerűeknek tekinthetők) fénye koncentrikus gömb-hullámokban terjed tovább. A $d\varphi$ által kibocsátott fénymennyiség tehát annál nagyobb gömbfelületre oszlik el, mennél távolabb vagyunk $d\varphi$-től. A $d\varphi$ által e gömbfelületen létrehozott megvilágítás, vagyis a felületegységre eső fénymennyiség tehát annál kisebb lesz, mennél távolabb vagyunk $d\varphi$-től. A gömbfelületek nagysága, melyeken a $d\varphi$ által kibocsátott fénymennyiség eloszlik, a gömbfelület középpontjától, $d\varphi$-től számított r sugár négyzetével növekszik, a $d\varphi$ által létrehozott megvilágítás tehát a $d\varphi$-től számított r távolság négyzetével fordítva arányos.

A $d\varphi$ felületelem minden pontja sugároz a $d\Phi$ felületelem minden pontjára. Nyilván tehát a $d\varphi$ által a $d\Phi$-re sugárzott fénymennyiség arányos lesz $d\varphi$-vel is és $d\Phi$-vel is.



36. ábra.

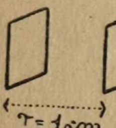
De függ a $d\Phi$-re bocsátott fénymennyiség attól is, hogy a $d\Phi$ felület hogyan van irányítva a reá esö sugarakhoz, az r összekötő egyeneshez képest, vagyis függ a Θ beesési szögtől. A $d\Phi$-re sugárzott fény mennyisége nyilván annál nagyobb lesz, mennél nagyobb a $d\Phi$-nek vetülete az r irányára merőleges, a 36-ik ábrában pontozva jelzett σ síkra. E vetület $d\Phi \cos\Theta$, tehát annál nagyobb, mennél nagyobb $\cos\Theta$. A $d\Phi$-re eső fénymennyiség tehát arányos lesz $\cos\Theta$-val. Másrészt a tapasztalat, mely szerint egy izzó golyó egy egyenletes fényességű korongnak látszik, azt mondja, hogy az r irányban $d\varphi$ által kisugárzott fénymennyiség arányos cos ϑ-val, vagyis annál kevesebb, mennél jobban tér el a $d\varphi$-re merőleges m irány, vagyis a $d\varphi$-nek felületi normálisa az r irányától. Ha dL nem függene a kisugárzás szögétől, ϑ-tól, akkor az izzó golyó szélső zónáinak világosabbnak kellene látszani, mint közepének.[1]

Ha mindezeket összefoglaljuk egy formulába, a $d\varphi$-ől $d\Phi$-r eső dL fénymennyiség lesz:

$$dL = i\,\frac{d\varphi\, d\Phi \cos\vartheta \cos\Theta}{r^2}. \tag{22}$$

Ez a *Lambert-féle cosinustörvény*, mely megmondja, hogyan függ dL a felületek helyzetétől, nagyságától és irányításától. Az i arányossági tényező, mely (22)-ben fellép, a $d\varphi$ felület fajlagos *felületi fényerőssége*, mely a $d\varphi$ felület anyagi minőségétől és fizikai sajátságaitól függ. Az i jelentése egyszerűen adódik, ha (22)-ben $d\varphi = d\Phi = 1$ cm², $r = 1$ cm és $\vartheta = \Theta = 0$-nak választatik, mert akkor

$$dL = i.$$



37. ábra.

Az i tehát az a fénymennyiség, melyet 1 cm²-nyi $d\varphi$ felület egy tőle 1 cm. távolságban, vele párhuzamosan és az összekötő r egyenesre (37. ábra) merőlegesen felállított másik 1 cm²-nyi felületre sugároz.

Tekintsük most $d\varphi$-t kicsinynek $d\Phi$ mellett, vagyis a fényforrást pontszerűnek.

$$\frac{d\Phi \cos\Theta}{r^2} = d\Omega$$

annak a kúpnak a $d\Omega$ nyílása,[2] a mely kúp alatt a $d\Phi$ felület a $d\varphi$ fényforrástól látszik (38. ábra). (22)-t tehát a

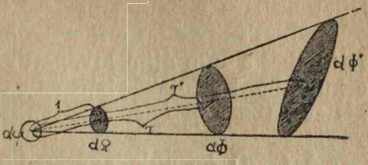
$$dL = i\, d\varphi \cos\vartheta\, d\Omega \tag{22a}$$

alakba írhatjuk. Az $i\, d\varphi \cos\vartheta$ tényezőt, mely a fény-

[1] V. ö. még a 36. pontot.

[2] A kúp nyílásának mértéke az a felület, melyet a kúp a csúcsa mint középpont köré borított egységsugarú gömbből kivág.

forrást jellemző szám, minthogy csakis a fényforrástól függ ($d\varphi$ a kicsiny fényforrás felülete, i a felületi fényerőssége és ϑ a kisugárzás szöge) a **fényforrás erősségének** nevezzük a $d\Omega$ kúp tengelyének irányában és E betűvel fogjuk jelölni:



38. ábra.

$$dL = E\, d\Omega. \quad (22b)$$

E az a fénymennyiség, melyet a fényforrás az egységnyi nyílású kúpban kisugároz.

(22b)-t így is írhatjuk:

$$dL = E \frac{\cos \Theta}{r^2} d\Phi. \qquad (22c)$$

Ha dL-t osztjuk azzal a felülettel, a melyen a dL fénymennyiség eloszlik, akkor megkapjuk a felületegységre eső fénymennyiséget, a **megvilágítást**,

$$V = \frac{dL}{d\Phi}, \qquad V = E \frac{\cos \Theta}{r^2}. \qquad (22d)$$

Az E erősségű fényforrás által tőle r távolságban lévő felületen létrehozott V megvilágítás fordítva arányos az r távolság négyzetével és arányos $\cos\Theta$-val, a hol Θ a sugarak beesési szöge a megvilágított felületre.

A (22) összefüggés teljesen szimmetrikus $d\varphi$ és $d\Phi$-re vonatkozólag. A dL alatt érthetjük tehát azt a fénymennyiséget is, melyet az i felületi fényerősséggel sugárzó $d\Phi$ felület sugároz a $d\varphi$ felületre. Így értelmezve a (22a) összefüggést és az egyenlet mindkét oldalán osztva $d\varphi$-vel, a baloldalon nyerjük a $d\varphi$ felület megvilágításának erősségét, V-t,

$$V = i \cos \vartheta\, d\Omega. \qquad (22d')$$

Ha tehát a $d\Omega$ nyilású összetartó sugárkúp r tengelyéhez viszonyítva meg van adva a $d\varphi$ felület irányítása, a ϑ szög, akkor a $d\varphi$ megvilágítása csak a sugárkúp nyílásától és annak a kúpba illeszthető felületnek az i felületi fényerősségétől függ, melynek sugarai a kúpon belül haladnak $d\varphi$-hez. Ez a felület azonban $d\varphi$-től akármilyen távolságra lehet és akármilyen lehet hajlása a kúp tengelyéhez. Ez a felület lehet a $d\Phi$ felület vagy akár a $d\Phi'$ felület, vagy akármelyik más felületből a kúp által kivágott darab. (l. 38. ábrát.) Ha e különböző felületek bármelyike i felületi fényerősséggel sugároz $d\varphi$ felé, a létrehozott megvilágítás mindig ugyanaz lesz.

A (22d) formula egyszerű módot nyujt különböző erősségű fényforrások fényerősségének összehasonlítására, fotometrálására. Ha ugyanis egy ernyőtől r_1 és r_2 távolságban két különböző E_1 és E_2 erősségű fényforrást állítunk fel úgy, hogy (egyenlő Θ érték mellett, Θ igen gyakran zérus) az ernyőn mindkét fényforrás egyenlő V megvilágítást hozzon létre, akkor nyilván

$$\frac{E_1}{E_2} = \frac{r_1^2}{r_2^2}, \tag{22e}$$

vagyis a fényforrások erőssége úgy viszonylik egymáshoz, mint az ernyőtől számított távolságaik négyzete.

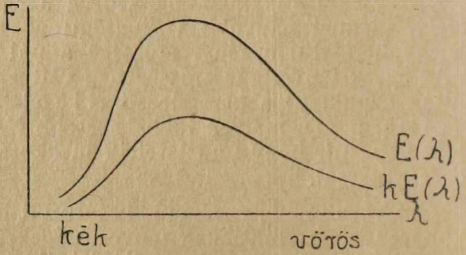
34. A fotométerek. Az eszköz, melynek segítségével a fényforrások erőssége vagy felületszerű fényforrások felületi fényerőssége összehasonlitható, a fotométer. A fotométereknek két lényeges alkotórészük van: egy berendezés, a melylyel mérhető módon változtatható legalább az egyik fényforrás által a fotométer ernyőjén létrehozott megvilágítás erőssége és egy másik berendezés, mely az összehasonlítandó két fényforrás által a fotométer ernyőjén létrehozott megvilágítások egyenlőségének a megítélésére szolgál.

A fotométerek legegyszerűbb típusainál, melyek a (22e) összefüggésen alapulnak, a megvilágítás erősségének változtatása úgy történik, hogy változtatjuk a fényforrásnak az ernyőtől való távolságát. Ilyenek pl. a Ritchie-, a Bunsen-, a Lummer és Brodhun-féle fotométerek. Ezek a megvilágítások egyenlőségének megitélésére szolgáló berendezésekben különböznek egymástól.

Más fotométereknél a megvilágítás mérhető módon való változtatása a Talbot-féle törvény alapján történik. A Talbot-féle törvény azt mondja, hogy ha szemünket periódikus, egyenlő időtartamok multán szabályosan ismétlődő bizonyos erősségű fénybehatások érik, akkor ezek egyenlő értékűek egy egyetlen folytonos behatással, melynek intenzitása akkora, mintha az egy perióduson belül beeső fénymennyiség egyenletesen elosztatnék a periódus egész iartamára. A Talbot-féle törvény fiziológiai természetű; érvényességét sokan megvizsgálták. E. Ferry kivételével valamennyien, legújabban Lummer és Brodhun is a törvény érvényességére következtettek vizsgálataik alapján.

Vannak oly fotométerek is, pl. a Pickering-féle, melynél a fényforrás erősségének változtatása az által történik, hogy a fény útjába közbeiktatunk egy ékalakú, abszorbeáló anyagból, pl. szürke üvegből készült lemezt. Mennél nagyobb vastagságú abszorbeáló rétegen megy keresztül a fény, erőssége annál jobban gyengül. Az egyik fényforrás erősségének változtatására felhasználták azonkívül a keresztezett Nicol-féle hasábokat is (115. pont), melyek több-kevesebb fényt bocsátanak át aszerint, hogy főmetszeteik mekkora szöget zárnak be egymással.

Szigorúan véve csakis egyszínű, határozott hullámhosszúságú, monochromatikus fényerősségeket lehet összehasonlítani, csakis ilyen megvilágítások erősségét lehet egyenlővé tenni vagy olyanokat, melyeknek spektrális összetétele ugyanaz. Két különböző szinű, pl. egy vörös és egy kék fényforrás fényerősségét nem lehet összehasonlítani. A gyakorlatban nagyon sok esetben fehér fényforrások összehasonlításáról van szó. Ennek előfeltétele tehát az, hogy a két fényforrás spektrális öszszetétele ugyanaz legyen. Két fényforrás egyenlő spektrális összetétele alatt nemcsak azt értjük, hogy mind a két fényforrás spektrumában ugyanazok a monochromatikus sugárzások vannak képviselve, ugyanazok a hullámhosszúságok fordulnak elő, hanem azt is, hogy ha az egyik fényforrás spektrumában a fényerősség mint a hullámhosszúság függvénye $E(\lambda)$ (39. ábra), akkor a másikéban $k . E(\lambda)$, a hol k a λ-tól, vagyis a színtől független. Éppen ez a k az, a mit a fotométerrel meg akarunk határozni. De ez csak akkor van egyértelműen megadva, ha λ-tól független, vagyis ha a két fényforrás spektrális összetétele ugyanaz. Szigorúan véve két fényforrásra nézve általában k is a hullámhosszúság függvénye, $k(\lambda)$, azért a kifogástalan eljárás az, ha a két fényforrás spektrumainak egyenlő színű, lehetőleg kicsiny kiterjedésű vidékeit rendre külön hasonlítjuk össze. Az összehasonlítandó egyenlő színű spektrumdarabokat rendre a két színkép másmás vidékéről választva, általában különböző k értékeket fogunk kapni, vagyis k-t mint a hullámhosszúság függvényét, $k(\lambda)$-t. Erre szolgálnak a spektrálfotométerek, melyekben az összehasonlítandó fényforrások által kibocsátott fényt az összehasonlítás előtt prizmával felbontjuk és a spektrum egyes részeit

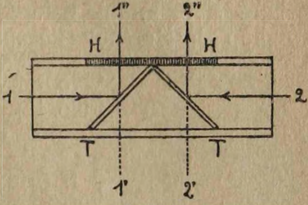


39. ábra.

egyenként hasonlítjuk össze. Ha k a λ-tól első megközelítésben független, ha pl. a két fényforrás f e h é r s é g e körülbelül egyenlő, akkor közönséges fotométert használhatunk. Az összehasonlítás ily módon azonban annál bizonytalanabb, mennél nagyobb mértékben függ k a λ-tól. Pl. az A u e r-féle izzótest fénye egy fémszálas villamos körte fényével még valahogy összemérhető, mindkettőnek a f e h é r s é g e kb. egyenlő, de nehezen hasonlítható össze az A u e r-féle fény erőssége egy szénszálas izzólámpa sárgás fényének erősségével, vagy egy petroleumlámpával.

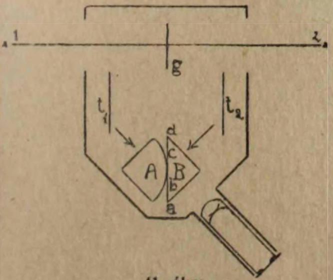
35. A R i t c h i e-féle fotométer berendezésének sematikus rajza a 40. ábrában látható. Az 1 és 2 fényforrások fénye a tágas csőben elhelyezett T tükrökre esik és onnan a H homályos üveg két felére verődik vissza.

A fényforrások oly távolságra állítandók a tükröktől, hogy a homályos üveg két felének megvilágítása egyenlő legyen. Még egyszerűbb a berendezés, ha a homályos üveg elhagyásával a tükrök helyére két gipszlapot vagy két kis rajzpapírlapot helyezünk és azok megvilágításának egyenlőségét vizsgáljuk.



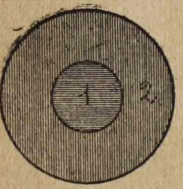
40. ábra.

A Bunsen-féle fotométerben a fényerősségek összehasonlítására egy zsírfolt szolgál, melyet parafinnal vagy olajjal egy papírlapon állítunk elő. Ha egy ily zsírfoltot egy oldalról megvilágítva áteső fényben nézünk, úgy világosabb mint a környezete, visszavert fényben sötétebb. Ha két oldalról világítjuk meg, úgy az egyik fényforrás távolságának változtatásával elérhetjük azt, hogy a zsírfolt egy oldalról nézve eltűnik, a mennyiben olyan megvilágítása lesz, mint környezetének. A zsírfolt egyik oldalán, tőle állandó távolságban egy állandó fenyforrást helyezünk el, pl. egy gyertyát. Az összehasonlítandó 1 es 2 fényforrásokat a zsírfolt másik oldalán egymásután olyan r_1, illetve r_2 távolságokban helyezzük el, hogy a zsírfolt egy oldalról nézve eltünjön. Ekkor a két fényforrás erősségének viszonyát a (22*e*) összefüggés adja.



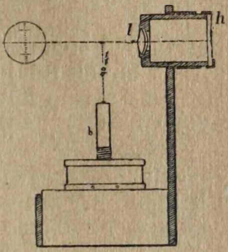
41. ábra.

A Lummer-Brodhun-féle fotométerben a megvilágítások egyenlőségének megítélésére szolgál a Lummer-Brodhun-féle fotométerkocka. A berendezés sematikus rajzát a 41. ábra tünteti elő. Az összehasonlítandó 1 és 2 fényforrások által megvilágított *g* gipszlap a reáeső fényt szétszórva veri vissza. A t_1 és t_2 tükrök a *g*-ről reájuk eső fényt az *A* és *B* prizmákból álló fotométerkockára ejtik. Az *A* prizma átfogója gömbölyűre van kicsiszolva, kivéve a *bc* átmérőjű kört az átfogólap közepén, a mely hozzá van szoritva a B prizmához úgy, hogy a kettő között ne legyen levegő. A t_1-ről a nyíl irányában a fotométerkockára beeső fénynek az a része, mely az átfogólap közepén a $\overline{bc}$ körre esik, akadálytalanul áthalad a B prizmába és annak befogóján kilépve, az észlelő mikroszkóp látóterének középső köralakú részét világítja meg. (42. ábra.) Az a része az 1-ből jövő fénynek, mely az A prizma átfogó lapjának gömbölyűre lecsiszolt részére esik, ott teljes visszaverődést szenved és nem jut át a B prizmába (4. pont). A t_2 tükörről visszaverődött fénynek a B prizmán keresztül a bc körre eső része azon akadálytalanul áthalad, abból ott, minthogy ott a közeg homogenitása nincs megzavarva, semmi sem verődik vissza, a látótér közepe tehát csakis az 1 fényforrás fényével van megvilágítva. A t_2-ről visszavert fénynek az a része, mely a B prizma átfogójának $\overline{ab}$ és $\overline{cd}$ gyűrűalakú részeire esik, ott teljesen visszaverődik és az észlelő mikroszkóp látóterének külső, gyűrűalakú részét (42. ábra, 2.) világítja meg. Ide viszont az 1 fényforrás fényéből nem kerül semmi. A két fényforrást a q ernyőtől oly r_1 és r_2 távolságra kell felállítani, hogy a látótér két 1 és 2 része egyenlő világos legyen, a kettő között a határ eltünjön.



42. ábra.

Hogy a különböző fényforrások erősségének összehasonlítása alkalmával összehasonlítható számértékeket nyerjünk, meg kell állapodni egy fényforrásban, melynek erősségét egységnek választjuk. Egy ilyen egységtől meg kell kívánni, hogy állandó legyen és könnyen reprodukálható. Több ilyen egységet használtak a fotometriában, különböző méretű gyertyákat, de ezeknek az intenzitása nagyon ingadozó. A legállandóbban reprodukálható és ezért a legjobban elterjedt a Hefner-Alteneck-féle amylacetát-lámpa (43. ábra) által reprezentált fényerősség egység, melynek ingadozása $\pm1\%$-nál kevesebb. Az amylacetát egy 8 mm. átmérőjű gömbölyű (nem csőszerű, hanem tömör) lámpabélen keresztül ég. A láng magassága 40 mm. kell legyen. A láng magasságának ellenőrzésére egy külön kis berendezés van a lámpán, egy kis camera obscura, melynek l lencséje a láng hegyének éles képét vetíti a skálával ellátott h homályos üvegre. A lámpabél a közönséges módon szabályozható, míg a láng magassága a kívánt és a homályos üvegskálán feltüntetett 40 mm.-nyi magasságot eléri.



43. ábra.

A fotométerek természetesen megvilágítási erősségek összehasonlítására is felhasználhatók. A megvilágítás erősségének egysége a métergyertya, vagyis az a megvilágítás, melyet egy ernyőn a tőle egy méternyire felállított gyertya létrehoz, ha fénye merőlegesen esik az ernyőre. Különös érdekkel bir reánk nézve az a megvilágítás, melyet a Nap sugárzása létesít Földünk felületén. Hogy ezt mesterséges fényforrások által létesített megvilágításokkal jól összemérhessük, a Nap által létesített megvilágítás erősségét sokszorosan gyöngíteni kellett. Ily megfigyeléseket már P. Bouguer végzett 1725-ben, újabban pedig F. Exner 1886-ban. Ily mérések szerint, ha a Nap a zenitben van, a földünkön általa létesített megvilágítás kb. 50.000 métergyertya ténylegesen és 60.000 métergyertya volna, ha az atmoszféra abszorpciójától eltekinthetnénk.

36. Az ismertetett eljárások és berendezések természetesen csakis oly hullámhosszúságú sugárzások erősségének összehasonlítására szolgálhatnak, melyek szemünkre hatással vannak, melyeket szemünkkel látunk. Az ultraibolya sugárzású fényforrások erősségének összehasonlítására szemünk helyett a fényképező-lemezt használhatjuk. Egy ilyen nagyon használható fotométert szerkesztett H. Th. Simon. A fényképező-lemezt használták Fizeau és Foucault is a Nap és az elektromos ívfény felületi fényerősségeinek összehasonlításánál és azt találták, hogy a Nap felületi fényerőssége kb. 3-szor akkora, mint az ívfényé. Ez a szám azonban ennek következtében nem a két fényforrás jól látható sugárzására, hanem a fényképező-lemezre különösen hatásos kék és ibolyaszínű sugárzásra vonatkozik.

A Lambert-féle törvény levezetésénél Lambert a Napra mint izzó golyóra hivatkozott, melyet oly korongnak látunk, melynek felületi fényerőssége mindenütt egyenlő. Már Ch. Scheiner jezsuita atya reámutatott arra, hogy a Nap felületi fényerőssége a széle felé csökken. Ez a csökkenés rövidebb hullámhosszúságú sugárzásra nézve nagyobb mértékű és elsősorban annak tulajdonítandó, hogy a Nap széléről jövő sugárzás a Nap külső abszorbeáló atmoszférájában nagyobb utat tesz meg.

Hogy miféle reagenst használunk két sugárzás egyenlő erősségének a megítélésénél, az mindegy, ha két monochromatikus sugárzás összehasonlításáról van szó, a mennyiben az a reagens a sugárzás iránt egyáltalában érzékeny. Összetett és különböző módon összetett sugárzású fényforrások erősségének összehasonlításánál, ha az nem spektrofotometrikusan történik, az eredményre befolyással van az, hogy miféle reagens alapján, a szem, a fényképező-lemez, vagy valamely kémiai reakció alapján történt-e a sugárzások erősségének összehasonlítása, minthogy pl. a szem sárgaszínű fény iránt a legérzékenyebb, míg a fényképezőlemez érzékenysége a legnagyobb kék és ibolyaszinű sugarak iránt.

Mint látni fogjuk, a fény terjedését elektromágneses hullámok terjedésének tekintjük. A fényforrásból szétterjedő elektromágneses hullámok elektromágneses energiát hordoznak magukkal és visznek szét a fényforrásból. A fényforrás erőssége attól függ, hogy a fényforrás mennyi elektromágneses energiát bocsát ki. Fénymennyiség alatt tehát az elektromágneses fényelmélet szerint tulajdonképen elektromágneses energiát kell érteni. A fényforrásból kibocsátott sugárzó elektromágneses energiának egy igen lényeges tulajdonsága a szine, az energiát hordozó hullámnak a frekvenciája, vagy ha úgy tetszik, hullámhosszúsága. Az említett reagensekkel különböző szinű sugárzó elektromágneses energiákat nem tudunk mennyiségükre nézve összehasonlítani, mert e reagensek különböző szinű energiára különbözőképen reagálnak. Ha különböző szinű energiát sugárzó források erősségét össze akarjuk hasonlitani, akkor a különböző szinű sugárzó elektromágneses energiákat át kell alakítani előbb pl. hőenergiává, a mi által a két, előbb praktikusan inkommenzurábilis energiamennyiség összehasonlíthatóvá lesz. A sugárzó elektromágneses energia hővé az abszorpció révén alakul át. Ha egy testre fény (elektromágneses hullám) esik, akkor a test általában a fény egy részét visszaveri, egy részét elnyeli, abszorbeálja és egy részét magán átbocsátja. Az olyan testet, mely a felületére eső fénymennyiséget (hullámszerűen terjedő elektromágneses energiát) a maga teljességében elnyeli és semmit sem ver vissza, vagy bocsát át, abszolut fekete testnek nevezik. Erről egyelőre csak annyit jegyezzünk meg, hogy nagy megközelítéssel megvalósítható oly módon, ha egy test felületét bekormozzuk. Ilyen fekete testet kell tehát felhasználnunk, ha a sugárzó elektromágneses energiát összehasonlítás céljából teljesen át akarjuk alakítani hővé. A bekormozott test hőmérséklete az energiaabszorpció folytán növekedik és a hőmérséklet emelkedése az elnyelt energia mértéke. Az ilyen berendezések természetesen nemcsak arra alkalmasak, hogy valamely fényforrás totális sugárzásának erősségét mérjük általa, hanem, a mint arról még szó lesz, kiválóan alkalmasak valamely fényforrás által kibocsátott sugárzás spektrumában az energia eloszlásának a vizsgálatára is; itt azonban csak annyiban érintjük ezeket, a mennyiben valamely fényforrás totális sugárzásának mérésére, nevezetesen a Nap totális sugárzásának mérésénél, az aktinometriában használatosak.

37. Az aktinometria. Az aktinometria feladata meghatározni azt az energiamennyiséget energia-egységekben, gramm-kalóriákban[1] vagy erg-ekben[2] kifejezve, melyet a Nap Földünknek 1 cm^2-nyi felületére merőleges beesésnél 1 perc alatt sugároz. Ez az ú. n. solaris konstans. Míg a Nap sugárzása az abszorbeáló fekete testhez eljut, különböző hosszúságú utakat tesz meg Földünknek a sugárzást szintén bizonyos mérték-

[1] Gramm-kalória az a hőmennyiség, mely egy gramm víz hőmérsékletét 1^0 C-al emeli.

[2] $Erg = cm^2\, gr\, sec^{-2}$, $1\ gramm\text{-}kalória = 4{\cdot}2 \times 10^7\ erg. =$ $= 4{\cdot}2$ Joule.

ben elnyelő atmoszférájában a szerint, hogy a mérést a tenger színe fölött milyen magasságban és a Napnak milyen állása, mekkora magassága mellett eszközöljük. Ennek következtében a mérések eredményei különbözőek lesznek. A solaris konstans értékét tehát úgy kaphatjuk meg, ha a mérések eredményei alapján az abszorpciót tekintetbe véve extrapolálunk arra az esetre, ha a sugárzást felfogó 1 cm^2-nyi felület Földünk atmoszféráján kívül lenne elhelyezve. A solaris konstans mérésére a fentemlitett elv alapján számos eszközt szerkesztettek. A tökéletesebbek egyike a K. Ångström-féle kompenzációs pyrheliometer. Ez két teljesen egyenlő, egyik oldalán bekormozott fémszalagból áll, melyek egyikét az elnyelt sugárzás melegíti, a másikát pedig, melyet a sugárzás behatásától megóvunk, elektromos árammal fűtjük. Ha az egyik fémszalag hőmérséklete az elnyelt energia következtében környezetének hőmérséklete fölé emelkedik, akkor a fémszalag környezete felé sugározni fog, a minek következtében hőt veszít. Hőmérséklete tehát nem fog oly mértékben emelkedni, mintha sugárzás következtében nem veszítene energiát. Ennek a hőveszteségnek zavaró hatása azonban kiküszöbölhető. Ha ugyanis a másik teljesen azonos méretű fémszalagot ösmert energiamennyiségek közlése révén a környezet hőmérséklete fölé ugyanarra a hőmérsékletre emeljük, akkor sugárzás révén ugyanannyi hőt fog veszíteni, mint az első fémszalag és ugyanarra a hőmérsékletre való emeléséhez nyilván ugyanarra az energiamennyiségre van szüksége, mint az első fémszalagnak. Minthogy a második fémszalagot elektromos árammal fűtjük, a vele közölt energiamennyiségeket pontosan mérhetjük és ily módon mérhetjük az első fémszalag által elnyelt sugárzó energia mennyiségét is. A két fémszalag egyenlő hőmérsékletének ellenőrzésére Ångström thermoelemet használt (127. pont), melynek két forrasztási helye közül az egyiket az egyik, a másikat a másik fémszalaggal hozzuk érintkezésbe. Legyen a fémszalag ellenállása r Ohm. Ha a két fémszalag egyenlő hőmérsékletének létesítéséhez i Ampère erősségű áramot kell a második fémszalagon átbocsátani, akkor a másodpercenként benne fejlődő hő, a mi a fentiek szerint egyenlő az első fémszalag által ugyanazon idő alatt elnyelt sugárzó energiamennyiséggel,

$$Q = ri^2 \frac{\text{Joule}}{\text{sec}} = \frac{ri^2}{4{\cdot}2} \frac{\text{gramm kaloria}}{\text{sec}}.$$

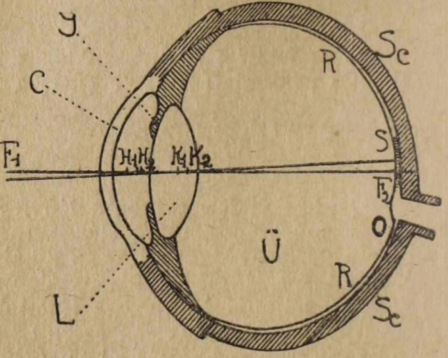
Ha a fémszalag felülete f cm², akkor a négyzetcentiméterenként 1 perc alatt elnyelt energia mennyisége:

$$S = \frac{Q}{f} 60 = \frac{60\, ri^2}{4{\cdot}2 f}.$$

Bár az Å n g s t r ö m-féle eszköz a tényleg reá eső energia mennyiségére vonatkozólag eléggé megbízható értékeket ad, a solaris konstans értéke az alkalmazandó extrapoláció miatt mégis eléggé bizonytalanná válik. Különböző észlelők különböző értékhez jutottak. A legmegbízhatóbb újabb (1908) mérések szerint, melyeket J. S c h e i n e r a G o r n e r G r a t o n (3136 m.) és A b b o t és F o w l e a M o u n t W i l s o n obszervatóriumon (1830 m.) végeztek, $S = 2{\cdot}25$, illetve $2{\cdot}1$ k a l ó r i a. Földünk atmoszférájának abszorpciója, mely az extrapolációnál tekintetbe veendő, az ultravörös sugarakra vonatkozóan a levegőben lévő vízgőztől és szénsavtól, az ultraibolya sugarakra vonatkozóan a levegő alkatrészeitől származik.

A szem és a látás folyamatának fizikai mozzanatai.

38. Néhány adat a szem anatómiájára vonatkozólag. Szemünk a koponya szemüregében van elhelyezve. A 44. ábrában látható a jobb szem vízszintes metszete. Egész szemünket körülveszi az inhártya, a s c l e r o t i c a *(Sc)*. Ennek elülső része jobban van görbülve és átlátszó, ez a szaruhártya, vagy c o r n e a *(C)*. Ennek törésmutatója 1,377. A sclerotica, illetve a cornea vastagsága 1 mm. körül ingadozik. A cornea külső felületének a közepe igen közel egy gömbfelület, melynek sugara 7—8,5 mm. A cornea belső felületének a sugara valamivel kisebb. A cornea mögötti üregben víztiszta folyadék van, a csarnokvíz, melynek törésmutatója sárga fényre $n_D = 1{:}3365$. Ezt az üreget hátulról részben az *I* irisz határolja, melynek közepén egy kör-



44. ábra.

alakú nyílás van, a pupilla, részben pedig az iriszhez simuló szemlencse, *L*. Az irisz a pupillával a szemlencsének, mint optikai rendszernek az apertura meghatározó diafragmája. A pupilla átmérője normális körülmények között 2 usque 5 mm. A szemlencse kettősen domború lencse, elülső felületének görbületi sugara lényegesen nagyobb (10 mm.), mint a hátulsó felületé (6 mm.), ha a szem nyugodtan a levegőbe néz, vagyis ha a végtelenre akkommodál. A lencse réteges szerkezetű és az egyes rétegeket elválasztó felületek görbülete és a rétegek törésmutatója befelé, az *M* mag felé (45. ábra) növekedik.

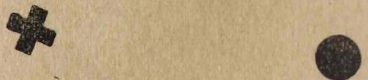
45. ábra.

A szemlencse gyujtótávolsága kisebb, mint egy oly homogén lencséé, mely alakra a szemlencsével egyezik és melynek törésmutatója a legbelső mag törésmutatójával egyenlő. Ez némileg paradox hangzású, de könnyen belátható, ha meggondoljuk, hogy a magot körülvevő konvexkonkáv szóró rétegek a bikonvex mag gyüjtőhatását csökkentik, még pedig annál nagyobb mértékben, mennél nagyobb a törésmutatójuk. Ha tehát a külső rétegek törésmutatója kisebb, akkor azok kevésbbé fogják a mag gyüjtőhatását csökkenteni és így az egész lencse gyujtótávolsága kisebb lesz, mintha a lencse homogén volna és minden részében a törésmutató egyenlő volna a mag nagyobb törésmutatójával. A szemlencse hatásában egy oly homogén lencsével egyenértékű, mely alakra nézve a szemlencsével egyezik, de a melynek törésmutatója még nagyobb, mint a legbelső magé. Ezt a törésmutatót a szemlencse totális törésmutatójának nevezik; ennek értéke 1·4371.

A szemlencse mögötti második nagyobb üreget (44. ábra) az *Ü* üvegtest tölti ki, egy átlátszó kocsonyás anyag, melynek törésmutatója egyenlő a csarnokvíz törésmutatójával. Az üvegtesthez simul a jól átlátszó fényérzékeny recehártya, retina (*R*), erre vetíti a szem lencserendszere a külvilág tárgyainak valódi, fordított és kicsinyített képét. A recehártya legérzékenyebb része a sárga folt (*S*); ennek közepén egy kis mélyedés van (a fovea centralis), ide kerül annak a tárgynak a képe, melyet élesen szemügyre veszünk, melyet közvetlenül látunk. A sárga folttól az orr felé haladva találjuk az *O* pontot, a hol a látóideg belép a szemgolyóba. A látóideg finom végződéseivel a recehártyában terül el. A recehártya alkotóelemei között különösen fontosak a pálcikák és csapok, melyek a recehártyának a fénytől elfordított oldalán helyezkednek el. A 46. ábrában látható a recehártya metszete a *p* pálcikákkal és a *cs* csapokkal *kb.* 300-szoros nagyításban. A pálcikák és csapok eloszlása nem egyenletes, a sárga folton csak csapok vannak, attól távolodva a pálcikák száma pro mm² növekszik. A recehártya vastagsága kb. 0·2 mm., a csapok átmérője a sárga folton 0·0045—54 mm. A hol a látóideg belép, ott van a recehártyán a M a r i o t t e-féle vagy vakfolt, mely pálcikáktól és csapoktól teljesen mentes és fénybehatások iránt teljesen érzéketlen, a miről a következő kis experimentummal könnyen meggyőződhetünk. Ha behunyva balszemünket, jobbszemünkkel

46. ábra.

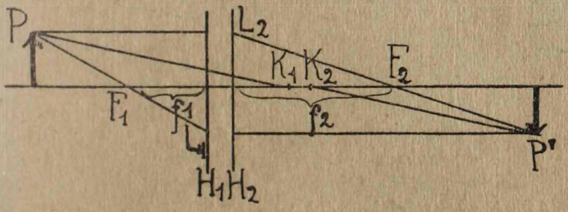
30—40 cm. távolságból a 47. ábrában látható keresztet veszszük élesen szemügyre, annak képe a retinán a sárga foltra kerül, míg a tőle jobbra lévő fekete kör képe a retinán a sárga folttól balra, az orr felé esik. Ha a 47. ábrát a szemünkhöz közelítjük, miközben állandóan a



47. ábra.

fekete keresztet vesszük szemügyre, hogy annak képe állandóan a sárga foltra essen, a fekete kör képe a sárga folttól távolodva közeledik a vakfolt felé és midőn kb. 20 cm. tárgytávolság mellett azt eléri, a fekete kör láthatatlan lesz. További közelítés után a fekete kör ismét előtünik.

39. A szem törőfelületei. Összegezve tehát azt mondhatjuk, hogy a szem lencserendszerét három törőfelület alkotja. Mind a három gömbalakú és középpontjaik igen nagy közelítésben egy egyenesen vannak; ez az egyenes a szem tengelye. Az első felület a cornea domború felülete, mely a levegővel érintkezik. A cornea homorú felületétől eltekintünk, mert a cornea és a csarnokvíz törésmutatója közel egyenlő. A második felület a szemlencse elülső domború felülete, mely a csarnokvizet a lencsétől választja el és a harmadik felület a lencse hátulsó, a beeső fényre nézve homorú felülete, mely a lencsét az üvegtesttől választja el. Ennek a lencserendszernek a szerepe ugyanaz, mint a fényképezőlencséé; a fényérzékeny lemez helyén a retina van. A különbség a fényképező-készülékkel szemben a szemnél abban áll, hogy míg a fényképező-lencse előtt és mögött ugyanaz a közeg van, t. i. levegő, addig a szem lencserendszere előtt levegő, mögötte pedig az üvegtest van. Ennek következtében a szem lencserendszerének elülső, f_1 és hátulsó, f_2 gyujtótávolsága nem egyenlő és a kép megszerkesztésénél a fősíkok, illetve főpontok mellett szerepet játszanak az ú. n. csomópontok is. A csomópontokat úgy kapjuk meg (48. ábra), ha az F_1 gyujtóponttól a H_1 főpont irányában felmérjük az $f_2 = H_2 F_2$ gyujtótávolságot; az így nyert pont az első csomópont, K_1. Az F_2-ből H_2 irányában felmért f_1 gyujtótávolság végpontja a második csomópont, K_2. A csomópontok egymástól való távolsága természetesen ugyanaz, mint a főpontoké. A P tárgypont P' képének a megszerkesztésénél a tengelylyel párhuzamos sugár látszólag az L_2 pontban nyer irányítást az F_2 gyujtópont felé és az F_1 gyujtóponton keresztülmenő sugár, mely az első fősíkot L_1-ben éri, itt látszik a tengelylyel párhuzamosan megindulni. Ez a szerkesztés tehát olyan, mintha a lencse előtt és mögött ugyanaz a közeg volna, mindössze a gyujtótávolságok különbözők a lencse előtt és mögött.

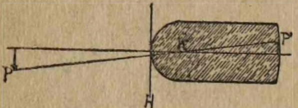


48. ábra.

Ha egy sugár azonban a lencse előtt a K_1 pontnak van irányítva, az elmélet szerint a lencse mögött eredeti irányával párhuzamosan halad, de úgy, mintha K_2-ből indult volna ki. Ez a sugár tehát irányváltozás nélkül megy át a lencsén, mindössze önmagával párhuzamosan egy keveset eltolódik. A csomópontok azt a szerepet játsszák, melyet a főpontok töltöttek be, midőn a lencse előtt és mögött ugyanaz a közeg volt. Ebben az utóbbi esetben a csomópontok a főpontokkal tényleg egybe is esnek, mint a csomópontok helyének fenti meghatározásából kitünik.

Ha a három törőfelület görbületi sugara és viszonylagos távolsága adva van, hasonlóképen a törőfelületek által elválasztott közegek törésmutatói, a H_1, H_2 főpontok, a K_1, K_2 csomópontok és az F_1 és F_2 gyujtó-pontok helyei kiszámíthatók. A 44. ábrában be vannak rajzolva ezek a kardinális pontok a végtelenre akkommodáló szemre vonatkozólag. Az F_1 gyujtópont kb. 13 mm.-nyire van a cornea előtt, F_2 a retinán van.

40. A redukált szem. Minthogy a szem fősíkjainak egymástól való távolsága igen kicsiny, 0·4 mm., a szerkesztéseknél a kettőt egybeejtjük és egy főponttal és egy csomóponttal dolgozhatunk. A három törőfelületen létrejövő törést helyettesíthetjük egy egyetlen töréssel egyetlen felületen, a szemet az ú. n. redukált szemmel. A Listing által javasolt redukált szem (49. ábra) törésmutatója egyenlő az üvegtest törésmutatójával; elülső törőfelülete, mely a tengelyt az egyesített főpontban metszi, gömb, melynek középpontja a *K* csomópont és melynek sugara kb. 5 mm. *K* távolsága a retinától, a második gyujtóponttól kb. 15 mm.

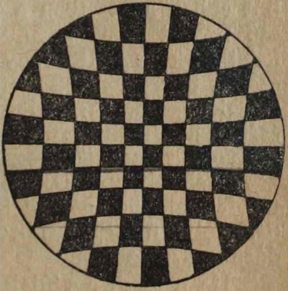


49. ábra.

A szem által a tárgyakról alkotott kép nagyítása, vagyis a kép nagysága viszonyítva a tárgy nagyságához, egyenlő a képnek, vagyis a retinának *K*-tól mért távolsága osztva a tárgynak *K*-tól mért távolságával.

41. A szem leképezési hibái. A mi a szemnek, mint lencserendszernek a leképezési hibáit illeti, szemünk nincsen oly jól korrigálva a különböző hibák szempontjából, mint egy modern fényképező-lencse, de nincs is reá szüksége. A szem fényérzékeny lemeze, a retina ugyanis csak egy kicsiny kiterjedésű részében, a sárga folt közvetlen közelében felette érzékeny, attól távolodva érzékenysége erősen csökken. A szem optikai tengelye, mely a pupilla közepén megy át és a cornea elülső felületére merőleges, a sárga folt közelében éri a retinát. A pupilla közepét a sárga folttal összekötő egyeneshez képest az optikai tengely 4—7°-kal kifelé és 2—3°-kal mélyebbre irányítva halad. A retina tehát ott a legérzékenyebb, a hol a leképezés a legjobb, az optikai tengely közelében. Az optikai tengelytől távolabb eső tárgyaknak a képei, melyeknél pl. asztigmatizmus jelentkezne, már a retina kevéssé érzékeny helyeire kerülnek. Ugyanezért nem hat zavarólag az a körülmény sem, hogy a szemlencse torzít, még pedig hordószerűen, úgy, a hogy azt a 31c. ábra mutatja. Erről meggyőződhetünk, ha H e l m h o l t z nyomán az 50. ábrát kb. 11 : 1 arányban megnagyítva és kb. 20 cm. távolból a közepét szemügyre véve nézzük. A rajz párnaszerű torzítását a szem hordószerű torzítása kompenzálja, a görbék kiegyenesednek.

A szferikus aberráció csökkentésénél szerepet játszik a pupilla, melynek nyílása változik. A pupilla szűkítésével, a mi túlerős megvilágításnál reflektorikusan történik, a kép fényerőssége is csökken.



50. ábra.

A chromatikus aberráció szempontjából sincs szemünk korrigálva, de nem is lehet, mert mindhárom törőfelülete olyan, hogy a tengely felé töri a fényt, az ibolyaszinű sugarakat tehát mindhárom törőfelület jobban hajlítja a tengelyhez, mint a vöröseket. Már pedig, mint az achromatikus lencséknél láttuk, a chromatikus aberráció megszüntetéséhez a gyüjtő töréseket szóró törésekkel kell kombinálni. Azonban a chromatikus aberráció sem zavar, mert a retina érzékenysége a spektrumban is korlátolt. A sárga és zöld fényre vonatkozólag maximális a retina érzékenysége, azért a képek vörös- és ibolyaszínű szélei általában nem válnak láthatóvá.

42. A szem alkalmazkodása. (Akkommodáció.) A látásnál a szem lencserendszere a tárgyakról éles képet vetít a retinára, éppúgy, mint a fényképezőkészülék lencséje a fényérzékeny lemezre. Adott gyujtótávolságú lencsénél a tárgytávolsággal együtt (15) értelmében a képtávolság is változik. A lencse előtt különböző távolságban lévő tárgyak képe a lencse mögött a lencsétől számítva különböző távolságokban fog jelentkezni. A fényképezőkészüléknél, hogy a fényérzékeny lemezen éles képet kapjunk, változtatni lehet a lemez és a lencse közötti távolságot. Számos állatnál, pl. egyes halaknál, kétéltűeknél, megvan a lehetősége a szemlencse és a retina közötti távolság változtatásának; ezek tehát oly módon alkalmazkodnak, mint a fényképezőkészülék, a szemlencséjüket közelítik a retinához, vagy távolítják a retinától. Az ember szeménél a törőfelületek és a retina közötti távolság, a képtávolság állandó, nem változtatható. Ha a szabadban nyugodtan a horizontra, vagy más távoli pontra tekintünk, a kép a retinán keletkezik. A szem lencserendszerének hátsó gyujtópontja tehát ebben az esetben a retinára esik. Ha egy közelebb eső pontot nézünk, annak képe a gyujtóponton kívül keletkezik és kell, hogy mégis a retinára essék. Ez csakis úgy lehetséges, ha a közelbenézés alkalmával a szemlencse hátsó gyujtópontja a retina elé, a szemlencséhez közelebb kerül. A közelbenézéskor tehát a gyujtótávolság megkisebbedik, még pedig a (14) összefüggés értelmében annak következtében, hogy a szemlencse törőfelületeinek görbületi sugarai a szemizmok működése folytán megkisebbednek. Ezt a szem alkalmazkodásának nevezik.

Ha a szem a végtelenből egy közeli pontra akkommodál, elülső felületének görbületi sugara 10 mm.-ről 6 mm.-re, hátulsó felületének görbületi sugara pedig 6 mm.-ről 5·5 mm.-re csökken. Ezzel egyidejűleg a pupilla is megszűkül és a szemlencse elülső felülete a tengelyen előbbre tolódik.

Ha a szemlencse elülső felületének görbületi sugara a maximális 10 mm., a hátsóé a maximális 6 mm., a szem ú. n. akkommodációmentes állapotában van. Normális szemnél (l. következő pontot) ez végtelenre való akkommodálást jelent.

Hogy a közelbenézés alkalmával a szemlencse felületeinek görbületei az említett módon megváltoznak, arról könnyen meggyőződhetünk. Ha valakinek a szeme elé pl. ½ m.-nyi távolságban égő gyertyát állítunk, akkor az illető szemének pupillájában a gyertyának három kicsinyített képét pillantjuk meg. Ez a három kép a szem három törőfelületén való tükrözés útján keletkezett. A jelenség végtelenre akkommodált szemnél az

51*a*. ábrában látható. A legvilágosabb kép a cornea elülső felületén mint domború tükrön való visszaverődés útján keletkezett. Ez természetesen virtuális és mint ilyen egyenesállású. Hasonlóképen egyenesállású virtuális kép a középső is, mely a lencse elülső felületén mint domború tükrön keletkezett. A két egyenesállású kép közül az utóbbi a nagyobbik összhangzásban a nagyításra vonatkozó (18. pont, 7*e*) alatti

a b

51. ábra.

$$N = -\frac{f}{t+f}$$

formulával. A felületek kicsiny gyujtótávolsága ugyanis a nevezőben a nagy tárgytávolság mellett nem jön tekintetbe, így a nevező mindkét esetben ugyanaz és a képek nagysága a számlálóban lévő gyujtótávolsággal lesz arányos. Az elülső lencsefelület görbületi sugara nagyobb lévén (10 mm.), mint a cornea elülső felületéé (7·8 mm.), az általa reflektált virtuális kép is nagyobb lesz. Legkisebb a harmadik kép ugyancsak összhangzásban a

$$N = \frac{f}{t-f} \tag{7c}$$

formulával, mely kép fordított és valódi és mely a szemlencse hátsó, 6 mm. görbületi sugarú felületén mint homorú tükrön keletkezett.

Ha most a szem közelbe néz, a gyertyának a szem három törőfelületén visszaverődés útján keletkező képét az 51*b*. ábra mutatja. A középső sötétebb egyenesállású kép feltünően, a megfordított valódi kép alig észrevehetően megkisebbedett. A szemlencse elülső felületének görbületi sugara tehát nagy mértékben (10-ről 6 mm-re), hátsó felületének görbületi sugara pedig nagyon kis mértékben (6-ról 5·5 mm.-re) megkisebbedett.

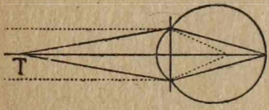
a b

52. ábra.

Valamivel jobban látható a jelenség, ha tárgy gyanánt gyertya helyett sötét ernyőbe vágott két négyszögű megvilágított nyilást használunk. (52*a*. és *b*. ábrák.) A szem törőfelületei görbületi sugarainak meghatározását (H e l m h o l t z) a 11. pontban láttuk.

Előrehaladottabb korban a szemlencse elveszti alkalmazkodó képességét (presbyopia).

43. Az alkalmazkodás megjavítása a pápaszemmel. Szemünk gyujtótávolságának ez a változtathatósága tehát lehetővé teszi, hogy szemünket egymásután, de nem egyidejűleg különböző távolságban lévő tárgyakra állítsuk be élesen. Azt a legmesszebb fekvő pontot, melyre a szem még akkommodál, a szem távolpontjának, azt a legközelebb fekvő pontot pedig, melyet szintén még jól látunk, a szem közelpontjának nevezzük. A normális emberi szemnél a távolpont a szem előtt a végtelenben van, a közelpont pedig kb. 14 cm.-nyire a szem előtt. Az ilyen szemeket D o n d e r s nyomán emmetropikus szemnek nevezik; ha a szem távolpontja nincs a szem előtt a végtelenben, a szem a m e t r o p i k u s.

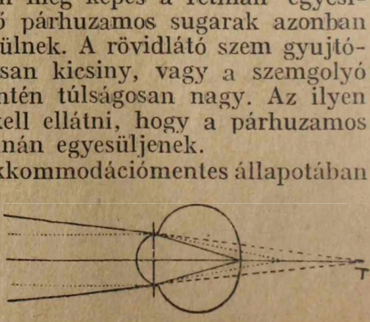


53. ábra.

Az ametropikus szem lehet rövidlátó vagy messzelátó.

A rövidlátó szem *T* távolpontja (53. ábra) a szem előtt véges távolságban van (myopia). Az ebből kiinduló széttartó sugarakat a rövidlátó szem lencséje akkommodációmentes állapotában még képes a retinán egyesíteni, a végtelenből jövő párhuzamos sugarak azonban már a retina előtt egyesülnek. A rövidlátó szem gyujtótávolsága tehát túlságosan kicsiny, vagy a szemgolyó átmérője a tengely mentén túlságosan nagy. Az ilyen szemet szórólencsével kell ellátni, hogy a párhuzamos sugarak hátrább, a retinán egyesüljenek.

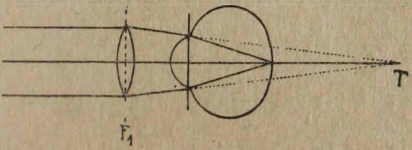
A messzelátó szem akkommodációmentes állapotában csak a szem mögött fekvő virtuális *T* távolpont felé (54. ábra) összetartó sugarakat képes a retinán egyesíteni (hypermetropia, a párhuzamos sugarak csak



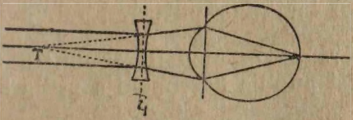
54. ábra.

a retina mögött egyesülnek. A gyujtótávolság túlságosan nagy, a szemgolyó átmérője a tengely mentén túlságosan kicsi. Az ilyen szemet gyüjtőlencsével kell ellátni, hogy a párhuzamos sugarak már előbb, a retinán egyesüljenek.

A korrigáló lencsét, a pápaszemet a cornea előtt kb. 13 mm.-nyire, a szem törőfelületeinek elülső gyujtópontjában, F_1-ben alkalmazzuk. A korrigáló lencsék gyujtótávolságát megszabja az a körülmény, hogy gyujtópontjaiknak a párhuzamos sugaraknak a retinán való egyesítése céljából a T távolpontba kell esniök. (55*a*. és *b*. ábra). T-nek távolsága F_1-től adja tehát az alkalmazandó lencse gyujtótávolságát. A távolpont



55*a*. ábra.

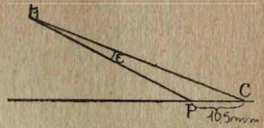


55 *b*. ábra.

és az F_1 elülső gyujtópont méterekben mért távolságának reciprok értékét a szem sztatikus refrakciójának is nevezik; ez negatív, ha a távolpont a szem előtt van és pozitív, ha a távolpont a szem mögött van. A szem sztatikus refrakciója mindjárt megadja az alkalmazandó pápaszem erősségét dioptriákban.

44. A közvetlen és közvetett látás. A látás alkalmával a látott tér fordított, valódi és kicsinyített képe keletkezik a retinán. Ennek a képnek egy pontja a sárga folt közepére esik, ezt látjuk a legjobban. A szem azonban a szemüregben egy pont körül foroghat, mely kb. 13.5 mm.-nyire van a tengelyen a cornea elülső felülete mögött. A szemizmok a szemet mindig úgy forgatják, hogy annak a pontnak a képe kerüljön a sárga folt közepére, a melyet élesen szemügyre veszünk. Ezt a pontot közvetlenül, vagyis a retina legérzékenyebb helyén jól és élesen leképezve látjuk, míg ennek a pontnak távolabbi környezetét, melynek képe a sárga folton kívül keletkezik, csak elmosódva látjuk, minden részlet nélkül. A közvetlenül látott pont környezetét Helmholtz terminológiája szerint közvetve látjuk. A szem látótere igen nagy, de annak csak egy pontját látjuk minden részletében élesen, ez az a pont, melyet élesen szemügyre veszünk, melyet közvetlenül látunk. Helmholtz a szem látóterét egy rajzhoz hasonlítja, melyben a legfontosabb, mert leginkább érdeklő rész, t. i. az a pont, melyet szemügyre vettünk, minden részletében ki van dolgozva, míg a többi rész, melyet közvetve látunk, csak vázolva van, még pedig annál nagyobb vonásokban, mennél távolabb esik a szemügyre vett, közvetlenül látott ponttól. A közvetett látás távlatának középpontja a beesési pupilla középpontja. A szem apertura meghatározó diafragmája az iriszen lévő köralakú nyilás, a pupilla. Az a kép, melyet erről a cornea az elülső felületén létrejövő törés közvetítésével ad, a belépési pupilla. Az irisz középpontja a cornea elülső felülete mögött (végtelenre akkommodált szemnél) 3·6 mm.-re van, a belépési pupilla középpontja pedig 3·04 mm.-re.

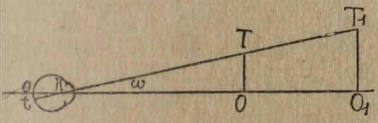
A látás természetes folyamata alkalmával a nagyobb kiterjedésű tárgyak egyes pontjait sorra szemügyre veszszük, egymásután közvetlenül nézzük. Az egyes pontokból kiinduló fősugár egymásután a sárga foltra talál. Ezt a fősugarat identikusnak vehetjük azzal az egyenessel, mely a közvetlenül látott pontot a szem forgáspontjával köti össze. Ezek a fősugarak tehát mind keresztül mennek a szem forgáspontján, a mely tehát a közvetlen látásnál a távlat középpontja. Ez az előbbiek szerint kb. 10·5 mm.-rel hátrább van, mint a közvetett látás távlatának a középpontja, a beesési pupilla közepe. Ennélfogva a véges távolságban lévő P_1 pontnak közvetlen látással szemlélt és közvetett látással szemlélt látszólagos helyei között egy bizonyos parallaxis fog jelentkezni. Ha C a szem forgáspontja (56. ábra) és P a beesési pupilla középpontja, úgy ε a parallaxis. Ez azonban általában nem vehető észre, mert közvetve csak nagyon elmosódva látjuk a tárgyakat.



56. ábra.

A nagy kiterjedésű tárgyak leképezését kisérő hibák, pl. a hordószerű torzítás is csak a közvetett látásnál jelentkeznek természetesen és éppen azért vehetők egyáltalában észre, mert közvetlen látással pl. az 50. ábra eredeti vánkosszerű torzítását megállapithatjuk.

45. Valamely tárgynak, pl. az OT egyenesnek (57. ábra) látszólagos nagyságát az ω látószög szabja meg. Nagy kiterjedésű tárgyaknál ez az α szög, a melylyel szemünket el kell forgatnunk, hogy pl. az egyenes két végpontját O-t és T-t egymásután szemügyre vehessük; kisebb kiterjedésű tárgyaknál, mikor az egész tárgyat egyszerre, közvetve nézzük, a pupilla középpontjához vont fősugarak alkotják a látószöget. Különböző nagyságú tárgyak különböző távolságban egyenlő nagyoknak tünhetnek fel. A Napot és a Holdat pl. kb. egyenlő nagyoknak látjuk, bár az előbbinek átmérője körülbelül 400-szor akkora, mint a Holdé. A legkisebb látószög, mely alatt két (egyidejűleg szemügyre vett!) O és T pontot nézve, azokat még két különálló pontnak látjuk, kb. egy ívperc. Ösmerve az irányváltozás nélkül áthaladó sugarak metszéspontjának, a K csomópontnak a retinától számitott távolságát, mely kerekszámban 15·5 mm., $\overline{ot} = 0{\cdot}0045$ mm.-nek adódik, a mi egyezik a sárga folton levő csapok átmérőjével. A sárga folton a csapok Heinenek emberi és majomszemek recehártyáiról készitett fényképei szerint szabályos hatszög keresztmetszetűek és úgy helyezkednek el, mint azt az 56. ábra mutatja. Nagyon valószinű ezek után, hogy két pontot

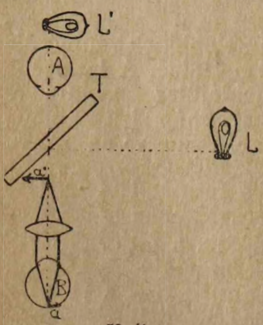


57. ábra.


58. ábra.

akkor látunk külön, ha a csapok, melyekre képeik esnek, egymástól egy a pontok által nem afficiált csappal vannak elválasztva. Finom párhuzamos egyeneseket akkor is külön látunk, ha látószögük 1′-nél kisebb, 10″—20″. Ennek oka a csapok szabályos elrendezésében keresendő.

46. A szemtükör. Hogy a szemügyre vett, közvetlenül látott pont képe mindig a sárga foltra esik, arról meggyőződhetünk a szemtükör segítségével, a mely természetesen sok más egyéb célra is használható. Mint a (15) alatti formula szimmetriájából következik, a tárgynak és a valódi képnek a helye egy lencserendszerre vonatkozólag felcserélhető. Ha a szem egy világos tárgyra akkommodál, akkor annak világos, éles képe megjelenik a retinán és viszont a retina megvilágított helyét, mint tárgyat fogva fel, az abból kiinduló fény pontosan oda megy vissza, a hol a térben a retinára leképezett világos tárgy áll. Ezért nem vehetjük észre általában egy másik ember szemének pupillájából kilépő fényt, hanem a pupillát általában sötétnek látjuk. Egy másik szem pupillája akkor is sötét természetesen, ha saját szemünk pupillájára akkommodál, mert akkor saját szemünk pupillájának sötét képe keletkezik a vizsgált szem retináján. Ehhez járul még az is, hogy a recehártyának az irisz folytatását képező érhártyával határos oldalán fekete pigmentum van felhalmozva, mely nagyon kevés fényt ver szétszórva vissza. Ha egy másik szem pupillájából kilépő fényt észre akarjuk venni, akkor szemünket valami módon a megfigyelt szem és a között a világos tárgy között kell elhelyezni, melyre a megfigyelt szem akkommodál. Erre szolgálhat a szemtükör (59. ábra). Az *A* észlelő szem és a *B* megfigyelt szem közé, a két szem pupilláinak középpontját összekötő egyeneshez például 45°-kal hajlítva egy sík üveglapot, *T*-t helyezünk; akkor az *L* lámpa fénye a *T* tükrön visszaverődve úgy megy *B*-be, mint ha *L′* irányából



59. ábra.

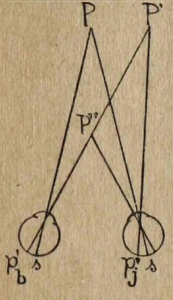
jönne, a megfigyelt szem retinájáról kiinduló sugarak pedig a T üveglapon részben áthatolva kerülnek az észlelő szembe. A T üveglapot természetesen foncsorozott tükörrel, vagy fémtükörrel is helyettesithetjük, melynek közepén egy kis nyílás van az észlelő szem számára. A megfigyelt szem előtt egy gyüjtőlencsét is alkalmazhatunk; ennek gyujtópontjában a retina a darabjának a' nagyított képe jön létre. Ha a szemtükör segítségével egy nagyobb kiterjedésű fényforrással a retinát megvilágítjuk, a sárga folt könnyen felismerhető és közvetlenül ellenőrizhetjük, hogy pl. a fényforrásnak az a pontja, melyet a megfigyelt szem közvetlenül látva szemügyre vesz, mindig a sárga folt közepére esik.

47. A recehártyán a külvilág tárgyainak fordított képe keletkezik ugyan, azonban a külvilágot nemcsak látjuk, hanem benne mozgunk és tapintunk stb. és ezáltal megtanuljuk, hogy a látott képnek egyenes állású tárgyak felelnek meg.

Ha egy szemmel nézünk, akkor a látótér tárgyait egy felületszerű elrendezésben (nem egy felületen elrendezve!), egy kétdimenziós elrendezésben látjuk. Bizonyos tapasztalatok azonban lehetővé teszik, hogy a felületszerűen látott látótér egyes pontjainak mélységét megitélhessük, vagyis hogy egy szemmel is lássuk a látótér harmadik dimenzióját, a látótér tárgyainak testszerűségét. Ily tapasztalatok szerzésében segítségünkre van ismét a külvilágban való mozgás lehetősége. Könnyen megbecsülhető a látótér azon pontjainak a mélysége, melyeken ösmert nagyságú tárgyakat, pl. embereket, állatokat stb. látunk. A látószög ugyanis, mely alatt a tárgyak feltünnek, annál kisebb, mennél messzebb vannak e tárgyak. A szabadban a levegő, különösen páratartalmánál fogva szintén bizonyos távlatot kölcsönöz a testeknek, egyrészt mert azok színét, ha nagyon messze vannak, az abszorpció folytán észrevehetően megváltoztatja (kéklő hegyek), másrészt mert messze lévő tárgyakon a részletek felismerését megnehezíti. Nagy páratartalmú levegőben a hegyek messzebbeknek látszanak, mint tiszta, száraz időben.

48. **A térbeli látás.** A tulajdonképeni térbeli látás

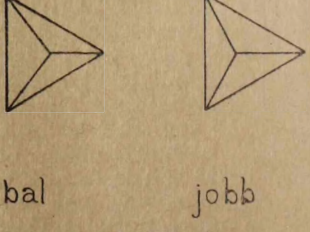
azonban a két szemmel való nézés által válik lehetővé. Ha mindkét szemünkkel nézve szemügyre veszünk egy P pontot, annak képe mindkét szem recehártyáján a sárga folt közepére esik. (60. ábra.) A pontot azonban csak egyszeresen látjuk, mert a két kép a két recehártyának két ú. n. megfelelő pontjára esett. Nemcsak a két sárga folt középpontjai megfelelő pontok. Általában ha egy P' pontot egyszeresen látunk, akkor a két recehártyának azt a két p'_b, p'_j pontját, melyre a P' képei kerülnek, megfelelő pontoknak nevezzük. Olyan P' pont a térben, melyet egyszerűen látunk, végtelen sok van, ezek egy görbe vonalon, a horopteren feküsznek (Helmholtz). A P'' pont képei nem megfelelő recehártyapontokra kerülnek, ha P-t veszszük szemügyre, ezért P''-t kettősen látjuk, P'' nincs a horopteren. Ha egy távoli pontot veszünk szemügyre és ujjunkat közbe tartjuk, akkor ujjunkat kettősen látjuk, az ujjunk nem fekszik a horopteren. Ha P'' (60. ábra) nem a horopteren, de annak közelében van, akkor bár képei nem megfelelő pontokra esnek, mégsem távolodnak egymástól annyira, hogy P''-t kettősen látnánk; egyszeresen, de határozottan más, kisebb távolságban látjuk magunk előtt, mint a horopteren lévő P pontot.



60. ábra.

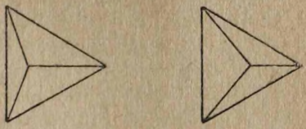
A térbeli látás, a harmadik dimenzió látása, mely a nem megfelelő pontok igénybevételével történik, a legtökéletesebb akkor, ha a tárgy minden pontját egyszeresen látjuk, ha a tárgy a horopteren és annak közelében van.

A térbeli látás azon alapszik, hogy a nem nagyon messze levő tárgyakról a két recehártyán két különböző kép keletkezik; pl. egy tetraédernek a bal és jobb szemekben keletkező képe a 61. ábra két felében látható, ha a tetraéder csúcsa közelebb van hozzánk, mint alap-

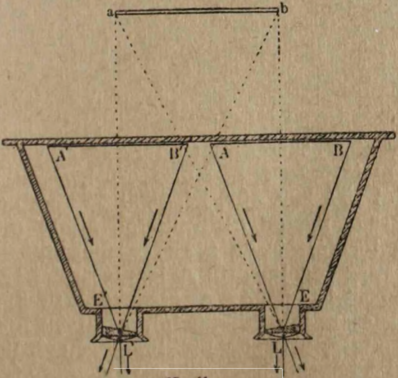


61. ábra.

lapja és a 62. ábra két felében, ha megfordítva, a csúcsa van távolabb. Ha a tetraéder csúcsát vettük szemügyre, akkor a baloldali kép csúcsa a balszem sárga foltjának közepére kerül, a jobboldali képé a jobbszem sárga foltjának közepére, az összes többi pontok képei azonban nem megfelelő pontokra esnek, mindazonáltal a tetraédert egyszeresen, de plasztikusan, térbelileg látjuk. Az olyan képeket, melyek mint a 62. ábra képei, egy tárgyról két szemünkben keletkeznek, stereoszkópikus képeknek nevezzük. Ily stereoszkópikus képeket egy tárgyról pl. úgy készithetünk, ha azt két különböző pontból úgy fényképezzük le, hogy a fényképező lencse tengelyét a két felvételi pontból a tárgy szemügyre vett pontjának irányítjuk. Tájképfelvételeknél a lencsetengely merőleges a felvételi pontokat összekötő vízszintes bázis-vonalra. Az ilyen képeket a stereoszkóp segítségével nézzük.



62. ábra.

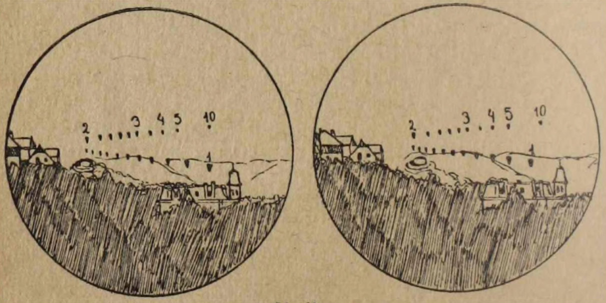


63. ábra.

49. A stereoszkóp. A stereoszkóp berendezése a 63. ábrában látható. A prizmák hatására a balszem is, a jobbszem is a neki megfelelő képet az *ab* helyen látja, a két kép egyesül és az ábrázolt tárgy plasztikusan jelenik meg.

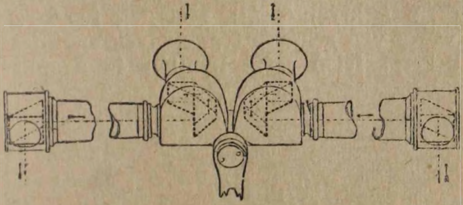
Ha két identikus képet, pl. két bankjegyet helyezünk a stereoszkóp két felébe, a képen ábrázolt tárgyaknak térbeli távlata nincs, az összes tárgyakat egy síkban látjuk. Ha a stereoszkóp egyik felébe jó bankjegyet teszünk, a másik felébe egy rossz kliséről hamisítottat, a bankjegy plasztikus lesz, a hamisítás felismerhető.

A stereoszkópikus kép plasztikája fokozható, ha a szemtávolságnál hosszabb bázisvonal két végpontjáról készítjük a két felvételt. Fokozódik a plasztika a kettős távcsöveknél, melyeknek tárgylencséi nagyobb távolságban vannak egymástól, mint a két szemlencse (69. pont).



64. ábra.

Ha egy stereoszkópikusan felveendő vidéken a bázisvonalat metsző és arra kb. merőleges egyenesben a bázisvonaltól 100, 200, 300, ill. 1000, 2000, stb. m. távolságban egy-egy póznát állítunk fel, akkor a póznasornak a képe természetesen a stereoszkópikus kép mindkét felében meg fog jelenni. A legmesszebb (a végtelenben) lévő pózna két képe a stereoszkópikus kép két felében pl. oly messze lesz egymástól, a milyen hosszú a felvétel bázisvonala, a bázisvonalhoz közelebb lévő póznák képei annál közelebb lesznek egymáshoz (64. ábra), mennél közelebb áll a pózna a bázisvonalhoz. A stereoszkópikus kép két feléből távolítsunk most mindent el a póznák képeinek a kivételével; akkor a képet stereoszkópba téve egy póznasort látunk magunk előtt lebegni, melyben minden következő pózna látszólag 100, ill. 1000 m.-rel távolabb van tőlünk, mint a megelőző. Ezt a póznasort azután bármilyen vidéknek egy ugyanakkora hosszúságú bázisvonalról készült stereoszkópikus tájképében felállíthatjuk azáltal, hogy a poznasor két képét az illető vidék stereoszkópikus tájképének két felébe bemásoljuk. A képet stereoszkópban nézve az ösmert távolságú póznák az illető vidék különböző pontjai felett lebegni látszanak és hozzájuk viszonyítva egyes tereppontoknak a bázisvonaltól számított távolsága meghatározható.

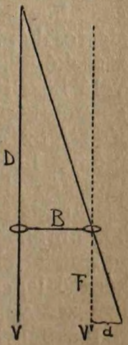


65. ábra.

Ha egy nagy bázisvonalú, u. n. relief-távcső (65. ábra) tárgylencséinek gyujtósíkjaiban elhelyezett üveglapokra rajzoljuk a póznasor stereoszkópikus képeit, az egyes ismert távolságú póznákat a távcsövön keresztül szemlélt terep felett lebegve látjuk és a terep egyes pontjainak az észlelőtől számított távolsága e távolságjelző póznák segítségével meghatározható. Ez a berendezés a H. de Grousilliers nyomán Pulfrich által konstruált és tökéletesített stereoszkópikus távolságmérő (Stereotelemeter).

A távolságjelző póznák képei az üveglapokon számítás alapján is berajzolhatók. Ha a két távcső tárgylencséinek távolsága, a bázisvonal hosszúsága egyenlő B-vel, (66. ábra) és F a tárgylencsék gyujtótávolsága, akkor a bázisvonaltól D távolságban levő pózna képét az egyik tárgylencse gyujtósíkjában

$$d = \frac{BF}{D} \qquad (23)$$

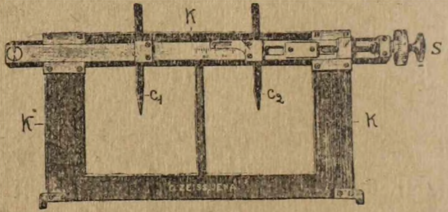


66. ábra.

darabbal kell odébb rajzolni a végtelenben lévő pózna V' képéhez viszonyítva.

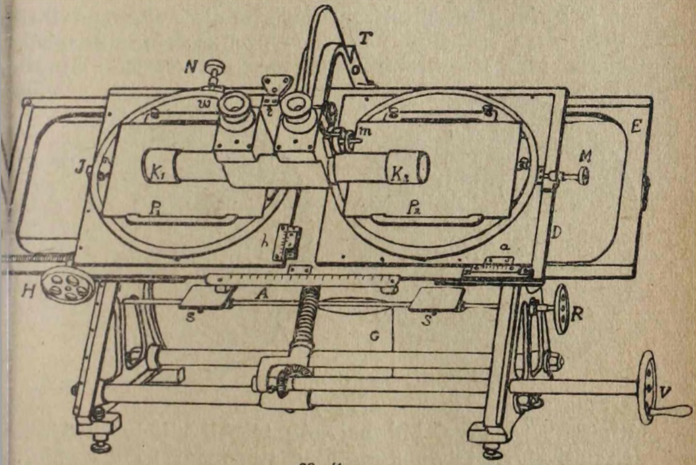
Ha egy pózna stereoszkópikus képeit egymáshoz közelítjük, a pózna közeledik a bázisvonalhoz, ha a képeket egymástól távolítjuk, a pózna távolodik a bázisvonaltól. A pózna-képek távolságát mérhető módon változtatva, mérhető darabbal tologathatjuk a póznát előre-hátra a stereoszkópban látható terepen, a melyen ezáltal távolságméréseket eszközölhetünk a bázisvonalra merőleges irányban.

Erre szolgálhat a 67. ábrában látható stereomikrométer. Ez a k keretből áll, melynek felső szélén két, c_1 és c_2 csúcs van alkalmazva, melyek együttesen eltolhatók a keret felső széle mentén és azonkívül még



67. ábra.

a c_2 csúcs az S mikrometer csavar segítségével a c_1 csúcshoz képest mérhető módon eltolható. Ha a keretet stereoszkópba helyezzük úgy, hogy a csúcsok a stereoszkópikus kép síkjában mozogjanak, a c_2-nek c_1-hez való közelítésével vagy távolításával a csúcsok képét a stereoszkópikus terepen előre-hátra tologathatjuk. Ennél az eszköznél még zavarólag hat az a körülmény, hogy a csúcsok nem pontosan a stereoszkópikus kép síkjában mozognak. Ugyanezen elv alapján szerkesztette Pulfrich a stereokomporátort, mely a 68. ábrán látható. A stereoszkópikus kép, melynek mindkét fele a bázisvonalra merőleges tengelyű fényképező-lencsével van felvéve, a két P_1 és P_2 diapozitív lemezen van, melyeket a keretre helyezve alulról az S tükrökkel megvilágítunk. Mindegyik lemez külön forgatható a keret síkjában; az M és N csavarokkal pedig ugyancsak a keret síkjában a két lemez egymáshoz képest felfelé és lefelé, jobbra és balra eltolható. Ezenkívül az egész keret a *H* és *V* csavarokkal elcsúsztatható saját síkjában úgy, hogy a *P* lemez minden részében a binokuláris mikroszkóp elé hozható. A binokuláris mikroszkóp szerkezete hasonlít a relieftávcsövéhez. Abban a síkban, melyben a két mikroszkóp-tárgylencse valódi képei keletkeznek, van egy-egy üveglap egy-egy vertikális vonással ellátva.



68. ábra.

Az *m* mikrometercsavarral az egyik vonás a másikhoz képest elmozgatható és ezáltal a vonás képe a terepen előre-hátra vándorol. Ugyanily hatása van annak is, ha az *M* csavarral a P_2 lemezt mozdítjuk el a P_1-hez képest; a hatás akkor is ugyanaz, a mennyiben ismét a vonás mozog előre vagy hátra a nyugalomban maradó terepen.

A stereokomparátornak hasznát látjuk a térképezésnél, különösen oly vidékek felvételénél, melyek valami okból a közönséges trigonometrikus felvételek számára nehezen hozzáférhetők. Így pl. egy partvidék térképe elkészíthető, ha egy a part mellett elmenő hajó két végéről a partot lefényképezzük. Ennek az eljárásnak az az előnye is van, hogy csak a fényképfelvételt kell a szabadban a helyszínén készíteni, a munka többi része a laboratóriumban végezhető el.

Ily mérések pontossága annál nagyobb, mennél nagyobb a stereoszkópikus kép plaszticitása, vagyis mennél nagyobb egy adott *D* távolságú pontra vonatkozólag *d* (23. formula). Nagyon messze lévő tárgyaknál tehát *d* fokozása érdekében hosszú bázisvonalat kell választani.

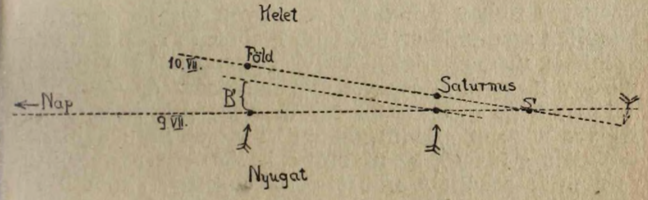
A Földünkön kitűzhető bázisvonalak azonban legfeljebb arra elegendők, hogy Naprendszerünk hozzánk legközelebb eső objektumait még stereoszkópikusan

69. ábra.

láthassuk. A távolabbi bolygók térbeli elhelyezkedésének láthatóvá tétele csak még hosszabb bázisvonalak végpontjairól készített stereoszkópikus felvételekkel lehetséges. Ily bázisvonalak rendelkezésünkre állanak azokban az utakban, melyeket Földünk egyrészt a Nap körüli mozgása, másrészt az egész Naprendszernek a világűrben, az ú. n. apex felé való mozgása következtében megtesz. Ily felvételeknél azonban tekintetbe veendő az is, hogy a két felvétel a bázisvonal két végpontjáról nem egyidőben eszközöltetik és így a két felvétel között pl. a felvett bolygó is változtatja helyét a térben.

Így pl. a Saturnust (69. ábra) két egymásra következő éjjel fényképezte le W o l f f Heidelbergában, a mi kerekszámban 1·7 millió km. hosszú bázisvonalnak felel meg. A két képet stereoszkópba helyezve a Saturnust holdjaival együtt az állócsillagok végtelenben lévő síkja előtt látjuk lebegni, jóval közelebb hozzánk. Minthogy a Föld kb. háromszor oly gyorsan mozog, mint a Saturnus, a két felvétel között eltelt idő alatt a Föld és a Saturnus által a Nap körül megtett út különböző, mint az a 70. ábrában sematikusan látható. A Saturnus egyidejű mozgása következtében a tényleges 2·5 millió km hosszúságú bázisvonal megrövidül *B'*-re, kb. 1·7 millió km-re, a stereoszkópikus plaszticitás csökken, a Saturnust *S'*-ben látjuk. Ha a Saturnus egyidejűleg nem mozdult volna el, a tényleges távolságában látnók.

A csillagos ég ugyanazon helyéről különböző időpontokban készült felvételeket a stereokomparátorban



70. ábra.

egymás mellett szemlélve mindazok a csillagok, melyek az állócsillagokhoz képest helyüket változtatják, tehát pl. a nagy és kis bolygók, az ú. n. saját mozgással bíró csillagok az állócsillagok végtelenben levő síkjából többé-kevésbbé kilépnek és könnyen felismerhetők, míg azelőtt hosszadalmas összehasonlító mérésekkel kellett egyesek után nyomozni.

A stereokomparátort Pulfrich a Hold felületének nivellálására, a holdkráterek mélységének a meghatározására is felhasználta.

Az optikai műszerek.

50. Megismerve szemünk optikai berendezését és működését. Látjuk, hogy az emmetropikus szem felismerő és megkülönböztető képességének is vannak bizonyos határai. Láttuk, hogy szemünk két pontot, melyekre élesen

akkommodálva van, csak akkor lát két különálló pontnak, ha azokat 1 ívpercnél nagyobb látószög alatt látja. Ez a látószög már mostan nagyitható azáltal, ha a tárgyat a szemünkhöz közelítjük és így elméletben a látószöget tetszésszerint megnagyithatjuk. De a szem berendezése folytán ennek is van határa. Nagyon kis távolságokra megszűnik az alkalmazkodás lehetősége. A közelpontnál (kb. 14 cm.-nyire a szemtől) közelebbre nem hozhatjuk a kis tárgyakat a szemünkhöz. Szorosabb értelemben vett optikai műszereknek nevezzük azokat a berendezéseket, melyek a látásnál a (normális) szemünk segítségére vannak oly módon, hogy nagyon messzi, vagy nagyon kicsiny tárgyakról a tiszta látás távolságában elegendő nagy látószögű képeket állítanak elő. A szorosabb értelemben vett optikai műszerek feladata tehát vagy abban áll, hogy a nagyon messzi tárgyakat látszólag szemünkhöz közelebb hozzák és ezáltal a látószögüket megnagyítsák, vagy abban, hogy a nagyon kicsiny tárgyak látószögét megnagyítsák, de úgy, hogy a tárgy képe szemünktől oly távolságban keletkezzen, melyre a szem alkalmazkodni képes. Az előbbi célt szolgálja a távcső, az utóbbit a közönséges nagyítóüveg és a mikroszkóp. A mikroszkóp mintegy eltávolítja a tárgyat a szemtől a tiszta látás távolságába a nélkül, hogy a látószög kisebbedne.

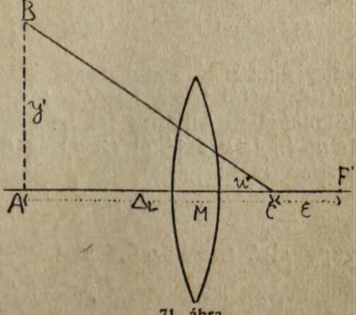
A távcső és a mikroszkóp összetett műszerek, tárgylencséből és szemlencséből állanak. A távcsőnél a tárgylencse a messzi tárgyakról valódi képet ád közel a második gyujtósikjához, a melyet a szemlencsével mint nagyítóval szemlélünk. A mikroszkópnál a tárgylencse a gyujtópontján kívül, de ahhoz nagyon közel elhelyezett kicsiny tárgyról nagyított valódi képet ád, a szemlencséje ugyancsak mint nagyító működik. A távcső tárgylencséjével analóg szerepe van a fényképezőlencsének, a mikroszkóp tárgylencséjével analóg működik a vetítő lencse. Valamivel általánosabb értelemben tehát ezeket is az optikai műszerekhez számíthatjuk. Ez utóbbiak a nagyítóval együtt az egyszerű műszerek csoportjába tartoznak, melyek működésükben, a mi a kép nagyságát és helyzetét illeti, helyettesíthetők egy egyetlen lencsével. Az összetett műszerek virtuális képeket állítanak szemünk elé, az egyszerű műszerek közül a nagyítóüveg képei virtuálisak, a fényképezőlencse és a vetítőkészülék ernyőn felfogható valódi képet adnak.

51. A műszerek nagyítása. A 7. pontban megismerkedtünk a nagyítás fogalmával. Ez a geometriai nagyítás volt, melynek értékére nincs befolyással az, hogy az észlelő szeme, mely a képet vagy a tárgyat szemléli, mily távolságban van ezektől. Ez a geometriai nagyítás mértékadó a fényképezőlencsénél, a vetítő készüléknél, melyek a tárgy képét egy ernyőre vetítik. Ez a geometriai nagyítás mértékadó akkor is, ha a távcsövet vagy a mikroszkópot arra használjuk fel, hogy a tárgylencséik által a levegőbe vetített valódi képen pl. egy mikrometercsavar segélyével méréseket eszközöljünk. Ha azonban az optikai műszerek teljesítményét abból a szempontból vizsgáljuk, hogy a szubjektív látásnál mennyire segítik szemünket, akkor nagyító hatásukat illetően nyilván nem a műszer által előállított kép abszolut lineáris méretei lesznek mértékadók, hanem a retinán keletkező kép méretei. Ez utóbbit pedig a látószög szabja meg, mely alatt a műszer által előállított képet látjuk. Ezért valamely műszer, nagyítóüveg, vagy mikroszkóp nagyítása alatt szokásos a műszer által (szemünktől $\varDelta_k$ távolságban) előállított kép látószögének a (szemünktől ugyancsak $\varDelta_k = \varDelta_t$ távolságban lévő) tárgy látószögéhez való viszonyát érteni, vagy más szóval a képről és a tárgyról a retinán keletkezett képek lineáris méreteinek a viszonyát. Jelöljük a látószöget, mely alatt a műszerben a tárgy képét látjuk u'-vel, azt a látószöget, mely alatt a tárgyat látjuk, u-val, akkor a műszer nagyítása lesz

$$N = \frac{u'}{u},$$

vagy kicsiny szögek esetében

$$N = \frac{\operatorname{tg} u'}{\operatorname{tg} u}. \qquad (24)$$



71. ábra.

Legyen az M műszer (gondoljunk egyszerűség kedvéért a közönséges nagyitóra, 57. pont), második gyújtópontjától, F'-től (71. ábra) ε távolságra, a C pontban a műszer kilépési pupillája (29. pont), a hol szemünket elhelyezzük. Ha az y nagyságú tárgy y' nagyságú $\overline{AB}$ képe A-ban keletkezik, az ábrából látható, hogy

$$\operatorname{tg} u' = \frac{y'}{\Delta_k} = \frac{y'}{y} \cdot \frac{y}{\Delta_k}. \tag{25}$$

Azonban $\frac{y'}{y}$ a geometriai nagyitás N_g, tehát (7b) értelmében

$$N_g = \frac{y'}{y} = \frac{k-f}{f} = \frac{\Delta_k + \varepsilon}{f}, \tag{26}$$

minthogy $k-f$ nem egyéb, mint a képnek a második gyujtóponttól, F'-től számitott távolsága. Behelyettesítve ezt (25)-be,

$$\operatorname{tg} u' = \frac{y}{f}\left(1 + \frac{\varepsilon}{\Delta_k}\right). \tag{25a}$$

ε a Δ_k-hoz képest általában kis távolság, $\frac{\varepsilon}{\Delta_k}$ értéke tehát kicsiny valódi tört, sőt ε egészen zérussá tehető, ha a műszer kilépési pupilláját szemünkkel együtt a műszer F' második gyujtópontjában helyezzük el. Az u' látószög tehát, mely alatt a műszeren át a tárgy képét látjuk, lényegében a műszer f gyujtótávolsága és a tárgy y nagysága által van meghatározva és első megközelitésben független a szemünktől számitott Δ_k képtávolságtól.

Másrészt
$$\operatorname{tg} u = \frac{y}{\Delta_t}, \tag{25b}$$

vagyis az u látószög, mely alatt az y nagyságú tárgyat látjuk, attól függ, hogy a tárgyat szemünktől mekkora távolságban állitjuk fel az összehasonlitás alkalmával. $\operatorname{tg} u'$ és $\operatorname{tg} u$ értékét (25a) és (25b)-ből (24)-be helyettesítve lesz:

$$N = \frac{\Delta_t}{f}\left(1 + \frac{\varepsilon}{\Delta_k}\right), \tag{27}$$

vagy első megközelitésben

$$N = \frac{\Delta_t}{f}. \tag{27a}$$

Látnivaló, hogy a műszer nagyitásának értéke függ Δ_t értékétől, vagyis attól az eszközön kívül eső, külső körülménytől, hogy a két látószög összehasonlítása céljából a tárgyat szemünktől mily távolságra állítjuk fel. Hogy tehát a műszer nagyitására vonatkozólag jellemző és összehasonlítható számértékhez jussunk, szabadulnunk kell a műszer nagyításának fenti definíciójában rejlő határozatlanságtól azáltal, hogy megállapodunk Δ_t-nek egy határozott értékében.

Abbe $\Delta_t = 1$-nek választotta. A műszer nagyitásának Abbe-féle mértéke

$$N_A = \frac{1}{f}\left(1 + \frac{\varepsilon}{\Delta_k}\right), \tag{28}$$

vagy első megközelitésben

$$N_A = \frac{1}{f}. \tag{28a}$$

Összehasonlítva (28)-t a (25a)-val látjuk, hogy

$$N_A = \frac{\operatorname{tg} u'}{y}. \tag{28b}$$

Az Abbe-féle nagyítás tehát egyenlő a műszer által előállított kép látószögével viszonyítva a tárgy nagyságához, más szóval egyenlő azzal a látószöggel, mely alatt a tárgyon a hosszegységet látjuk a műszeren keresztül.

Általában szokásos azonban Δ_t-t egyenlőnek választani l-lel, a tiszta látás távolságával. Ez az a távolság, melyben szemünk előtt kisebb tárgyakat elhelyezünk, ha azokat hosszabb ideig akarjuk szemlélni, pl. a betüket olvasás alkalmával. E távolságot megszabja az a két követelmény, hogy egyrészt a kisebb tárgyak látószöge a lehető legnagyobb legyen, de viszont szemünktől még oly messze legyenek, hogy az kényelmesen alkalmazkodhassék. A normális szemeknél l kb. 25 cm.

A műszer nagyítása tehát lesz:

$$N_l = \frac{l}{f}\left(1 + \frac{\varepsilon}{\Delta_k}\right) = l N_A = \frac{\operatorname{tg} u'}{y/l}, \tag{29}$$

illetve 28a)

$$N_l = \frac{l}{f}. \tag{29a}$$

E megállapodás szerint tehát a műszer nagyítása egyenlő a műszer által előállított kép látószöge osztva azzal a látószöggel, mely alatt a tárgyat $l=25$ cm távolból látjuk. A nagyításnak ez a mértéke nagyon szemléletes, mert mindenkinek határozott fogalma van arról, hogy mekkorának lát 25 cm távolból pl. 1 cm-t.

Ha a műszert úgy használjuk, a mi a leggyakoribb eset, hogy a kép a tiszta látás távolságában keletkezzék, $\Delta_k = l$, akkor az ehhez a speciális képtávolsághoz tartozó geometriai nagyítás

$$N_g = \frac{l+\varepsilon}{f} = N_l, \tag{30}$$

éppen egyenlő a műszer N_l nagyításával.

52. A műszerek által létesített képek megvilágítása. Legyen $d\varphi$ egy kicsiny leképezésre kerülő felületelem, mely az optikai műszer tengelyében arra merőlegesen van elhelyezve és a melynek a felületi fényerőssége legyen i. Legyen továbbá $d\varphi'$ a $d\varphi$ felületelemnek a műszer által előállított valódi vagy virtuális képe. Pontszerű leképezés mellett a $d\varphi$ egy pontjából kiindult sugarak a $d\varphi'$ egy pontjában metszik egymást. A $d\varphi'$ pontjaiból tehát homocentrikus (21. pont) sugárnyalábok indulnak ki épp úgy, mint egy fényforrás felületének egy pontjából. A különbség egy saját fényével világító fényforrás és a $d\varphi'$ kép között mindössze az, hogy míg a saját fényével világító fényforrás pontjaiból minden irányban haladnak a sugarak, addig a $d\varphi'$ pontjaiból kiinduló sugarak mind bennfoglaltatnak egy kúpban, melynek csúcsa a $d\varphi'$ illető pontja és alapja a kilépési pupilla. E kúpon belül fekvő irányokra vonatkozólag azonban $d\varphi'$ felületszerűen kiterjedt fényforrásnak tekinthető és mint ilyennek egy bizonyos felületi fényerősséget tulajdoníthatunk. Jelöljük ezt i'-vel. A (22a) összefüggés alapján egyszerű integrálás révén (Függ. 1.) nyerjük, hogy a $d\varphi$-ből a belépési pupillán át a műszerbe jutó összes fénymennyiség

$$dL = \pi i d\varphi \sin^2 U, \tag{31}$$

a hol $2U$ a műszer nyílásszöge (29. pont). Hasonlóképen az összes fénymennyiség, mely a fényforrásnak tekinthető $d\varphi'$ képből kiindul:

$$dL' = \pi i' d\varphi' \sin^2 U', \tag{31a}$$

ha U' a műszer vetítési szögének a fele (29. pont). Nyilván a legjobb esetben, ha a műszerben abszorpció és visszaverődés folytán semmi fény sem vész el,

$$dL' = dL,$$

vagyis

$$i' = \frac{i\, d\varphi \sin^2 U}{d\varphi' \sin^2 U'}. \tag{31b}$$

Minthogy $\frac{d\varphi'}{d\varphi}$ egyenlő a geometriai nagyítás négyzetével, a sinusfeltétel alapján [28. pont, (20)]

$$i' = i\frac{n'^2}{n^2}, \tag{31c}$$

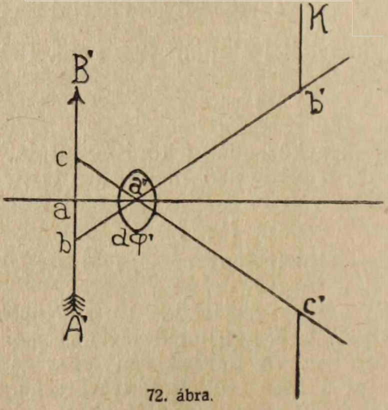
a hol n' annak a közegnek a törésmutatója, melyben a kép keletkezik, n pedig azé, melyben a tárgy van. Ha a tárgy levegőben van és a kép ugyanott keletkezik:

$$i' = i, \tag{31d}$$

vagyis a kép felületi fényerőssége legfeljebb ugyanakkora, mint a tárgyé.

Ha tehát a fényforrásnak, pl. a Napnak a képét előállítjuk pl. egy gyüjtőlencsével, akkor a képnek mint fényforrásnak a felületi fényerőssége nem lehet nagyobb, mint a Nap felületi fényerőssége.

Ha a kép valódi, ernyőn felfogható kép, akkor az ernyőn létrehoz egy bizonyos megvilágítást. Ilyen értelemben beszélhetünk a műszer által előállított kép megvilágításáról, illetve a megvilágítás erősségéről. E megvilágítás erősségét megítélhetjük a következő meggondolás alapján. Legyen a műszer által előállított kép az $\overline{A'B'}$ helyzetben (72. ábra) és K a kilépési pupilla. Helyezzünk el az a' pontban a tengelyre merőlegesen egy $d\varphi'$ felületelemet és kérdezzük, hogy mekkora megvilágítást hoz létre a $d\varphi'$ felületelemen az $\overline{A'B'}$ kép, melynek felületi fényerőssége i? Az $\overline{A'B'}$ képnek az a darabja, melytől a $d\varphi'$ felületelem fényt kap, az a $\overline{cab}$ felület, melyet a $c'a'b'$ kúp az $A'B'$-ből kivág. Az a megvilágítás, melyet ez az i felületi fényerősségű felület $d\varphi'$-ben létrehoz, a (22d') [33. pont] értelmében ugyanaz, mint a melyet a kilépési pupilla $b'c'$ nyílása hozna létre $d\varphi'$-ben, ha ugyancsak i felületi fényerősséggel sugározna. A kilépési pupilla nyílása tehát egy a képpel aequivalens világító felület (fényforrás), a mi az a' pontban elhelyezett $d\varphi'$ felületelem megvilágítását illeti. Ez a meggondolás érvényes akkor is, ha a $d\varphi'$ felületelemet a' helyett a-ban helyezzük el, a mikor is a $d\varphi'$ megvilágítása identikus a kép fenntebb meghatározott megvilágítá-



72. ábra.

sával. Ebben az esetben a $d\varphi'$-re eső fény (31a) és (31d) értelmében

$$dL' = \pi i \, d\varphi' \sin^2 U', \tag{31e}$$

minthogy a (31a) összefüggés a (22)-nek $d\varphi$-re és $d\Phi$-re vonatkozó szimmetriája folytán úgy is olvasható, mint az i felületi fényerősséggel sugárzó K-pupilla által a $d\varphi'$-re sugárzott fény mennyisége. A $d\varphi'$ megvilágítása lesz tehát

$$MV' = \frac{dL'}{d\varphi'} = \pi i \sin^2 U', \tag{32}$$

ahol tehát $2U'$ az a látószög, mely alatt a kép a pontjából a kilépési pupillát látjuk. Ha a fényforrást, melyet a műszer leképezett, pl. a Napot a kép helyéről $2U''$ látószög alatt látjuk, akkor a közvetlenül, műszer nélkül ott létrehozott megvilágítás nyilván

$$MV'' = \pi i \sin^2 U''$$

volna. A műszer közvetítésével létrehozott megvilágítás tehát a

$$\frac{MV'}{MV''} = \frac{\sin^2 U'}{\sin^2 U''}$$

arányban nagyobb. A műszer megvilágítást fokozó hatása a kép helyén abban áll, hogy a felületi fényerősség változatlanul hagyásával a tárgy gyanánt szolgáló fényforrást a műszer vagy megnagyítja, vagy közelebb viszi a kép helyéhez. A műszer tehát ugyanoly módon fokozza a megvilágítást, a hogyan azt műszer nélkül is szoktuk eszközölni, vagyis a megvilágítást létesítő összetartó nyaláb nyílásának a nagyobbításával. A műszer használata tehát akkor indokolt, ha a megvilágító nyaláb nyílásának a nagyobbítása, a fényforrás nagyobbítása vagy közelítése révén gyakorlati akadályokba ütközik. Ha ismét visszatérünk az előbbi példához, midőn a Nap képét egy gyüjtőlencsével állítjuk elő, úgy a Nap képét a lencse gyujtópontjában ernyőn felfogva az ott létrehozott megvilágítás annyival nagyobb, mint a lencse nélkül ott létrejövő megvilágítás, a mennyivel nagyobb látószög alatt látjuk a lencse gyujtópontjából a lencse foglalatát, mint a Napot. A lencsének a megvilágítást fokozó hatása tehát abban áll, hogy az i felületi fényerősségű Napot annyira közelíti a gyujtópontjában lévő $d\varphi'$ felülethez, hogy a Nap onnan, a lencse gyujtópontjából ugyanakkora látószög alatt lesz látható mint a lencse kilépési pupillája, a lencse foglalata. A lencse gyujtópontjából a lencse egész felületét ugyanakkora felületi fényerősséggel látjuk világítani, mint magát a Napot.

53. **A szubjektív világosság.** A műszer által létrehozott kép vagy közvetlenül a tárgy szubjektív szemlélésénél beszélünk a kép, illetve a tárgy szubjektív világosságáról. Szemünk fényérzékeny szervének, a recehártyának elemei a pálcikák és csapok. A sárgafolton csakis az utóbbiak vannak. A szubjektív világosság szempontjából mértékadó annak az ingernek az

erőssége, melyet a recehártyára kerülő fénymennyiség azokban kelt. És itten most két esetet kell megkülönböztetnünk. Ha a retinán keletkező kép nagyobb számú (pálcikára és) csapra terjeszkedik ki, ha a tárgy (a fényforrás) felületszerűen kiterjedt, akkor nyilván az egy (pálcikára vagy) csapra kerülő fény mennyisége, a mitől az illető elem ingerének erőssége függ, arányos lesz a retinán keletkező kép megvilágításával. Ekkor tehát a szubjektív világosságnak a mértéke lesz a retinán keletkező megvilágítás erőssége. Ha a tárgy (a fényforrás) pontszerű, vagyis ha egy ívpercnél kisebb szög alatt látjuk, a képe a retinának csak egy elemére, vagy annak egy részére terjeszkedik ki. Ekkor nyilván a szubjektív világosság szempontjából mértékadó inger erőssége nem arányos többé a megvilágítás erősségével, hanem az illető elemre (pálcikára vagy csapra) eső összes fény mennyiségétől fog függeni.

Tekintsük előbb azt az esetet, mikor a fényforrás (tárgy) nagyobb kiterjedésű felület. Ekkor tehát a megvilágítás egy speciális esetével van dolgunk, melynél az optikai rendszer, mely a megvilágítást a retinán létesíti, a szem, vagy egy műszer + a szem. Ha a fényforrást (a tárgyat) műszer nélkül közvetlenül szemléljük, akkor természetes világosságában látjuk. A retinán keletkező megvilágítás erősségének megítélése szempontjából itt egyedül a szem jön tekintetbe mint optikai műszer, melynek kilépési pupillája az íriszen lévő szempupilla; pontosabban véve a kilépési pupilla ez esetben a szempupillának a szemlencse által előállított képe. A fentebbi esethez képest a különbség itt annyi, hogy míg a fényforrás, a tárgy levegőben van, $n = 1$, addig a kép nagyobb, n' törésmutatójú közegben, az üvegtestben jön létre. Ennek következtében $i' = in'^2$. A fényforrás által a retinán létrehozott megvilágítás, a fényforrás természetes világossága tehát

$$V_0 = \pi i n'^2 \sin^2\omega_0, \tag{33}$$

a hol $2\omega_0$ a szem vetítési szöge, a mely alatt a retinán keletkező kép egy pontjából a szempupilla látszik. (Azok a sugarak, melyek a retinán a V_0 megvilágítást létrehozzák, egy kúpot alkotnak, melynek alkotói a kúp tengelyével ω_0 szöget zárnak be.) V a l a m e l y kiterjedt fényforrás szubjektív világossága tehát csakis a fényforrás felületi fényerősségétől, i-től függ, ha a pupilla átmérőjének változtathatóságától eltekintünk és független a fényforrásnak szemünktől számított távolságától. Ha optikai műszeren keresztül szemléljük a tárgyat, jobban mondva a tárgynak a műszer által előállított képét, akkor szemünket úgy helyezzük el, hogy a műszer kilépési pupillája kb. egybeessen a szem pupillájával. A műszer és a szem akkor együtt alkotnak egy optikai műszert, melynek ω vetítési szögét, vagyis a recehártyán létrejövő megvilágítást, a mi a kép V szubjektiv világosságára nézve mértékadó, az egybeeső két pupilla közül a kisebbik szabja meg. Ha a műszer kilépési pupillája nem kisebb, mint a szem pupillája, akkor $\omega=\omega_0$. Ekkor tehát (33) szerint $V=V_0$, a képet tehát legfeljebb a tárgy természetes világosságában látjuk, ha természetesen a kép felületi fényerősségére vonatkozólag érvényes a (31c) összefüggés, vagyis ha eltekinthetünk a műszer törőfelületein létrejött visszaverődések, valamint az abszorpció folytán beállott fényveszteségtől.

Ha a műszer kilépési pupillája kisebb, mint a szem pupillája, $\omega<\omega_0$, akkor a kép világossága nyilván kisebb, mint a (33) által megszabott természetes világossága a tárgynak.

$$\frac{V}{V_0}=\frac{\sin^2\omega}{\sin^2\omega_0}=\frac{r_k^2}{r_{sz}^2}, \tag{33a}$$

a hol r_k a kilépési pupilla sugara, r_{sz} a szem pupillájának sugara. A kép világossága tehát úgy viszonylik a tárgy természetes világosságához ebben az esetben, mint a műszer kilépési pupillájának a területe a szem pupillájának a területéhez. Ha U' a műszer vetítési szögének a fele és a $d\varphi$ felületelem $d\varphi'$ képe a kilépési pupillától és egyszersmind a szemtől a tiszta látás távolságában (l) keletkezik, akkor

$$r_k=l\sin U',$$

ha a szögek kicsinységére való tekintettel tg helyett sinust irunk. Tehát

$$\frac{V}{V_0}=\frac{l^2\sin^2 U'}{r_{sz}^2}.$$

U' helyett a sinusfeltétel segitségével[1] bevezetjük a műszer nyílásszögének a felét, U-t, akkor lesz:

$$\frac{V}{V_0}=\frac{l^2 n^2 \sin^2 U}{r_{sz}^2 N_g^2}.$$

Az $n \sin U$ mennyiséget Abbe nyomán a műszer numerikus aperturájának nevezik és a-val fogjuk jelölni:

$$\frac{V}{V_0}=\frac{l^2 a^2}{r_{sz}^2 N_g^2}. \qquad (33b)$$

A numerikus aperturának nemcsak a kép világossága szempontjából van jelentősége, mint (33b) mutatja, hanem a műszer egyéb teljesítménye szempontjából is. Látni fogjuk majd, hogy a műszerek, pl. a mikroszkóp felbontó képességének nagysága, vagyis hogy mennyire közelfekvő két pontot tudunk még a mikroszkópon át két különálló pontnak látni, azonkívül a mikroszkópikus kép minősége, a mi a tárgygyal való hasonlóságát illeti, szintén a numerikus apertura által van megszabva. Mint már említettük, a (33b) formulában $V \leqq V_0$. Ha $V=V_0$, akkor $N_{g0}=\frac{la}{r_{sz}}$. A nagyításnak ezt az értékét, mely mellett a képet még a tárgy természetes világosságában látjuk, normális nagyításnak nevezzük. N_{g0} értékét helyettesítve (33b)-be lesz:

$$V : V_0 = N_{g0}^2 : N_g^2, \quad \text{ha} \quad N_g > N_{g0},$$

de láttuk, hogy

$$V = V_0, \quad \text{ha} \quad N_g \leqq N_{g0}.$$

Valamely műszerben, pl. a mikroszkópban látott kép világossága tehát legfeljebb eléri a tárgy természetes világosságát, ha a nagyítás a normális nagyításnál kisebb, vagy vele egyenlő.

[1] $\frac{\sin^2 U}{\sin^2 U'}=\frac{n'^2}{n^2}\frac{ds'}{ds}$ és minthogy a kép levegőben keletkezik, $n'=1$, $\frac{\sin^2 U}{\sin^2 U'}=\frac{1}{n^2}\frac{ds'}{ds}=\frac{1}{n^2}N_g^2$.

Ha a nagyítás a normálisnál nagyobb, akkor állandó numerikus apertura mellett a kép világossága a nagyítás négyzetével (a felületi nagyítással) fordítva arányos. A következő kis táblázatban a (33*b*) alapján össze vannak állítva az N_g nagyítás értékei, melyek a numerikus apertura és a $V < V_0$ világosság különböző értékeihez tartoznak. Az értékek $r_{sz} = 1{\cdot}5$ mm és $l =$ 250 mm-re vonatkoznak.

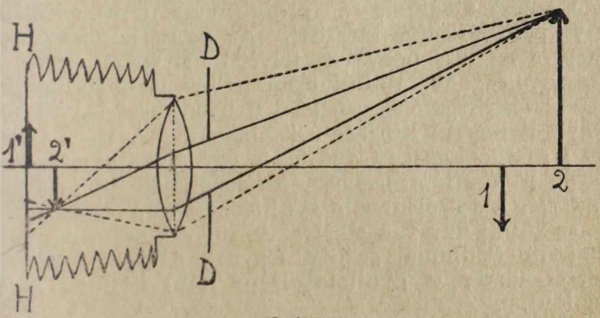
	$V = V_0$	$V = \frac{1}{4}V_0$	$V = \frac{1}{9}V_0$	$V = \frac{1}{16}V_0$
a = 0,5	83,3	166,7	250,0	333,3
1,0	166,7	333,3	500,0	666,7
1,5	250,0	500,0	750,0	1000,0

Ha a fényforrást, a tárgyat egy ívpercnél kisebb szög alatt látjuk, pontszerűnek nevezzük és ekkor a retinán keletkező képe a sárgafolt egyetlen csapocskájára vagy annak csak egy részére terjeszkedik ki. A retinának egy ilyen egyetlen eleme mintegy összegezi az őt érő ingereket. Ezért egy kisebb részén létesített erősebb megvilágítás aequivalens lehet egy nagyobb részére kiterjedő gyengébb megvilágítással. Különböző megvilágítások tehát ugyanazt az ingert létesíthetik, ezért a *szubjektiv világosság* ebben az esetben nem a retinán keletkező kép megvilágításától, hanem az egy elemre eső, vagyis a *szembe kerülő összes fény mennyiségétől fog függeni.* A pontszerű fényforrásból a szembe kerülő összes fény mennyisége, vagyis a fényforrás természetes világossága pedig arányos a pupilla nyílásával és fordítva arányos a fényforrásnak a szemtől számított távolságának a négyzetével.

Ha a pontszerű fényforrást egy optikai műszeren, pl. távcsövön keresztül szemléljük, akkor a műszer belépési pupillája veszi át a szem pupillájának a szerepét. Ha a műszer kilépési pupillája a szem pupillájánál kisebb, akkor a műszer *B*-pupillájára eső egész fénymennyiség a szembe kerül. A műszer használata tehát ekkor mintegy megnagyítja szemünk pupilláját és a milyen arányban nagyobb a műszer *B*-pupillája szemünk pupillájánál, olyan arányban növekedik a pontszerű fényforrás, pl. egy csillag távcsőben látható képének szubjektív világossága viszonyítva természetes világosságához.

A csillagok háttere, az égboltozat egy kiterjedt fényforrás. Egy távcsövön keresztül szemlélve tehát a világossága legfeljebb egyenlő a természetes világosságával, a míg a nagyítás a normálison alul marad. Ezzel szemben a csillagok világossága a műszerben megnövekszik. Távcsövön keresztül nézve tehát a csillagok és hátterük között a világosságbeli ellentét (a kontraszt) megnövekedik, a csillagok esetleg nappal is könnyen felismerhetők lesznek.

54. A fényképező-készülék. A lencsék legegyszerűbb alkalmazásainak egyike a *fényképező-készülék.* A fényképező-lencse általában nagyobb kiterjedésű tárgyról kicsinyített, fordított és valódi képet ad a tengelyére merőlegesen felállított fényérzékeny lemezen, vagy a homályos üvegen. Gondoskodni kell természetesen arról is, hogy a fény más úton, mint a lencsén keresztül ne kerülhessen a fényérzékeny lemezre. A lencse és a fényérzékeny lemez távolsága változtatható és ezt a távolságot, k-t (15) értelmében a szerint választjuk meg, hogy mennyire (t) van a lencse előtt a fényképezendő tárgy. Általában kicsinyített képek készítéséről van szó, a tárgy helyzete a lencse előtt a végtelentől legfeljebb a kettős gyujtótávolságig változhat. A fényérzékeny lemez helyzete a lencséhez képest tehát az egyszeres gyujtótávolságtól legfeljebb a kétszeres gyujtótávolságig kell, hogy változtatható legyen. Ha a homályos üveg egy bizonyos t tárgytávolságra van beállítva, akkor oly tárgypontok képei, mely tárgypontok valamivel nagyobb, $t' > t$, vagy kisebb, $t'' < t$ távolságra vannak a lencse előtt mint t, nem mint pontok jelennek meg a homályos üvegen, hanem mint kis körfelületek. Ha azonban ezeknek átmérője egy bizonyos határon alul marad, akkor azokat még mint pontokat látjuk. Ha pl. a t előtt és mögött a $t'—t''$ távolsági közben lévő tárgypontok képeinek átmérője mind a megengedett határon alul marad, akkor a $t'—t''$ mélységben lévő tárgyakat mind jól leképezi a lencse. A lencsének van egy bizonyos mélységbeli élessége, melynek mértéke $t'—t''$. Ez fokozható, ha kicsiny d átmérőjű D diafragmát alkalmazunk és ezáltal a lencse $\frac{d}{f}$ nyilását csökkentjük. Ha a H homályos üveget (73. ábra) az 1 tárgyra állítjuk be, akkor a 2 tárgypontjaiból kiinduló sugarak csak a 2' képpontjaiban történt metszésük után érik a homályos üveget. 2-nek a homályos üvegen keletkező képe annál nagyobb átmérőjű lesz, mennél nagyobb a leképezést közvetítő 2-ből kiinduló fénykúp nyílása. Ez diafragma alkalmazásával kisebbíthető és ezáltal 2-nek a homályos üvegen keletkező képe élességben nyer. Természetesen egyidejűleg világosságban veszít.



73. ábra.

Ha s a megengedett átmérő, pl. $s = 0{\cdot}01$ cm. és v a lencse nyílását jellemző szám, $\frac{d}{f} = \frac{1}{v}$, akkor

$$t' = \frac{tf^2}{f^2 + sv(f - t)}, \quad t'' = \frac{tf^2}{f^2 - sv(f - t)}.$$

A következő kis táblázatban össze van állítva egy 15 cm. gyujtótávolságú lencse mélységbeli élessége, ha a megengedett átmérő $s = 0{\cdot}01$ cm, néhány különböző nyílás és $t = 3$ m beállítási távolságra vonatkozólag.

	$\frac{f}{d} =$ 4·5	6·8	11	15·5	31
$t = 3$ m	$t' =$ 3·18 m	3·28 m	3·49 m	3·73 m	4·94 m
	$t'' =$ 2·84 „	2·76 „	2·63 „	2·51 „	2·15 „

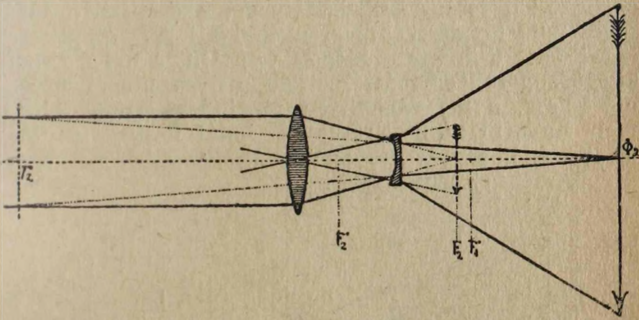
A fényképező-lencsénél nagy kiterjedésű tárgyaknak leképezéséről van szó oly sugárnyalábokkal, melyek a tengelylyel nagyobb szögeket zárnak be, de melyeknek a nyílása nem nagy. Az elkerülendő leképezési hibákról a 29. pontban volt szó.

55. A teleobjektív. A tárgytávolság a lencse gyujtótávolságával egyetemben (7*c*) értelmében megszabja a kép méreteit. Nagyobb méretű képet valamely tárgyról csak úgy készíthetünk, ha kisebbítjük a tárgytávolságot, vagy nagyobbítjuk a gyujtótávolságot. A tárgytávolság megfelelő kisebbítése néha lehetetlen, néha nagy kényelmetlenséggel jár, a nagy gyujtótávolságú lencse alkalmazása pedig nagyon megnöveli a fényképező-készülék méreteit. Az ú. n. teleobjektívek lehetővé teszik, hogy a felvétel helyének, vagyis a tárgytávolságnak változtatása nélkül is a közönséges méretű fényképező-készülékkel a tárgyakról lényegesen nagyított méretű képeket készíthessünk. A teleobjektív egy f gyujtótávolságú gyüjtő- s egy abszolut értékben kisebb f' gyujtótávolságú szórólencséből álló lencserendszer. A szórólencse, a gyüjtőlencse és a fényképezőlemez között úgy van elhelyezve, hogy a két lencse optikai intervalluma pozitív legyen. Akkor az eredő lencserendszer φ gyujtótávolsága [(19) formula a — oldalon],

$$\varphi = -\frac{ff'}{\Delta}$$

pozitív lesz, mivel f' negatív. Látható, hogy φ értéke Δ változtatásával igen tág határok között változtatható. Ha pl. egy adott távolságban lévő tárgyról 4-szer olyan nagy méretű képet akarunk késziteni, mint a milyent egy $f = 15$ cm.-es gyujtótávolságú gyüjtőlencse ad, akkor az ehhez szükséges $\varphi = 60$ cm. gyujtótávolságú lencserendszert úgy nyerhetjük, ha az $f = 15$ cm. gyujtótávolságú gyüjtőlencse mögött a gyüjtőlencséhez viszonyítva $\Delta = 1.5$ cm. optikai intervallumban elhelyezünk egy $f' = 6$ cm. gyujtótávolságú szórólencsét. Ekkor $\varphi = \frac{15 \times 6}{1 \cdot 5} = 60$ cm. A lencserendszer Φ_2 második gyujtópontja pedig, hol a fényképezőlemezt el kell helyezni, a szórólencse második gyujtópontjától (18) értelmében $a_2 = \frac{6 \times 6}{1 \cdot 5} = 24$ cm. távolságban, vagyis a szórólencse mögött kb. 18 cm távolságban van. A felemlített példa illusztrálására szolgál a 74. ábra. A párhuzamos sugarak, melyeket a gyüjtőlencse F_2-ben egyesitene, a szórólencse közbeiktatása folytán Φ_2-ben egyesülnek és ott négyszer olyan nagy méretű kép keletkezik. A kamera hosszúsága (a szórólencse és a lemez távolsága) alig valamivel, kb. 3 cm-rel lett nagyobb, mert a Γ_2 második fősik, (Φ_2-től $\varphi = 60$ cm távolságban) jóval (kb. 30 cm-rel) a lencserendszer előtt fekszik.

A teleobjektívet pl. ballon-felvételeknél, továbbá nehezen hozzáférhető, magas architektura-részletek,



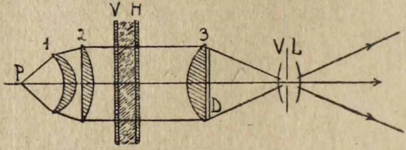
74. ábra.

vagy a szabadon élő vad, stb. fényképezésére használják.

56. A vetítő-készülék. A vetítő-készüléknél a megfordított esettel van dolgunk, mint a fényképező-készüléknél. Itten a cél kis tárgyakról nagyított és természetesen valódi és fordított képek előállítása. A tárgyat tehát a lencse előtt a gyujtópont és a kétszeres gyujtótávolságnak megfelelő pont között helyezzük el.

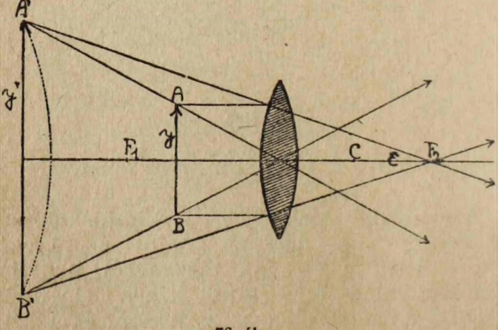
Ha diapozitívek (átlátszó képek) vetitéséről van szó, azokat kondenzor-lencsével meg kell világitani. A 75. ábrában látható egy kondenzor-lencserendszer, mely három lencséből áll. A 2. és 3. lencse plankonvex és domború oldalaikkal egymásfelé fordulnak. A 2.

és 3. lencse között, a hol a *P* fényforrásból, pl. egy elektromos ívlámpából kiinduló fénysugarak párhuzamosan haladnak, van a planparallel üvegfalakkal határolt, vízzel telt hűtő edény, mely elnyeli a felesleges



75. ábra.

hősugarakat és így megakadályozza a diapozitív túlságos felmelegedését és megrongálódását. A *D* diapozitív közvetlenül a *3*. lencse mögött van. Ott, a hol a *3*.-ból kilépő sugarak egymást metszik, helyezendő el a vetítő-lencse, a mi valamilyen fénvképező-lencse lehet, mely ha nem szimmetrikus, a hátát fordítja a diapozitív felé, vagyis azt az oldalát, mely közönségesen a fényérzékeny lemez felé néz.



76. ábra.

57. Az egyszerű nagyító. A nagyító legegyszerűbb alakjában egy közönséges gyűjtőlencse. Az $\overline{AB}$ tárgyat, melyet nagyítva akarunk látni, az F_1 gyujtópont és a lencse között helyezzük el (76. ábra). Akkor $A'B'$-ben egy nagyított egyenesállású virtuális képet kapunk.

Ha szemünket az F_2 gyujtóponttól ε távolságra C-ben helyezzük el, a nagyitás (26) és (29) értelmében:

$$N_g = \frac{\Delta_k + \varepsilon}{f},$$

illetve

$$N_l = \frac{l}{f}\left(1 + \frac{\varepsilon}{\Delta_k}\right),$$

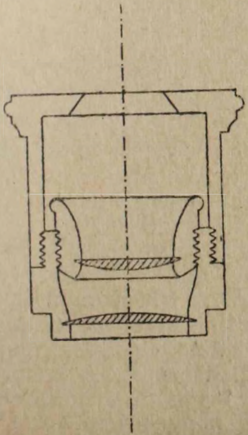
a hol $l = 25$ cm a tiszta látás távolsága. A nagyitót úgy szoktuk használni, hogy $\Delta_k = l$ legyen, vagyis a kép a tiszta látás távolságában keletkezzék. Ekkor a műszer nagyitása, N_l egyenlő az N_g geometriai nagyítással,

$$N_g = N_l = \frac{l + \varepsilon}{f}.$$

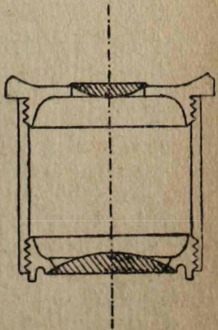
Ha f nem nagyon kicsiny, akkor, ha szemünket közvetlen a nagyitó mögött helyezzük el, ε-t egyenlőnek vehetjük f-el. A nagyitás akkor maximális lesz:

$$N_g = N_l = \frac{l}{f} + 1.$$

Egy lencse helyett gyakran több lencséből álló rendszert használnak. Ezek eredő gyujtótávolságára vonatkozólag l. a 20. pontot. A 77. ábrában látható a Frauenhofer-féle és a 78. ábrában a Wilson-féle nagyitó.

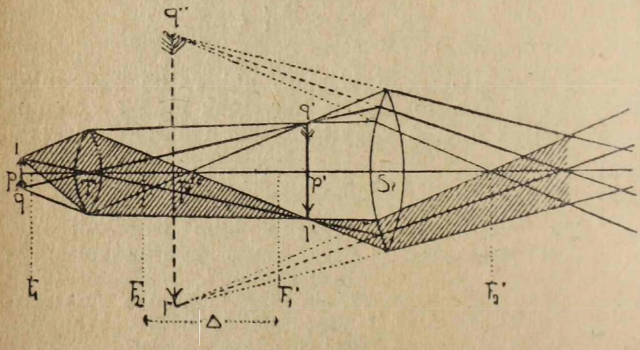


77. ábra.



78. ábra.

58. A mikroszkóp. A mikroszkóp ugyanazt a célt szolgálja, mint a közönséges nagyító, hogy t. i. kis tárgyakat a tiszta látás távolságában megnagyított látószöggel tárjon szemünk elé. A közönséges nagyitó, ha több lencséből van is összetéve, a kép helyzetét és nagyságát illető hatásában mindig helyettesithető egy egyetlen gyüjtőlencsével. A mikroszkóp lencserendszere nem helyettesíthető a fentemlitett hatás szempontjából sem egy egyetlen gyüjtőlencsével, hanem helyettesíthető igen is két egymástól egy bizonyos optikai intervallum által elválasztott lencsével. E két lencse



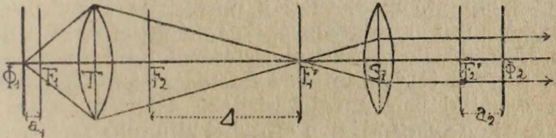
79. ábra.

közül azt, a melyik a leképezendő tárgy felé fordul és a melyik mindig gyüjtőlencse, tárgylencsének, a másikat, mely szórólencse is lehet, szemlencsének nevezzük. A 79. ábrában látható sematikusan a mikroszkóp berendezése. *T* a tárgylencse, *Sz* a szemlencse. A valóságban természetesen úgy az egyik, mint a másik egy több lencséből álló lencserendszer. A leképezendő lpq tárgyat a tárgylencse F_1 gyujtópontján kívül, de annak közelében helyezzük el. A tárgylencse előállítja róla az $l'p'q'$ nagyitott, fordított, valódi képet. A szemlencse úgy van elhelyezve, hogy $l'p'q'$ a szemlencse F'_1 gyujtópontján belül essen úgy, hogy a szemlencsével, mint közönséges nagyítóval nézzük az $l'p'q'$ tárgyat, melyről a szemlencse az $l''p''q''$ nagyított, virtuális és egyenesállású képet állítja elő. A két lencse optikai intervalluma, Δ pozitív. Legyen a tárgylencse gyujtótávolsága f, a szemlencséé f'. A két lencséből álló eredő rendszer gyujtótávolsága (19) értelmében

$$\varphi = -\frac{ff'}{\Delta}. \qquad (33c)$$

Ha a szemlencse f' gyujtótávolsága is pozitív, akkor φ negatív. Az eredő rendszer Φ_1, illetve Φ_2 gyujtópontjainak F_1 illetve F_2'-től való a_1 illetve a_2 távolsága (18) szerint

$$a_1 = \frac{f^2}{\Delta} \quad \text{és} \quad a_2 = \frac{f'^2}{\Delta}.$$



80. ábra.

Ezek mindig pozitívok, ha Δ pozitív. (Lásd 80. ábrát.) Az eredő rendszer gyujtótávolsága ugyan negatív, azért a rendszer mégsem helyettesíthető egy egyetlen szórólencsével, a mi már abból is látható, hogy a rendszer valódi tárgyakról valódi képeket is adhat.

Láttuk, hogy a közönséges nagyító nagyítása gyujtótávolságával fordítva arányos. A gyujtótávolság csökkentésével tehát teoretikusan bármilyen mértékű nagyítás elérhető volna. A gyujtótávolság csökkentésének azonban vannak a kicsiny lencsék előállításával járó nehézségek által megszabott praktikus határai. Ha azonban két lencséből álló rendszert veszünk, akkor mint φ-nek fenti kifejezéséből látható, e rendszer gyujtótávolsága a két lencse optikai intervallumának nagyobbításával tetszés szerint csökkenthető. Mindazonáltal nemcsak ez, hanem főleg egy egészen más körülmény biztosítja a tárgy- és szemlencséből összetett mikroszkóp fölényét az egyszerű nagyítóval szemben, nevezetesen az, hogy általa elérhető egy a mikroszkóp φ gyujtótávolságához képest nem kicsi méretü felületdarab pontszerű leképezése nagy nyílású nyalábok közvetítésével. A 21. és 26. pontban már említettük, hogy egy a lencse gyujtótávolságához képest nem kis méretű felületdarab pontszerű leképezése nagy nyílású sugárnyalábokkal nem lehetséges, mert nagy nyílású nyalábok, melyeknek tengelyei a lencse tengelyével nagy szögeket zárnak be, nem egyesíthetők egy pontban. Leképezhető azonban egy lencsével vagy egy a lencse gyujtótávolságához képest kis méretű felületdarab nagy nyílású nyalábokkal, vagy pedig egy nagyobb felület kicsiny nyílású nyalábokkal, melyeknek tengelyei azonban a lencse tengelyével nagyobb szögeket zárnak be. Az egyszerű nagyítóval tehát vagy az egyik feladat oldható meg, vagy a másik, de a kettő együtt nem. A mint a mikroszkópikus képkeletkezés A b b e-féle elméletének rövid ismertetésénél látni fogjuk, ahhoz, hogy a tárgy bizonyos finomságú részletei a képben egyáltalában megjelenjenek, szükséges, hogy a mikroszkóp aperturája, a tárgyból kiinduló széttartó sugárnyaláb nyílása egy bizonyos nagyságot elérjen. Másrészt, hogy a bizonyos finomságú részleteket szemünk korlátolt felbontó képessége mellett meglássuk, kell, hogy azokat egy bizonyos látószög alatt lássuk, kell tehát, hogy a kép nagy kiterjedésű legyen, a mi csak oly nyalábokkal érhető el, melyeknek tengelyei a rendszer tengelyével nagyobb szögeket zárnak be. Ezek a nyalábok azonban a tiszta látás távolságát és a szem pupillájának átmérőjét tekintetbe véve kicsiny nyílásúak lehetnek. A mikroszkópban a két feladat megoszlik a tárgy- és a szemlencse között és ezáltal egyenként megoldható.

A tárgylencse a tárgynak egy a tárgylencse f gyujtótávolságához képest kicsiny méretű darabját nagy nyílású nyalábokkal képezi le. Ez a darab azonban nem szükségképen kicsiny az egész mikroszkóp $\varphi < f$ gyujtótávolságához képest. Erről a nagyított valódi képről, mint tárgyról ad a pozitív szemlencse keskeny, de széttartó tengelyű nyalábok közvetítésével tovább megnagyított virtuális képet. A kép minősége, a finom részleteiben a tárgyhoz való hasonlósága szempontjából, továbbá a leképezendő tárgy nagysága szempontjából fontos követelmények egyidejűleg tehát csakis a fentjelzett, a tárgy- és szemlencse között létesített munkamegosztás mellett teljesíthetők. Ezzel párhuzamosan természetesen a nagyítás munkája is megoszlik a két lencse között, mert a tárgylencse által megnagyított képet a szemlencse tovább nagyítja. A fő előnye az összetett mikroszkópnak az egyszerű nagyítóval szemben azonban abban áll, hogy optikai teljesítőképessége egy ugyanoly nagyítású egyszerű nagyítóéhoz képest mennyiségileg és minőségileg fokozott, mert egy nagyobb felületdarabot tökéletesebben képez le.

Néhány más, a lényeget kevésbbé érintő előny is származik abból, hogy két egymástól bizonyos távolságban lévő lencserendszerből van a mikroszkóp összetéve. Ezáltal pl. a tárgy a mikroszkóptubus hosszúságánál messzebbre kerül az észlelő szemétől, a mi a megfigyeléssel járó kényelmetlenségeket csökkenti. De nemcsak az észlelő szemétől, hanem a tárgylencsétől is nagyobb távolságban helyezhető el a tárgy az összetett mikroszkópnál.

A két gyüjtőlencserendszerből összetett mikroszkópnál a tárgylencse valódi képet ad a szemlencse előtt. Ezen a valódi képen méréseket eszközölhetünk, akár egy fonálkereszt segítségével, akár pedig egy átlátszó skála segítségével. A kimérés úgy történhetik, hogy a fonálkeresztet egy mikrométercsavarral eltoljuk a kép mentén, vagy pedig a tárgyat helyezzük egy mikrométercsavarral eltolható szánkára és azt toljuk el lemérhető darabbal. További előnye a valódi képnek, hogy fényképező-lemezen is rögzíthető.

59. **A mikroszkóp nagyítása.** A mikroszkóp nagyítása, ha szemünket a mikroszkóp hátsó Φ_2 gyujtópontjában helyezzük el és a kép a tiszta látás távolságában keletkezik, a (29*b*), (30) és (33*c*) formulák szerint

$$N_g = N_l = \frac{l}{\varphi} = \frac{l\Delta}{ff'} \cdot$$

A közönséges nagyító gyanánt használt tárgylencse nagyítása $\frac{l}{f}\cdot$ A mikroszkóp nagyítása tehát egyenlő a tárgylencse nagyítása szorozva $\frac{\Delta}{f'}$-vel. A $\frac{\Delta}{f'}$ tényezőt Abbe az okulárlencse erősségének nevezte, ennyiszer nagyobb az egész mikroszkóp nagyító hatása viszonyítva a tárgylencse nagyító hatásához. Látható, hogy a Δ optikai intervallumnak, a mikroszkóp tubushosszúságának minő befolyása van a mikroszkóp nagyítására. Ugyanazon tárgy- és szemlencse használata mellett a nagyítás fokozható a tubus kihúzásával. A nagyítás formulája természetesen a következő alakba is írható:

$$N_l = \frac{\Delta}{f} \cdot \frac{l}{f'},$$

a hol $\frac{\Delta}{f}$ a tárgylencsének a $k = \Delta + f$ képtávolsághoz tartozó geometriai nagyítása, $\frac{l}{f'}$ pedig a közönséges nagyító gyanánt használt szemlencse nagyítása.

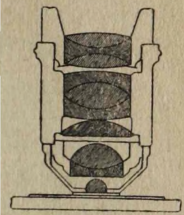
60. A mikroszkópikus kép világossága. Az újabb szerkesztésű tárgylencséknél, melyeknek legelső lencséje (81. ábra) félgömbalakú, az apertura meghatározó diafragma a legelső lencse sík lapjába esik. A beesési pupilla távolsága a szemlencsétől ekkor végtelennek vehető és a kilépési pupilla a szemlencse hátsó gyujtópontjába, mindenesetre tehát szemünk számára jól hozzáférhető helyre kerül. Ha a szem pupillája egybeesik a kilépési pupillával, akkor a mikroszkópban keletkező kép V világossága, mint (33b)-ben láttuk:

$$V = V_0 \frac{l^2 a^2}{r_{sz}^2 N_g^2}.$$

Fontos, hogy a kép világossága az aperturán kívül az N_g nagyítás által van megszabva, de függetlenül attól, hogy az N_g nagyítás hogyan tevődik össze f, f' és Δ-ból.

61. A mikroszkóp tárgylencséje. Ösmertettük a mikroszkóp tárgylencséjének és szemlencséjének különböző leképezési feladatait és a 26.—32. pontokban röviden vázoltuk a módokat, a hogyan e két különböző jellegű leképezés alkalmával felmerülő leképezési hibák elkerülhetők. E hibák elkerülése, különösen a tárgylencsénél a szférikus aberráció kiküszöbölése, a sinus-

tétel kielégítése és a chromatikus hibák megszünte-
se igen bonyolult lencserendszerekre vezetett. A 81. rában látható egy Abbe által szerkesztett tárgy-
lcse keresztmetszete kb. kétszeres na-
itásban. A legalsó ú. n. homloklencse gömbalakú. Az egész tárgylencse ujtótávolsága 2 mm. Ez a lencse egy n. immerziós tárgylencse, melynél a gömbalakú homloklencse és a tárgyat ödő vékony üveglemez közötti teret y folyadékcseppel töltjük ki, mely-
k törésmutatója közel egyenlő a mloklencse és fedőlemez törésmutató-
val. Ha a homloklencse, fedőlemez

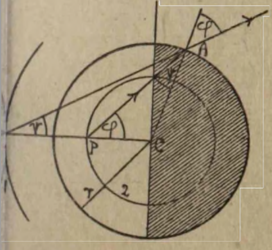


81. ábra.

immerziós folyadék törésmutatója egészen egyenlő, mogén immerzióról beszélünk. Ennek létesitésére drusolajat használunk, melynek törésmutatója sárga nyre vonatkozólag $n = 1{\cdot}515$. Homogén immerzióval félgömbalakú homloklencse leképezése bizonyos ntra vonatkozólag aplanatikus, mint arra Amici ámutatott. Egy r sugarú és $n > 1$ törésmutatójú, le-
gőben lévő gömb P pontjából (82. ábra) kiinduló garak, ha P-nek távolsága a gömb C középpontjától

, a gömb felületén létrejött törés után úgy haladnak,

intha a C-től rn távolságra levő B pontból indultak volna ki. A CPA és CAB háromszögek hasonlóságából következik ugyanis, hogy bár-
mely két egymáshoz tartozó φ és ψ értékre vonatkozólag

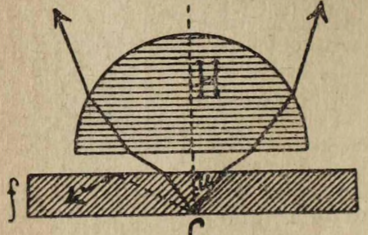


82. ábra.

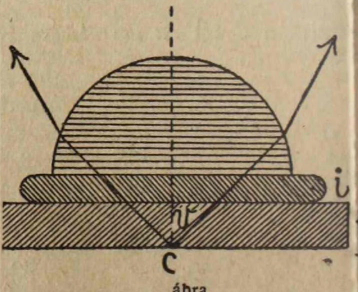
$$\frac{\sin\varphi}{\sin\psi} = n,$$

a hogy annak a törés tör-
vénye értelmében lenni kell. Azonkívül a P-n, illetve a B-n keresztül menő konju-
ált sugarak és a tengely által bezárt hajlásszögek gyancsak φ, illetve ψ-vel lévén egyenlők, ezek sinu-
ainak viszonya is állandó, vagyis a sinus-feltétel is

ki van elégítve ; a *P* és a *B* pont egy aplanatikus pont párt alkotnak. A *P*-ből kiinduló nagynyilású sugár nyaláb nyílását ily módon a homloklencse aberrációmentesen kisebbíti. A homogén immerzió további előnye a numerikus apertura lényeges növelése. Azoknál a tárgylencséknél, melyeknél a *H* homloklencse (83. ábra) és a mikroszkópikus tárgyat fedő *f* lemez között levegő van, az ú. n. száraz rendszerű tárgylencséknél a numerikus apertura értéke, minthogy levegőben $n = 1$, legfeljebb 1,0 lehet, ha a sugárnyaláb nyílása 180°, tényleg azonban ennél is valamivel kisebb, 0,95. Száraz rendszerű tárgylencséknél ugyanis, még ha a fedőlemezben haladó széttartó nyaláb nyílása meg is közelíti a 180°-ot a levegő határán létrejövő teljes visszaverődés a numerikus aperturát a 83. ábra szerint lecsökkenti 1,0-ra. Homogén immerzió alkalmazásával azonban a numerikus apertura a 84-ik ábra szerint könnyen 1,35—1,40-ig fokozható. Hogy a numerikus apertura növelése előnyösen befolyásolja a mikroszkópikus kép világosságát, arról már volt szó ; hasonlóképen jeleztük a numerikus apertura jelentőségét a kép minősége, finom részleteiben a tárgyhoz való hasonlósága szempontjából.



83. ábra.

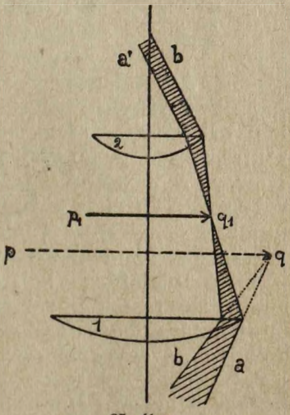


ábra.

A száraz rendszerű tárgylencséknél a fedőlemez és a homloklencse síklapjain fellépő részleges visszaverődés folytán előálló fényveszteség csökken immerzió alkalmazása esetén, sőt homogén immerzió alkalmazával egészen elesik. Ugyanakkor a numerikus apertura nagyítás mellett is tehát az immerziós rendszerű rgylencsék világosabb képet nyujtanak.

62. **A mikroszkóp szemlencséje.** A mikroszkóp emlencséje legtöbbször két lencséből álló rendszer. inthogy a szemlencsén áthaladó sugárnyalábok kesnyek, a szférikus aberráció korrigálása nem oly nyes, mint a tárgylencsénél. A szemlencsénél a chroatikus hibák elkerülése mellett, a ferdén beeső nyabok asztigmatizmusának megszűntetése és az orthokópikus leképezés fontos.

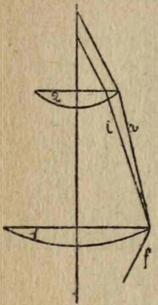
Az összetett szemlencsének két típusa használatos ltalában. Mindkettő két yüjtőlencséből áll. Az egyik Ramsden-féle, a másik a uygens-féle szemlencse. A amsden-féle szemlencserendszernél a két lencse optkai intervalluma, Δ úgy van egválasztva, hogy az eredő ndszer első gyujtópontja, a elynek közelében helyezendő a tárgylencse által előállítt kép, a rendszer elé essék. záltal pl. a kép mikrometkus kimérése könnyebben zközölhető, mint a Huyens-féle szemlencserendernél, melynek eredő első yujtópontja a két lencse özé esik, melynél tehát a rgylencse által előállított pq kép (85. ábra) csak mint irtuális tárgy szerepel, mert még mielőtt e kép létrenne, vagyis még mielőtt a képet alkotó sugarak egyást pl. q-ban metszenék, a Huygens-féle szemncse első gyüjtőlencséjére esnek.



85. ábra.

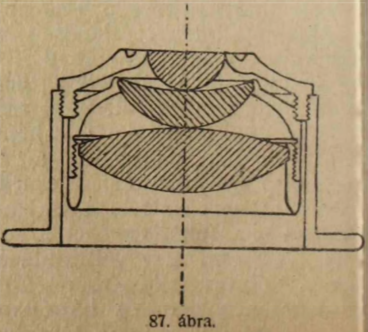
A Huygens-féle szemlencsénél a mikrometerkálát, vagy fonálkeresztet a $p_1 q_1$ síkban kell elhezni. A szemlencse változtatásával változik természesen a mikrometrikus mérés állandója is. Ezenkívül e emlencsének némileg hátránya, hogy a kimérendő q_1 kép kisebb, mint a tárgylencse által előállitott pq

kép. Ezzel szemben a látótér megnagyobbodik. A q_1 ben egymást metsző sugarak közül aa' az 1 lencsében közelebb a lencse széléhez, a 2-ben a lencse tengelyéhez közelebb halad, a bb sugár megfordítva. Ezáltal a szférikus aberráció kiküszöbölhető. Az 1 lencsére eső f fénysugárból (86. ábra) kiváló ibolyaszínű sugár az eredeti irányból jobban eltérítve a 2 lencsét a tengelyhez közelebb éri mint a v vörös sugár. A 2 lencse viszont a kisebb törőszögű részén áthaladó i-t téríti el kevésbbé, mint v-t. A 2-ből i és v párhuzamosan lépnek ki a távolba akkommodált szemben fehér fénynyé egyesülnek és ily módon csökkenthető a chromatikus aberráció.

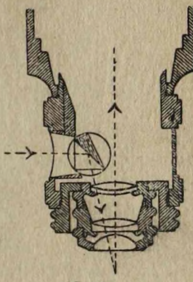


86. ábra.

63. A kondenzor. A mikroszkópban vizsgált tárgyakat áteső fényben nézzük, a minek a mikroszkópikus kép keletkezése szempontjából való fontosságáról később lesz szó. A tárgyak megvilágítására szolgál a kondenzor. A kondenzor feladata, hogy rendelkezésre bocsássa mindazokat a sugarakat, melyek a tárgylencse numerikus aperturájának teljes kihasználásához szükségesek. A kondenzornak tehát egy nagyon erősen összetartó nyalábbal kell a tárgyat megvilágítania. A kondenzor ennek következtében úgy van szerkesztve, mint a tárgylencserendszer, de a beeső fény irányában haladva az egyes lencsék sorrendje fordított, mint a tárgylencsénél. A kondenzor a tárgyat hordozó asztalka alatt van elhelyezve és a tárgylemezzel épp úgy összeköthető egy folyadékcsepp közvetítésével, mint az immerziós tárgylencsék a fedőlemezzel. Minthogy a tárgylemezek általában vastagabbak, mint a fedőlemezek, a kondenzor gyujtótávolsága


87. ábra.

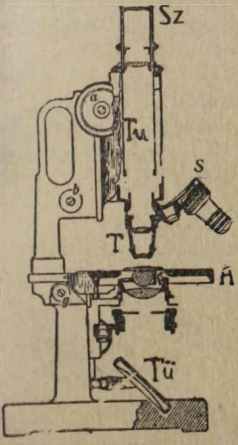
általában nagyobb, mint a tárgylencséé. A 87. ábrában látható egy Abbe-féle kondenzor, melynek numerikus aperturája 1.40. A kondenzorok aperturája egy iriszszel tág határok között változtatható.



88. ábra.

Átlátszatlan tárgyak, pl. metallografiai készítmények vizsgálata áteső fényben nem lehetséges, viszont az általuk szétszórtan visszavert fény erőssége nem elég nagy. Ily tárgyak felületén erős megvilágítást kell létrehozni, hogy a mikroszkópban jól láthatók legyenek. Erre szolgál a vertikális illuminátor, egy teljes visszaverődésű prizma, mely a tárgylencse fölé helyezve (88. ábra) a tárgyat egy oldaltálló fényforrás fényével világítja meg. Az úgynevezett sötét látóterű megvilágításról később lesz szó.

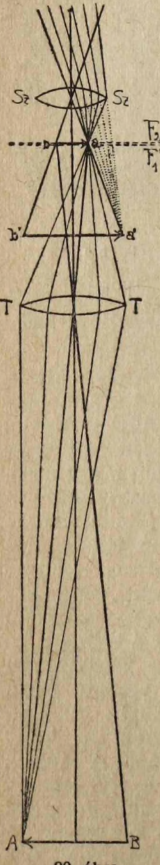
64. A mikroszkóp-állvány. A mikroszkóp egyes alkatrészeinek elhelyezését a mikroszkóp-állványon a 89. ábra mutatja. A *Tu* tubus felső végén van az *Sz* szemlencse, alsó végén a T_1 tárgylencse. A tubus hosszúsága különböző, a Zeiss-féle mikroszkópoknál 160 mm. A tubus alsó végén egy *S* revolverszerű berendezés van, melynek segítségével gyorsan különböző erősségű tárgylencséket lehet a tubus alsó végébe helyezni. Az *A* asztalkán helyezzük el a tárgylemez és a fedőlemez közé zárt tárgyat, melyet áteső fénynyel a kondenzor világít meg. A tubus mikrometercsavar segélyével süllyeszthető és emelhető. A megvilágító fényforrás fényét a *Tü* tükör vetíti a kondenzorba.



89. ábra.

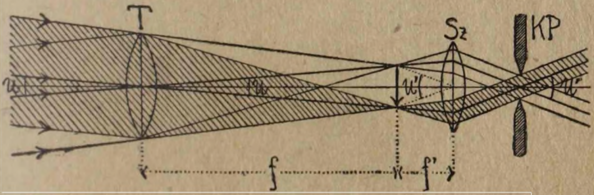
A fényforrás az átvilágítandó tárgy természete szerint különböző lehet, napfény, ívlámpa, izzólámpa, stb.

65. A távcső. A távcső, mint a neve is mutatja, a nagyon messze, az ú. n. végtelenben fekvő tárgyak szemlélésére való. Ezeket a tárgyakat puszta szemmel nagyon kis látószög alatt látjuk, a távcső a látószöget megnyitja. A távcső, éppúgy, mint az összetett mikroszkóp, egy tárgylencséből és egy szemlencséből áll, mely utóbbi gyüjtőlencse is és szórólencse is lehet. A 90. ábrában látható a kép kelctkezése egy gyüjtő szemlencsével ellátott c s i l l a g á s z a t i távcsőben. A távoli (végtelenben lévő) $\overline{AB}$ tárgyról a tárgylencse valódi, fordított, kicsinyített $\overline{ab}$ képet ad az F_2 gyujtósíkjában. Ez a valódi kép a szemlencse F_1' gyujtósíkja mögé esik és akkor a szemlencse az $\overline{ab}$ képről, mint tárgyról, az $\overline{a'b'}$ virtuális, nagyitott és egyenesállású képet adja. A szemlencse tehát mint közönséges nagyító szerepel. Végeredményben a csillagászati távcső tehát fordított képeket ad. Ha szemünk a végtelenre akkommodál, $\overline{a'b'}$-nek a végtelenben kell keletkeznie, ekkor F_2 egybeesik F_1'-vel, a tárgylencse és a szemlencse együtt egy teleszkópikus rendszert alkot (20. pont), a két lencse o p t i k a i i n t e r v a l l u m a, $\Delta = 0$. Ekkor az eredő rendszer gyujtótávolsága végtelen nagy, a tárgy is a végtelenben van és a kép is. A távcső tárgylencséjére eső nyalábok párhuzamosak és a szemlencséből kilépő nyalábok ugyancsak. A párhuzamos nyalábok útját a 91. ábra illusztrálja. A távcsőnél a tárgylencse foglalata alkotja a belépési pupillát, a kilépési pupilla tehát ennek a foglalatnak a szemlenese által előállított valódi



90. ábra.

képe. Minthogy a tárgylencse gyujtótávolsága nagyobb, mint a szemlencséé, ez a kép kicsinyített. A kilépési pupilla, mint kicsinyített valódi kép, egy kis világos kör-felület alakjában jelentkezik a szemlencse mögött. Ezt okulárkörnek is nevezik, mert az észlelő szemét oda kell helyezni. Ennek megkönnyitése céljából a szemlencse mögött egy kis diafragmát alkalmazunk, melylyel a kilépési pupilla helyét a szem számára megjelöljük. Ez általában egy kis darabbal a szemlencse második F'_2 gyujtópontja mögött fekszik. De ha a távcső tárgylencséjének gyujtótávolsága nagyon nagy a szemlencse gyujtótávolságához képest (ha a nagyítás nagy), akkor az okulárkör egybeesik F'_2-vel. Ha a szemet is tekintetbe veszszük, akkor a tárgylencse foglalata csak addig alkotja a belépési pupillát, míg a K-pupilla kisebb (vagy egyenlő), mint a szem pupillája (míg a na-



91. ábra.

gyítás nagyobb a normálisnál). Ha a szem pupillája a távcső kilépési pupillájánál kisebb, akkor a távcső + szem nyílására vonatkozólag ez lesz mértékadó és a távcső B-pupillája nem a tárgylencse foglalata, hanem a szem pupillájának a távcső által előállított képe lesz.

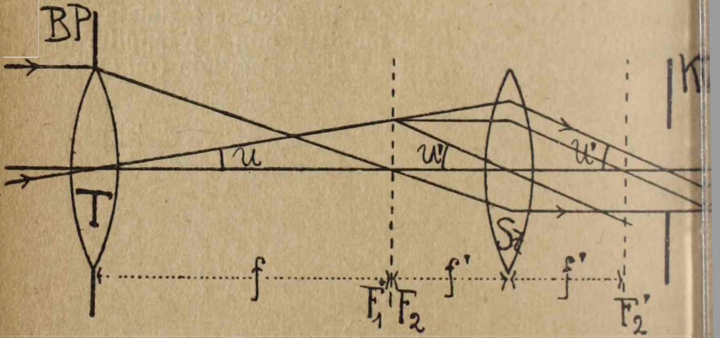
66. A távcső nagyítása és a kép világossága. Nyilván u' az a látószög (92. ábra), mely alatt az okulárkör középpontjából a végtelenben lévő képet látjuk, u pedig az a látószög, mely alatt a végtelenben lévő tárgyat távcső nélkül látjuk. A tárgy is, a kép is a végtelenben lévén, a műszer nagyításának (24) alatti

$$N = \frac{\operatorname{tg} u'}{\operatorname{tg} u}$$

kifejezése egészen egyértelmű. Mint a 92. ábrából látható,

$$N = \frac{f}{f'}.$$

A teleszkópikus rendszernél, mint említettük, egy beeső párhuzamos nyalábnak egy kilépő párhuzamos nyaláb felel meg. Az ilyen konjugált párhuzamos nyalábok átmérőinek viszonya a geometriai nagyítás, N_g. Például N_g egyenlő a KP sugara osztva a tárgylencse



92. ábra.

foglalatának, vagyis a BP-nek a sugarával. Mint ugyancsak a 92-ik ábrából látható,

$$N_g = \frac{f'}{f} = \frac{r_K}{r_B},$$

a hol r_K a kilépési pupilla, r_B a belépési pupilla, vagyis a tárgylencse foglalatjának sugara, tehát

$$N = \frac{1}{N_g} = \frac{r_B}{r_K}.$$

A távcső nagyításának érdekében tehát nagynak kell választani a tárgylencse gyujtótávolságát, f-t és a közönséges nagyitó módjára müködő szemlencse gyanánt erős nagyítású, vagyis kicsiny f' gyujtótávolságú lencsét kell választani. A távcső nagyítása, N kisérletileg könnyen meghatározható, ha az okulárkör, vagyis a kilépési pupilla sugarát mikrometrikusan megmérjük. A tárgylencse sugara osztva a kilépési pupilla sugarával, adja a távcső N nagyítását.

A kép világossága (33*a*) szerint

$$V = V_0 \frac{r_K^2}{r_{sz}^2},$$

a hol r_{sz} a szem pupillájának sugara. $N = \frac{r_B}{r_K}$ tekintetbevételével

$$V = V_0 \frac{r_B^2}{r_{sz}^2} \cdot \frac{1}{N^2}.$$

A távcső tehát akkor nagyit normálisan, ($V = V_0$), ha

$$N = \frac{r_B}{r_{sz}},$$

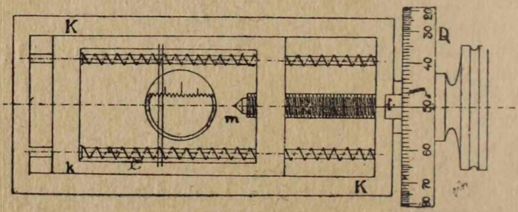
vagyis ha a nagyítás egyenlő a tárgylencse sugara osztva a szem pupillájának sugarával. Ha tehát azt akarjuk, hogy a távcső normálisan nagyítson, vagyis a képet a tárgy természetes világosságában lássuk, akkor a tárgylencse sugarát a szempupilla sugarához képest a nagyítás mértéke szerint kell növelni. Elvileg tehát bármely nagyítású kép előállítható a tárgy természetes világosságában.

A pontszerű fényforrások képének világosságáról már az 53. pontban szólottunk.

67. **A távcső tárgylencséje.** A távcsövek tárgylencséinél fontos a chromatikus és a szferikus aberráció megszüntetése. A távcső nagyítása érdekében nagynak kell választani a tárgylencse gyujtótávolságát és a kép világossága érdekében megfelelő nagynak a tárgylencse átmérőjét. Ez a csillagászatban óriási méretű konstrukciókhoz vezetett. A potsdami asztrofizikai obszervatórium kettős távcsövén a tárgylencsék átmérője 50 és 80 cm., mindkét tárgylencse gyujtótávolsága 12 m.

A kisebb átmérőjű tárgylencse látható fényre van achromatizálva, a nagyobb átmérőjű lencsén a fényképező-lemezre leginkább ható 400 és 450 $\mu\mu$ hullámhosszúságú sugarakra van a chromatikus aberráció megszüntetve. A fényképező tárgylencse azonkívül kiegészíthető egy korrigáló lencsével, melynek segítségével az is felhasználható szubjektív észlelésre. Még nagyobb pl. a chicagói egyetemen a Y e r k e s által adományozott távcső tárgylencséje, mely 101,6 cm. átmérőjű és 20 m. gyujtótávolságú.

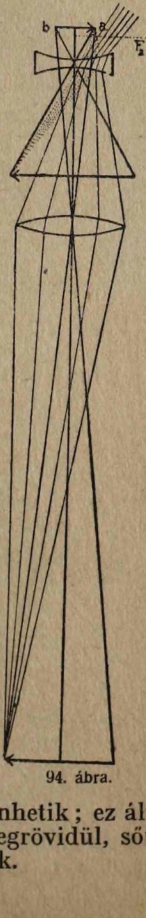
A távcsövek tárgylencséinek gyujtósíkjában fonálkeresztet alkalmazunk, vagyis pl. két egymást merőlegesen metsző kokon-, vagy pókháló-fonalat. A metszőpontot a gyujtópontban kell elhelyezni, akkor a távcsőnek a fonálkereszt metszőpontja és a tárgylencse



93. ábra.

második főpontja által meghatározott mechanikai tengelye egybeesik a távcső optikai tengelyével. A fonálkereszt a távcső segítségével való szögméréseknél vagy spektrumok vizsgálatánál játszik szerepet. Szemlencse gyanánt akár a Ramsden-, akár a Huygens-féle szemlencsét használhatjuk. A tárgylencse által előállított kép kimérése szempontjából alkalmasabb a Ramsden-féle szemlencse, melynek használata mellett a kép a 93. ábrában látható csavarmikrometerrel kimérhető. Ez a *K* keretben csúsztatható kisebb *k* keretből áll. A kisebb keretre egy fonálkereszt vagy két párhuzamos fonál van erősítve. Az *m* mikrometercsavarral történik a *k* keretnek mérhető darabbal való eltolása. A mikrometercsavar egy teljes körülfordulása alkalmával a *k* keret egy csavarmenet magasságával tolódik el. A teljes körülfordulás tört részeinek leolvasására szolgál a *D* dob, mely az *i* index előtt forog. Ha pl. a dob 200 részre van osztva és a csavarmenet magassága ½ mm., akkor a dob egy osztályrésznyi elforgatásának a *k* keret $\frac{1}{400}$ mm.-nyi eltolása felel meg.

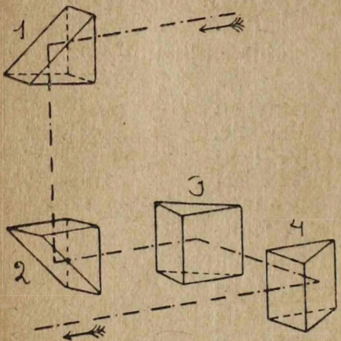
68. A távcső szemlencséje. Mint említettük, a távcső szemlencséje szórólencse is lehet. Az ilyen távcsövet, mely végeredményben egyenesállású képeket ad, Galilei-féle, vagy hollandi távcsőnek nevezik. Ilyen a színházi látcső is. A kép keletkezését a Galilei-féle távcsőben a 94. ábra mutatja. Mielőtt a tárgylencse által előállított $\overline{ab}$ kép tényleg létrejön, a sugarak a szórólencsére esnek, mely a virtuális $\overline{ab}$ tárgyról fordított, nagyitott, virtuális képet ad. Az ábrából látható, hogy a Galilei-féle távcső hosszúsága a tárgylencse és a szemlencse gyujtótávolságainak különbségével egyenlő, míg a csillagászati távcső hosszúsága a gyujtótávolságok összege. Rövidsége és képeinek egyenes állása egyaránt alkalmassá teszik a hollandi távcsövet színházi, stb. használatra. Hátránya, hogy nagyobb nagyításoknál a látótere kicsiny, mert a kilépési pupilla a szemlencse előtt fekszik és így a szem számára nem hozzáférhető.



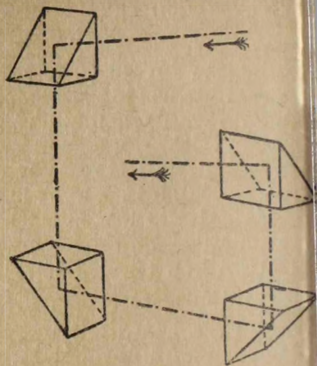
94. ábra.

69. A prizmás távcső. Ha egy távcső földi tárgyak nézésére van szánva, tehát egyenesállású képeket kell adnia és tetemesebb nagyításokat akarunk elérni a látótér megszűkítése nélkül, akkor csillagászati távcsövet használunk, melyben a képet egy gyüjtőlencse közbeiktatásával még egyszer megfordítjuk. Ez által természetesen a távcső lényegesen megnyúlik. A kép megfordítása a csillagászati távcsőben ú. n. képmegfordító prizmák közbeiktatásával is történhetik; ez által a távcső nem hogy megnyúlna, de megrövidül, sőt e konstrukciónak egyéb előnyei is vannak.

A 95. és a 96. ábrában láthatók a leginkább elterjedt Porro-féle képmegfordító prizmarendszerek.

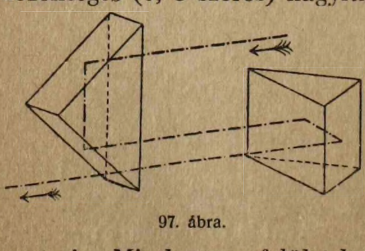


95. ábra.



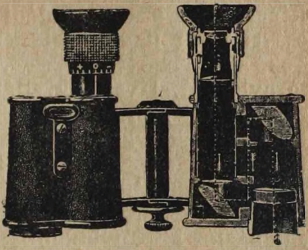
96. ábra.

A Porro-féle prizmák a képet teljesen megfordítják, a mi baloldalt van, az jobboldalra kerül és viszont és a mi fönt van, az lekerül és viszont. Azonkívül e prizmarendszerek egyenesnézésűek, vagyis a belőlük kilépő sugár párhuzamos a belépő sugárral, de ahhoz képest egy bizonyos darabbal el van tolva. Az eltolás különböző nagy lehet a szerint, hogy a prizmákat hogyan rendezzük el, de egy minimális eltolás természetszerűen létesül. A Porro-féle prizmarendszeren létrejövő összes visszaverődések teljes-visszaverődések. A közönséges (6, 8-szoros) nagyítású binokuláris prizmás látcsőben a 95. ábrában látható első Porro-féle kombináció egy változatát használják. Az 1. és a 2. prizma össze van téve egy egyetlen derékszögű prizmává, hasonlóképen a 3. és a 4. prizma, a mint azt a 97. ábra mutatja. Minthogy a felületek, melyeken az első és a második visszaverődés létrejön, egy üvegtesten vannak



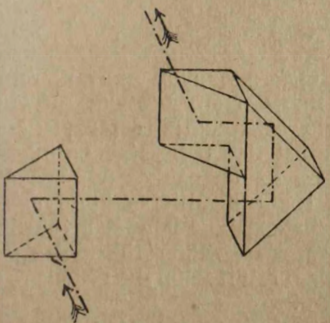
97. ábra.

létesítve, e felületek egymáshoz való hajlásának szöge szigorúan változatlan. Ugyanez áll azokra a felületekre is, melyeken a harmadik és a negyedik visszaverődés létesül. Ez a prizmarendszer a távcső tárgylencséje és szemlencséje között van elhelyezve. Ha a két prizma közül az egyiket a tárgylencse, a másikat a szemlencse közelében helyezzük el, akkor a távcső hosszúságát egy ugyanakkora gyújtótávolságú tárgylencsével és szemlencsével ellátott csillagászati távcső hosszúságához képest, körülbelül a harmadára redukáljuk. A 98. ábrában látható egy ilyen Zeiss-féle prizmás látcső. A tárgylencsék nagyobb távolságra vannak egymástól, mint a szemlencsék, ez által a térbeli látás plasztikája fokozódik.



98. ábra.

Míg azonban ezeknél a prizmás látcsöveknél a sugárnak a Porro-féle prizmák által létesített párhuzamos eltolása az elkerülhetetlen minimumra szorítkozik, addig az ú. n. relief-távcsöveknél (65. ábra) ez az eltolás éppen a plasztika fokozása érdekében ezen a szükséges mértéken túl is nagy mértékben fokozva van, hogy a tárgylencsék lehetőleg messze kerüljenek egymástól. A Zeiss-féle relief-távcsőben a második Porro-féle prizmarendszer van felhasználva úgy, a hogy azt a 99. ábra mutatja. A távcső tengelye ennek következtében _|‾ alakban meg van törve. Ezáltal lehetségessé válik e távcső használata úgy, hogy az észlelő egészen el legyen fedve, például egy fallal, vagy a fedezékben, stb.



99. ábra.

70. A tükrös teleszkóp. A távcső tárgylencséjét egy homorú tükörrel is helyettesíthetjük, mely a végtelenben levő tárgyról a tükör gyujtósíkjában valódi képet ád. Ezt a valódi képet azután a szemlencsével mint nagyítóval nézzük. Ezek a tükrös távcsövek, az ú. n. reflektorok. Azokat a távcsöveket, melyek tárgylencsével vannak ellátva, refraktoroknak is nevezik. A reflektorok régebben, mikor még achromatikus tárgylencséket késziteni nem tudtak, jobban el voltak terjedve, mert a homorú tükrök természetesen mentesek a chromatikus aberrációtól. Különböző konstrukciójú tükrös távcsövek vannak használatban, melyek egymástól abban különböznek, hogy hogyan nézzük a homorú tükör által előállított képet a szemlencsével. A legegyszerűbb berendezések egyike a Herschel-féle tükrös teleszkópé, melynek sematikus rajza a 100. ábrában látható.

100. ábra.

A tükrös teleszkópnak csak a nagyon nagy méretű műszereknél van meg a maga előnye, olyan méretű távcsőnél, a melyhez való achromatikus tárgylencse előállítása már szinte leküzdhetetlen nehézségekbe ütközik. Kisebb konstrukcióknál a homorú tükör használata nem indokolt, mert bár a tükör előállítása könnyebb, mint a lencséé, mégis az achromatikus lencsét a tükrök szferikus aberrációja, vagy parabolikus tükröknél az aplanatizmus elérhetetlensége miatt előnyben kell részesíteni.

Óriási méretű ily tükrös teleszkópok épültek. A legnagyobbak egyikét Lord Rosse építtette irországi csillagvizsgálója számára. A tükör átmérője 183 cm., gyujtótávolsága 17 m. XII. 11.

A fény interferenciája.

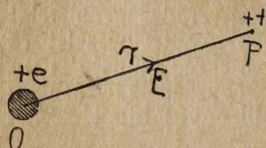
71. A fényjelenségek, melyekkel eddig megismerkedtünk, teljesen leírhatók voltak a fény egyenesvonalú terjedése, valamint a törés és visszaverődés geométriai törvényeinek ismerete alapján. A fény természetét és mibenlétét illető közelebbi feltevésekre szükség nem volt. Az interferencia-jelenségek egységes leírása a fény természetére vonatkozólag bizonyos hipotéziseket tett szükségessé.

Két fénysugár találkozása alkalmával akkor beszélünk interferenciáról, ha a találkozás eredménye gyanánt a találkozás helyén, pl. egy ernyőn létrehozott megvilágítás esetleg gyengébb is lehet, mint az interferáló sugarak által külön-külön ugyanott létesített megvilágítás. Ennek a jelenségnek a megértése megköveteli a fény hullámelméletét, mert csakis annak az alapján lehet az interferencia létrejöttét egyszerűen és természetesen megmagyarázni.

72. **A fény hullámszerű terjedése.** A fény hullámelmélete szerint a fény tovaterjedése egy periódikusan váltakozó állapotnak a hullámszerű tovaterjedése. Ezzel azután az interferencia-jelenségek leírása szempontjából meg is elégedhetnénk, e célból többet feltenni, a periódikus állapot mibenlétét bővebben részletezni nem kell. Azonban talán rövidebben és szemléletesebben fejezhetjük ki magunkat, ha a kissé általános állapot kifejezést mindjárt megtöltjük azzal a tartalommal, a melyet a manapság általánosan elfogadott elektromágneses fényelmélet tulajdonít neki. Az elektromágneses fényelmélet, mint már jeleztük, a fényhullámokat elektromágneses hullámoknak tekinti. Egyelőre azonban figyelmen kívül fogjuk hagyni az elektromágneses hullámok keletkezését és azokat a további vonatkozásokat, melyek a hullámok elektromágneses természetéből kifolyólag a hullámokat jellemző adatok és a testek elektromos és mágneses, valamint optikai tulajdonságai között fennállanak. Ezekkel később (118—126. pontban) foglalkozunk. Egyelőre csak meg akarjuk tudni, hogy mi is az az elektromágneses hullám és a hullámok tovaterjedésének a kinematikai sajátságait akarjuk röviden áttekinteni, de ezt a szemléletesség

okából mindjárt az elektromágneses hullámok konkrét példáján.

Legyen az O pontban (101. ábra) elhelyezve egy $+e$ elektromossággal megtöltött golyó. Ha ettől r távolságban a P pontban elhelyezzük a pozitív elektromos mennyiség egységét, a $+1$ elektromos mennyiséget, akkor az O pontban lévő $+e$ töltés a P-ben lévő $+1$-re a Coulomb-törvény értelmében egy erőt fog kifejteni, melynek nagysága



101. ábra.

$$\frac{1 \times e}{r^2}.$$

Azt mondjuk, hogy a $+e$ töltés maga körül egy elektromos erőteret létesít. Ennek az erőtérnek az erőssége a P pontban legyen E; ez numerikusan egyenlő azzal az erővel, mely a P pontban elhelyezett $+1$ elektromos mennyiségre működik:

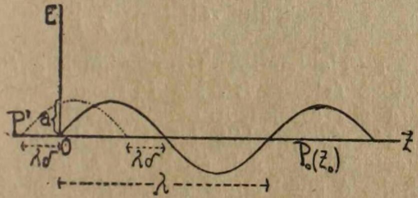
$$E = \frac{e}{r^2}.$$

Ez az E térerősség jellemzi az erőteret, az elektromos á l l a p o t o t a P pontban. Mint a formulából látható, az E térerősség értéke pontról-pontra változik. Azt mondjuk, hogy E a hely függvénye a térben. Ha a P pont helyét a térben három derékszögű koordinátával, x, y, z-vel adjuk meg, akkor E a három koordinátának lesz a függvénye, $E(x, y, z)$. A térerősség általában az időben is változik, úgy hogy E a t időtől is függ, $E(x, y, z, t)$. A mennyiben az E a t-től független, elektrosztatikai erőterekről szokás beszélni. Az E az r irányában fekszik, E-nek tehát van határozott iránya is, az E térerősség irányított, vagy más szóval vektor mennyiség.*)

Az a periódikusan váltakozó állapot, mely az elektromágneses hullámokban tovaterjed, az E elektromos térerősség. Ha egy térben elektromágneses hullá-

*) Az ilyen mennyiségekkel szemben vannak a fizikában ú. n. skáláris mennyiségek, melyeknek nincsen irányuk, pl. sűrűség, hőmérséklet, törésmutató, stb.

mok haladnak és figyelmünket a tér egy határozott P_0 (x_0, y_0, z_0) pontjára fordítjuk, akkor a térerősség ebben a pontban E (x_0, y_0, z_0, t) az időnek egy periódikus függvénye, az állapot a P_0 pontban az időben periódikusan változik. Tegyük fel egyszerűség kedvéért, hogy az xy síkkal párhuzamos valamelyik sík minden pontjában az E térerősség ugyanakkora. Ez által megszűnik E-nek x és y-tól való függése, E (z, t) lesz és síkhullámokkal van dolgunk. Ezek a z-tengely mentén terjedjenek. A hullámszerű tovaterjedés abban áll, hogy ha most egy határozott t_0 időpillanatban rögzítjük az elektromos térerősség értékét a z-tengely mentén, akkor az E (z, t_0) térerősség a z-koordinátának periódikus függvénye gyanánt jelentkezik, a mint azt a 102. ábra illusztrálja, a hol a z-tengelyre merő-



102. ábra.

legesen felrajzoltuk $E(z, t_0)$ értékeit. Látjuk, hogy a z-tengely mentén a hullámhegyek hullámvölgyekkel váltakoznak. Az O ponttól pl. $\frac{\lambda}{4}$ távolságra van az első hullámhegy legmagasabb, $\frac{3}{4}\lambda$ távolságra az első hullámvölgy legmélyebb pontja. Két szomszédos hullámhegy legmagasabb, vagy két szomszédos hullámvölgy legmélyebb pontjai egymástól egyaránt λ távolságra vannak.

Az elektromágneses hullám tovaterjedése felfogható úgy is, hogy ez a görbe, mely a z-tengely mentén az elektromos térerősség momentán eloszlását ábrázolja, illetve az elektromos térerősségnek a görbe által jellemzett eloszlása a z-tengely mentén eltolódik akkora sebességgel, a mekkora a hullám terjedési sebessége.

A mit itt szavakkal hosszasan körülírtunk, azt egyszerű mathematikai formulába önthetjük: Az elektromágneses hullám tovaterjedése, vagyis a periódikusan váltakozó E elektromos térerősség hullámszerű tovaterjedése abban áll, hogy

$$E = a \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{z}{\lambda} \right). \tag{34}$$

Ebben a formulában a z és t változó mennyiségeken kívül még három állandó van: a, T és λ, melyeknek jelentését még nem ismerjük. Fordítsuk figyelmünket ismét a P_0 pontra, vagyis tulajdonítsunk a z koordinátának egy határozott z_0 értéket. Ekkor a P_0 pontban E mint a t időnek periódikus függvénye jelentkezik:

$$E = a \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{z_0}{\lambda} \right). \tag{34a}$$

Legyen az elektromos térerősségnek a t' időpillanathoz tartozó értéke E'. Ha t' megnövekedik T-vel $t'+T$-re, a sin argumentuma 2π-vel változik, az elektromos térerősség értéke tehát újból E' lesz. T tehát az az időtartam, melynek elteltével a P_0-ban periódikusan váltakozó elektromos térerősség ismét ugyanazokat az értékeket veszi fel, T az elektromos térerősség időbeli változásának a periódusa, a rezgésidő. Ha másrészt a t_0 időpontban rögzítve az elektromos térerősség értékeit a z-tengely mentén végig tekintünk, az

$$E = a \sin 2\pi \left(\frac{t_0}{T} - \frac{z}{\lambda} \right) \tag{34b}$$

formulával összhangzásban azt tapasztaljuk, hogy λ darabbal odébb menve újból ugyanazokra az E értékekre bukkanunk. λ a térbeli periódusa a hullámnak, a hullám hosszúsága. Az a végül az elektromos térerősség maximális értékét jelenti, mint az a 102. ábrában jelezve van. Az a neve amplitudo.

A (34) alatti formulánk semmit sem mond az E irányára vonatkozólag, de arra egyelőre nincs is szükségünk. Az interferencia lehetősége a hullámszerű tovaterjedésnek a (34)-ben összefoglalt kinematikai sajátságaival adva van. Még egyszer hangsulyozzuk, hogy az interferencia-jelenségek tárgyalása szempontjából *E* jelentésének az elektromágneses fényelmélet szerinti specializálása nem fontos, hiszen *E* más jelentése mellett hanghullámok vagy folyadékok felületén terjedő hullámok, stb. interferenciájáról is beszélhetünk. Az interferencia jelenségei más szóval nem korlátozódnak fényhullámokra, minthogy azonban mi csak ez utóbbiakkal foglalkozunk, a hullámok tovaterjedésének kinematikai sajátságait is ez utóbbi konkrét példán tekintettük át.

73. A (34) alatti formula a tovaterjedő elektromágneses hullámokat csak egyik oldalukról írja le, elektromos oldalukról. Az elektromágneses hullámokban azonban nemcsak egy periódikusan változó elektromos térerősség, hanem egy ugyancsak periódikusan változó mágneses térerősség*) is terjed tovább. Valahányszor az elektromos térerősség valahol az időtől is függ, az elektromos térerősséggel egyidejűleg és ugyanott egy ugyancsak az időtől is függő mágneses tér is fellép és viszont. Az egyiknek időbeli változása benső kapcsolatban van a másiknak térbeli eloszlásával. A kettőnek egymástól való függése csak akkor szűnik meg, ha megszűnik az időtől való függésük. Ekkor az elektromágneses tér szétesik egy elektrosztatikai és egy magnetosztatikai térre: az időben periódikusan változó elektromágneses hullámban azonban a kettő bensőleg kapcsolva van egymással.

A mágneses térerősség hullámszerű terjedését azonban ugyancsak a (34) alatti formulával írhatjuk le. A mágneses és elektromos térerősségek egymáshoz, valamint a hullám terjedési irányához viszonyított helyzetéről majd a 121. pontban lesz szó.

74. **A hullám fázisa.** A (34) formulában a sinus argumentuma határozza meg, hogy a mozgás milyen fázisában van a z pontban és a t időpillanatban, vajjon pl. *E* elérte-e maximális értékét, vagy milyen más értéket vesz fel? A sinus argumentumának zárójelben levő részét ezért röviden a hullám fázisának is nevez-

* A mágneses térerősség hasonlóan definiálható, mint az elektromos.

zük. A z-tengely O kezdőpontjában és a $t=0$ időpillanatban a mozgás fázisa zérus. Nyilván az

$$E=a\sin 2\pi\left(\frac{t}{T}-\frac{z}{\lambda}-\delta\right) \qquad (35)$$

formulával leírt hullám fázisa az O pontban és a $t=0$ időpillanatban nem zérus, hanem $-\delta$. Az O pontban e hullámnak a fázisa a $t=T\delta$ időpillanatban lesz egyenlő zérussal. E hullám tehát olyan, mint a mely a $t=0$ időpillanatban az O-tól $z=-\lambda\delta$ távolságban lévő P'-ből indult ki zérus fázissal. Magát $-\delta$-t, vagyis a $z=0$ és a $t=0$ értékeihez tartozó fázist kezdő fáziskésésnek[2]), vagy rövidebben kezdő fázisnak nevezzük. A (35) formulával leirt hullámot nyilván úgy is tekinthetjük, mint a mely nem a P', hanem az O pontból indult ki, de kiindulási (kezdő) fázisa nem zérus, mint a (34) által leirt hullámé, hanem $-\delta$.

Azok a pontok, melyekben egy időpillanatban a hullám fázisa ugyanakkora, egy felületet alkotnak, az úgynevezett hullámfelületet. Induljon ki egy O pontból (egy pontszerű fényforrásból) minden irányban egy

$$E=\frac{a}{r}\sin 2\pi\left(\frac{t}{T}-\frac{r}{\lambda}\right)$$

hullám, a hol r az O-tól számitott távolság. Az egyenlő fázisú pontok nyilván egy gömbön vannak, melynek középpontja O. Az O-ból kiinduló hullámok gömbhullámok, a hullámfelületek koncentrikus gömbök. Az O-ból kiinduló fénysugarak e hullámfelületekre nyilván merőlegesek. Ha nagyon messze megyünk a fényforrástól, a sugarak párhuzamosak és a hullámfelületek a sugarakra merőleges, egymással párhuzamos síkok lesznek, vagyis a fényforrástól nagy távolságban sík hullámokkal van dolgunk.

75. Említettük, hogy pl. a sík hullámok terjedése a z-tengely mentén úgy fogható fel, mint a 102. ábrában látható görbe eltolódása a z-tengely mentén akkora sebességgel, mint a **hullám terjedési sebessége**. A terjedési sebességet tehát megkapjuk, ha

[2] A 102. ábra a $t=\frac{T}{2}$ időpillanatra vonatkozik.

megvizsgáljuk, hogyan változik egy határozott $E =$ $const.$ értékhez tartozó z koordináta az időben? $E =$ $const.$, ha $\frac{t}{T} - \frac{z}{\lambda} = const.$, vagyis

$$z = \frac{\lambda}{T} t + const.$$

A görbe tehát a $c = \frac{\lambda}{T}$ sebességgel tolódik el a z-tengely mentén, ez a hullám terjedési sebessége. Egy T periódus ideje alatt a hullám a λ hullámhosszúságnyi utat teszi meg.

76. Az elektromágneses tér energiája, melyet a tovaterjedő elektromágneses síkhullám magával visz, az elektromos, vagy a mágneses térerősség négyzetével arányos. Periódikus változásokról lévén szó, azt mondhatjuk, hogy a hullám energiája arányos az amplitudo négyzetével. A hullám által pl. valamely ernyőn létrehozott megvilágítás erősségét ennek következtében egyenlőnek vehetjük az amplitudo négyzetével. Ha a megvilágítás intenzitását J-vel jelöljük,

$$J = a^2. \qquad (35a)$$

77. Hogy (34) és (35) formuláink tartalmát tovább konkrétizáljuk, megemlítjük itt, hogy a fényhullámok terjedési sebessége a vákuumban vagy a levegőben csillagászati (Olaf Römer), valamint tisztán Földünkön véghezvitt (Fizeau, Foucault, Michelson) kisérletek, illetve meghatározások szerint 300.000 km másodpercenként, vagyis

$$c = 3 \times 10^{10} \frac{\text{cm}}{\text{sec}}.$$

Olyan anyagokban, melyeknek törésmutatója 1-nél nagyobb, pl. üvegben, vízben, stb. a fény terjedési sebessége kisebb, mint a vákuumban, illetve a levegőben.

78. A rezgések frekvenciája,

$$\nu = \frac{2\pi}{T} \qquad (35b)$$

(vagyis a 2π másodpercz alatt végzett rezgések száma) változatlan marad, ha a hullám levegőből más közegbe megy át, hiszen a hullám törése alkalmával a fény színe nem változik meg. Kell tehát, hogy a hullámok hosszúsága a levegőben mért hullámhosszúságnál rövidebb legyen az olyan közegben, melyben a hullámok terjedési sebessége kisebb, mint a levegőben. A frekvencia az, a mi a hullám színét függetlenül a közegtől, melyben a hullám halad, jellemzi. A hullámhossz a szín szempontjából annyiban jellemzi a hullámot, a menynyiben megadjuk a közeget is, a melyre vonatkozik. A következő táblázatban össze van állítva különböző elektromágneses hullámok hosszúsága levegőben mérve.

A sugárzas neme	hullámhosszúság cm-ben
A rádium gamma-sugárzásának ezidőszerint ismeretes legrövidebb hulláma	0·000 000 000 72
Eddig mért legkeményebb Röntgen-spektrálvonal... ...	0·000 000 001 77
Leglágyabb eddig mért Röntgen-spektrálvonal	0·000 000 123
Legrövidebb ultraibolya fény (Schumann)	0·000 010 0
Legrövidebb látható kék fény	0·000 033 0
Natrium D-vonala...	0·000 058 9
Látható spektrum vörös vége	0·000 078 0
Leghosszabb hősugarak	0·031 3

Az eddig előállított elektromos hullámok hosszúsága néhány milliméternél kezdődik és felfelé nincs határa. A drótnélküli táviratozásban használt hullámok hosszúsága sok kilométerre terjed.

79. A fényinterferencia keletkezése. Interferencia két hullám találkozása alkalmával keletkezhet. Hogy milyen lesz a két hullám találkozása alkalmával keletkező eredő hullám, arra megfelel az ú. n. superpositio elve (Függ. 2. pont), a melynek értelmében ha a kibocsátó fényforrásoktól z_1, illetve z_2 távolságban lévő P pontban az

$$E_1 = a_1 \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{z_1}{\lambda} - \delta_1 \right)$$

és

$$E_2 = a_2 \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{z_2}{\lambda} - \delta_2 \right)$$

hullámok találkoznak, akkor az eredő hullám egyszerűen

$$E = E_1 + E_2. \tag{36}$$

Ez a fenti összeg az

$$E = a \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \delta\right)$$

alakban írható. Az eredő amplitudo (lásd Függ. 2. pont, 1 d formula) négyzete:

$$a^2 = a_1^2 + a_2^2 + 2a_1a_2 \cos 2\pi \left(\frac{z_1 - z_2}{\lambda} + (\delta_1 - \delta_2)\right). \tag{37}$$

Emlékezünk reá, hogy a hullám energiája, vagy a megvilágítás erőssége az amplitudo négyzetével arányos. Az a^2 értéke már most különböző lehet a szerint, hogy mekkora a *cos* argumentuma. Az a^2 legnagyobb értéke:

$$a^2_{max.} = (a_1 + a_2)^2,$$

ha a cos egyenlő + 1-el, vagyis

$$z_1 - z_2 + (\delta_1 - \delta_2)\lambda = \pm k\lambda, \quad k = 1, 2, 3, 4, \ldots \tag{37a}$$

a legkisebb értéke:

$$a^2_{min.} = (a_1 - a_2)^2,$$

ha a cos egyenlő — 1-el, vagyis

$$z_1 - z_2 + (\delta_1 - \delta_2)\lambda = \pm k\frac{\lambda}{2}, \quad k = 1, 3, 5, 7, \ldots \tag{37b}$$

Ha a két találkozó hullám amplitudója egyenlő, $a_1 = a_2$, akkor a^2 maximális értéke:

$$a^2_{max.} = 4a_1^2$$

és

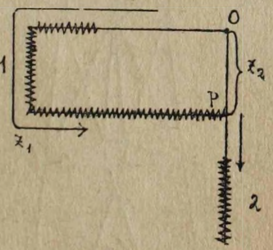
$$a^2_{min.} = 0.$$

A két hullám tehát erősíti egymást, ha útkülönbségük egyenlő a hullámhosszúság egész számú többszörösével és gyengíti egymást, ha útkülönbségük a félhullámhossz páratlan számú többszörösével egyenlő. A $z_1 - z_2$ geométriai útkülönbséghez természetesen hozzászámítandó a $\delta_1 - \delta_2$ fáziskülönbséggel aequivalens $(\delta_1 - \delta_2)\lambda$ útkülönbség is.

Interferencia, vagyis az intenzitás maximumoknak és minimumoknak, pl. a világos és sötét csíkoknak egymás mellé való sorakozása egy ernyőn csak úgy lehetséges, ha a $z_1 - z_2 + (\delta_1 - \delta_2)\lambda$ útkülönbség csakis a hely függvénye az ernyőn. Ennek az útkülönbségnek az időtől vagy egyáltalában nem, vagy csak oly lassú változással szabad függeni, hogy az interferencia-csíkok esetleges vándorlását az ernyőn követni tudjuk. Általában azonban az interferencia-csíkok az ernyőn állanak, vagyis az útkülönbség egyáltalában nem függ az időtől. A $z_1 - z_2$ geométriai útkülönbség nyilván nem függ az időtől, ha, a mit mindenkor feltételezünk, a fényforrások és az ernyők, melyeken az interferenciákat észleljük, relatív nyugalomban vannak. Az interferencia létrejöttének feltétele tehát az, hogy $\delta_1 - \delta_2$ az időtől ne függjön.

80. Cohaerens sugarak. A mint arról még később szólunk, a fényhullámokat a fényforrások rezgő elektronjai bocsátják ki. Ha egy monochromatikus fényforrást tekintünk, pl. egy nátriummal megfestett Bunsen-lángot, akkor annak két különböző pontjából kibocsátott fényhullám az amplitudo és a kezdőfázis értékében különbözhet egymástól. Az elektronok rezgése egy bizonyos ideig zavartalanul megy végbe. Ennek eltelte után az elektron rezgése csillapodik, egy más elektron lép helyébe, vagy pedig az elektron rezgése közben egy szomszédos elektronba ütközik; mindkét esetben új rezgés kezdődik új kezdőfázissal. A δ kezdőfázisok tehát az idő függvényei, egy bizonyos ideig, mely a T rezgésidőhöz képest nagyon nagy, állandók, de azután ugrásszerűen megváltoznak. Természetesen az ugrásszerű változások a fényforrás különböző pontjain rezgő elektronok mozgásaiban különböző időpillanatban és különböző nagyságban következnek be. A δ_1 és δ_2 tehát a fényforrás két különböző pontjára vonatkozólag az idő különböző függvényei, ennek következtében tehát $\delta_1 - \delta_2$ is függ az időtől. A $\delta_1 - \delta_2$ is nagyon sok rezgés tartama alatt állandó, de azután ugrásszerűen változik. Az időtartam, mely alatt $\delta_1 - \delta_2$ állandó, mely alatt tehát az interferencia-csíkok helyben állanak, csak T-hez, a rezgésidőhöz képest nagy, de magában véve túlságosan rövid ahhoz, hogy az interferencia-csíkok szemünkben különálló benyomást kelthessenek és az ugrásszerűen gyors egymásutánban helyüket változtató interferencia-csíkokat, mint ilyeneket felismerhessük. Tehát a fényforrás két különböző pontjának fénye nem interferenciaképes, mert a mint mondani szokás, fényük nem c o h a e r e n s. Cohaerens sugarak, vagy hullámok azok, melyekre vonatkozólag $\delta_1 - \delta_2$ az időtől független állandó, legáltalánosabban zérus. Ha E_1 és E_2 cohaerens sugarak, akkor δ_1 ugyanaz a függvénye az időnek, mint δ_2, a két sugár kezdőfázisai tehát egymással egyenlők.

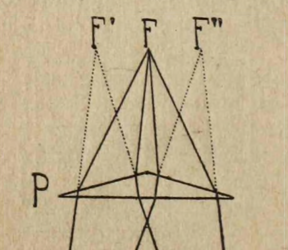
81. Két cohaerens-fényű fényforrást úgy állíthatunk elő, ha, a mint azt közelebbről is látni fogjuk, tükrözés vagy fénytörés révén egy valódi fényforrásból két virtuálisat vezetünk le. Lényegében ekkor a fényforrás egy és ugyanazon pontjának a fényét két különböző úton vezetjük és azután hozzuk létre találkozásukat a *P* pontban. Ekkor is azonban, bár a fényforrás ugyanazon pontjából származnak, csak egy bizonyos határig interferenciaképes a két fénysugár.



103. ábra.

Az *1* és *2* sugarak találkozásának eredménye szempontjából ugyanis δ_1 és δ_2-nek az az értéke mértékadó, a melylyel a két hullám *P*-ben találkozik. Ha már mostan $z_1 - z_2$ nagyon nagy, pl. z_1 sokkal nagyobb, mint z_2, akkor lehetséges az, hogy mialatt az 1 sugár a $z_1 - z_2$ utat megteszi (103. ábra), azalatt az *O*-ban más elektron más kezdőfázissal kezd el rezegni és hullámokat kibocsátani és a rövidebb z_2 uton már a közben megváltozott δ_2 érkezik *P*-be. Ezáltal $\delta_1 - \delta_2$ az idő függvénye lesz és a két sugár cohærens volta megszűnik. Hogy a két sugár között mekkora $z_1 - z_2$ útkülönbséget létesíthetünk az interferenciaképesség csorbítása nélkül, az attól függ, hogy hány egymásra következő rezgést végez egy elektron ugyanazzal a kezdőfázissal. Ha $z_1 - z_2$ az az útkülönbség, melyet a két sugár interferenciaképességük csorbítása nélkül megbír, akkor a $z_1 - z_2$-ben foglalt hullámhosszúságok száma mindenesetre kisebb mint az elektron által ugyanazzal a kezdőfázissal kibocsátott egymásra következő hullámok száma. A hullámhosszúságokban kifejezett maximális interferenciaképes útkülönbség tehát alsó határát adja az elektron által zavartalanul (ugyanazzal a kezdőfázissál) végzett rezgések számának.

82. Az interferencia-jelenségeket két csoportba oszthatjuk. Az egyik csoportba azok tartoznak, melyek létrejötténél közreműködő sugarak csak szabályos törésen és visszaverődésen mentek keresztül, a második csoportba azok, melyeknél a közreműködő sugarak ú. n. elhajlításban részesültek. Az utóbbiak a fényelhajlás jelenségeit alkotják.

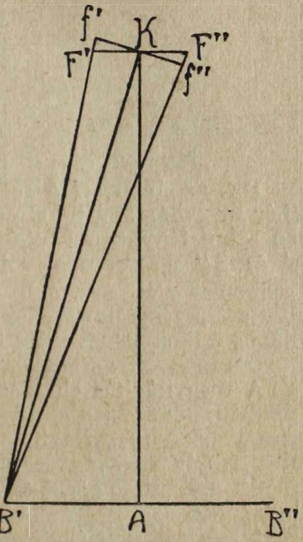


104. ábra.

Először az első csoportba tartozó, szorosabb értelemben vett interferencia-jelenségek közül fogunk néhánynyal foglalkozni.

83. **Fresnel kettős prizmája.** Igen kényelmesen állíthatók elő interferencia-csíkok a Fresnel-féle kettős prizmával. Az F fényforrásból (104. ábra), — mely pl. egy a rajzsíkjára merőleges keskeny megvilágított rés, — kiinduló fény az üvegből készült P kettős prizmán megtörve úgy halad mintha az F' és F'' fényforrásból indult volna ki. Az F' és F'' cohaerens fény virtuális fényforrások annál kisebb d távolságban vannak egymástól, mennél kisebbek a kettős prizma törőszögei. A látszólag F' és F''-ből kiinduló hullámok találkoznak és interferálnak. Az F' és F''-ből kiinduló hullámok hullámhegyei az ábrában kihúzott körívekkel, a hullám-

völgyek pontozott körívekkel vannak szemléltetve. Tehát két kihúzott, vagy két pontozott körív távolsága λ. Ha nézzük az interferencia eredményét a fényforrástól D távolságban levő SS ernyőn, mely párhuzamos a fényforrás gyanánt szolgáló megvilágított réssel és az F' és F''-t összekötő d egyenessel, akkor azon az F-fel párhuzamos világos és sötét csíkok rendszerét látjuk. Az ernyő A pontjában, mely F' és F''-től egyenlő távolságban van, az útkülönbség zérus, itten tehát a két hullám erősíti egymást, a megvilágítás maximális lesz. A B' és B'' pontokhoz tartozó útkülönbség $\frac{1}{2}\lambda$, ezekben a pontokban a két hullám gyengíti egymást. Legyen B'-nek B''-től való távolsága, vagyis két sötét csíknak egymástól való távolsága δ. A B'-hez tartozó útkülönbség, mint a 105. ábra mutatja



105. ábra.

$$\frac{\lambda}{2} = F'f' + F''f''.$$

Az $F'f'K$ háromszög hasonló lévén a $B'AK$ háromszöghöz.

$$\frac{\overline{F'f'}}{\overline{f'K}} = \frac{\overline{B'A}}{\overline{AK}}.$$

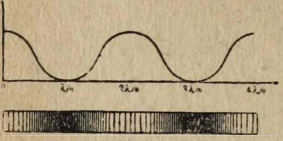
Minthogy a K-nál fekvő szög nagyon kicsi, $\overline{f'K}$ helyett $\overline{F'K} = \frac{d}{2}$-t is írhatunk és akkor lesz

$$\frac{\lambda}{4} : \frac{d}{2} = \frac{\delta}{2} : D,$$

vagyis

$$\lambda = \frac{d\delta}{D}, \qquad \delta = \frac{\lambda D}{d}.$$

Látható, hogy két szomszédos sötét csík, vagy pedig két szomszédos világos csík távolsága annál nagyobb, mennél nagyobb az interferáló fény hullámhosszúsága és mennél messzebb állítjuk fel az ernyőt a fényforrástól, a mi különben a 104. ábrában a $b'B'$ és $b''B''$ egyenesek divergenciájából közvetlenül is látható.

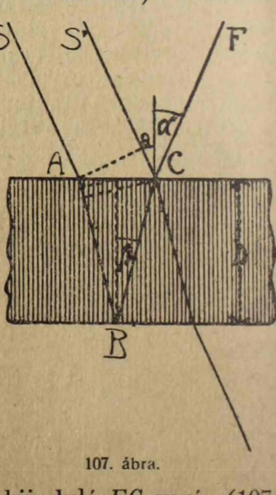


106. ábra.

Ha az interferáló fény fehér, az A pontban egy fehér megvilágítási maximumot kapunk, mert ott minden színű fényben az útkülönbség zérus. A szomszédos A' és A'' maximumok A-tól számított δ távolsága azonban annál nagyobb lévén, mennél nagyobb az interferáló fény hullámhossza, az A' és A''-nél fellépő világos csíkok színesek lesznek, mert a különböző színű maximumok ott az ernyőn egymás mellé kerülnek.

A megvilágítás eloszlását az ernyőn a (37) formula értelmében (melyben $\delta_1 - \delta_2 = 0$-t írhatunk) a 106. ábra tünteti elő. A megvilágítást, mint a hely függvényét az ernyőn előtüntető görbe egy sinusgörbe.

84. Közismert jelenség az átlátszó vékony rétegek, hártyák, pl. a szappanbuborékok, általában a szappanhártyák, a vizen szétterülő olajrétegek, a hirtelen felmelegített fémdarabokon keletkező vékony oxydrétegek stb. szineződése. A jelenségek ebbe a csoportjába tartoznak az ú. n. Newton-féle színes gyűrűk is. A vékony rétegeknek ez a szineződése a vékony réteg két határfelületén visszavert hullámok interferenciájának eredménye.



107. ábra.

A fényforrás egy pontjából kiinduló FC sugár (107. ábra) az α beesési szög alatt érje a planparallel lemezt-

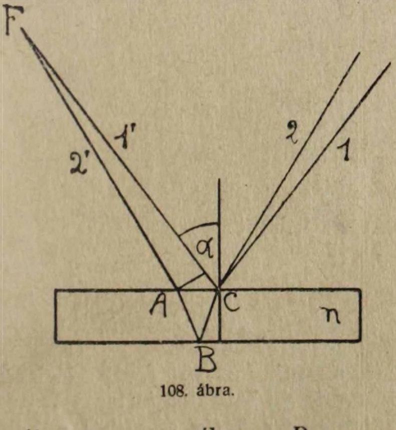
Az FC sugárból a lemez két határán való visszaverődés folytán keletkezik a két párhuzamosan haladó CS' és AS sugár. E sugarak a végtelenben, vagy pl. egy távcső tárgylencséjének gyujtósíkjában találkoznak és interferálnak. Az interferencia eredménye a két sugár

$$aC-(AB+BC)$$

útkülönbségétől függ. Az aC utat az S' sugár a levegőben, az $(AB+BC)$ utat az S sugár az n törésmutatójú lemezben tette meg. Mint a 107. ábrából egyszerűen kiolvasható (l. Függ. 3.), az útkülönbség

$$2Dn\cos\beta = 2D\sqrt{n^2-\sin^2\alpha}, \tag{38}$$

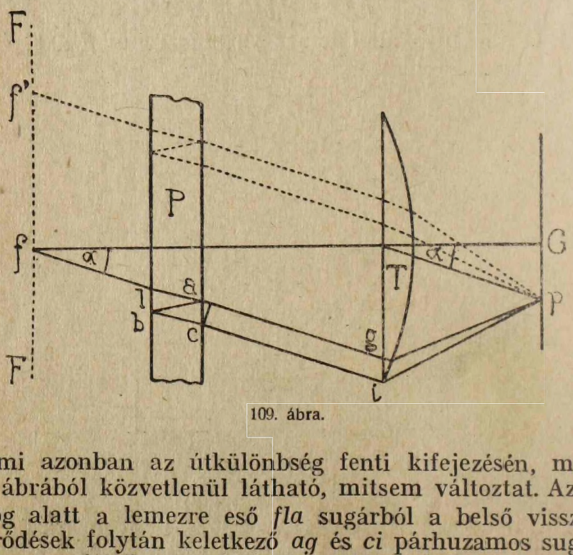
a hol D a planparallel lemez vastagsága és β a törési szög.



108. ábra.

Ha a réteg nagyon vékony, D nagyon kicsiny, akkor a C-ben (108. ábra) egymást metsző *1* és *2* sugarak beesési szöge egymástól nagyon kevéssé különbözik és útkülönbségüket ugyancsak a fenti formula adja. Ezeknek a sugaraknak az interferenciáját akkor látjuk, ha a C pontra, vagyis a réteg felületére akkommodálunk szemünkkel.

85. Az egyenlő beesés görbéi planparallel lemezeken. Vékony lemezek színeződése. Planparallel lemezeken, a hol D mindenütt szigorúan ugyanaz, a fenti útkülönbség csak α megváltozásával változhat. Az így pl. egy végtelenre beállított távcső tárgylencséjének gyujtósíkjában keletkező interferencia-csíkokat az egyenlő beesés görbéinek nevezhetjük, mert pl. egy sötét csík pontjaiban interferáló sugarak mind egyenlő beesési szög alatt érték a lemezt. Ezeknek szemlélése a 109. ábrában látható módon történhetik, a hol FF egy kiterjedt fényforrás, P a planparallel lemez, T a végtelenre állított távcső tárgylencséje és G e lencse gyujtósíkja. Az interferenciát itt átmenő fényben vizsgáljuk,



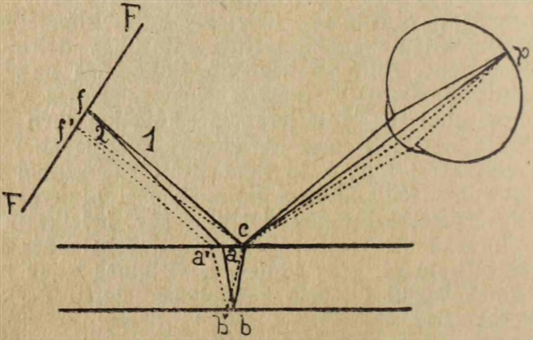
109. ábra.

a mi azonban az útkülönbség fenti kifejezésén, mint az ábrából közvetlenül látható, mitsem változtat. Az α szög alatt a lemezre eső fla sugárból a belső visszaverődések folytán keletkező ag és ci párhuzamos sugarak a gyujtósík p pontjában találkoznak és interferálnak. Ugyancsak a p pontban interferálnak a fényforrás összes többi f' pontjaiból α szög alatt beeső sugarakból a belső visszaverődéssel keletkezett párhuzamos sugarak is. Az interferencia eredménye p-ben ugyanaz, akármelyik f vagy f' pontból indulnak ki a lemezre α szög alatt eső sugarak, minthogy a planparallel lemez által létesített útkülönbség csakis α értékétől függ, ezek a sugarak tehát egymást hatásukban erősítik.

Hogy a beesési szög egy bizonyos mértékű megváltozása következtében az útkülönbség egy egész hullámhosszúsággal megváltozzon, hogy tehát a világos és sötét csíkok váltakozva egymás mellé sorakozzanak, ahhoz szükséges, hogy a planparallel lemez vastagsága egy bizonyos minimális vastagságnál nagyobb legyen. Ha a lemez vastagsága nagyon csekély, akkor α megváltozása nem változtatja meg nagyobb mértékben az útkülönbséget és a különböző szög alatt beeső sugarak útkülönbsége és így interferenciájuk eredménye is alig különbözik egymástól, a lemezt egész kiterjedésében egyenlő világosságban látjuk. Minthogy a különböző színű fény hullámhosszúsága különböző nagy, a fehér fényben szemlélt nagyon vékony lemez egyes hullámhosszakat az interferencia következtében kiolthat, míg másokat nem. A vékony planparallel lemezről visszavert fény a ki nem oltott sugarakból fog állani. A fehér fény kioltott komponensei hiányozván, a vékony lemezt színesnek látjuk. Így keletkezik a szappanhártyák stb. színeződése. Ez a színeződés nagyon jól látható pl. esős időben a villamos vagy más vasúti sínek körül elterülő pocsolyák tetején úszkáló olaj-rétegeken is.

86. **Az egyenlő vastagság görbéi.** Ha a lemez nem planparallel, hanem különböző helyeken különböző vastag, vagyis a lemez vastagsága a hely függvénye a lemezen, akkor az útkülönbség is különböző helyeken különböző lesz, vagyis mint a hely függvénye fog jelentkezni és az interferencia eredménye gyanánt előálló világos és sötét interferencia-csíkok, melyek egyenlő útkülönbségű pontokat (helyeket) kötnek össze, az egyenlő vastagság görbéi lesznek, mert megjelölik a lemezen azokat a pontokat, a hol a lemez vastagsága egyenlő. Míg az egyenlő beesés görbéinek vizsgálatánál végtelenre beállított távcsővel szemléljük a párhuzamos sugarak végtelenben keletkező interferenciáját, addig az egyenlő vastagság görbéit a lemez felületén lévő c pontokra akkomodálva szemléljük, a mint azt

a 110. ábra mutatja. A c pontban a fényforrás f pontjából kiinduló *1* és *2* cohærens sugarak találkoznak és interferálnak. Ez a két sugár egy cohærens sugárpárt alkot. Azonban a c pontra akkommodálva szemünkkel, az F fényforrás különböző f és f' stb. pontjaiból kiinduló cohærens sugárpárok interferenciájának eredménye összegeződik a retina p pontjában. Az egyes sugárpárok útkülönbsége a lemez vastagságától és a beesési szögtől függ. Az f-ből kiindult sugárpár beesési szöge más, mint az f'-ből kiindult sugárpáré, más lesz tehát az f-ből kiindult sugárpár útkülönbsége és így tehát interferenciájának eredménye is p-ben, mint az



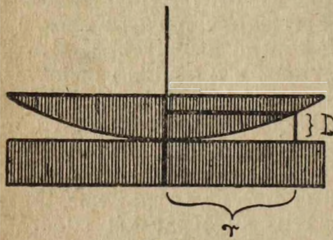
110. ábra.

f'-ből kiindult sugárpáré. Ha a lemez vastagsága egy bizonyos határon alul van, a különbség az útban és a p-ben keletkező interferenciák eredményeiben kicsi lesz és a különböző sugárpárok egymást hatásukban erősíteni fogják. Ha azonban a lemez vastagsága nagy, akkor α kicsiny megváltozása az útkülönbségben nagy változásokat hozhat létre és a különböző sugárpárok interferenciájának eredménye p-ben nagy mértékben különbözik egymástól. Míg az egyik sugárpár két sugara egymást erősíti, egy másik sugárpár két sugara egymást p-ben kioltja, tehát az interferencia p-ben elmosódik. Az egyenlő vastagság görbéi tehát nem láthatók, ha a lemez vastagsága elegendő nagy, akármilyen homogén és akármilyen mértékben interferencia-képes is a fényforrás fénye. Hogy mekkora az a rétegvastagság, a mely mellett az egyenlő vastagság görbéi mindenkép eltűnnek, az attól is függ, hogy mekkora szemünk pupillájának átmérője és mily messze van szemünk a változó vastagságú réteg felületétől. Mennél kisebb pl. a pupilla átmérője (110. ábra) és mennél messzebb van a szem a réteg felületétől, annál nagyobb rétegvastagság mellett fognak az interferencia-csíkok végleg eltűnni, mert annál közelebb van egymáshoz a fényforrásnak az a két f és f' pontja, a melyekből kiinduló cohærens sugárpárok egymást a c pontban metszve még a szembe kerülnek, tehát annál kisebb határok között változhat a c pontra akkommodált szembe kerülő cohærens sugárpárok beesési szöge és így útkülönbsége is. Exner számításai szerint, ha a pupilla átmérője 1,5 mm és a szem 250 mm-nyire van a rétegtől, és ha az f-ből kiindult cohærens sugárpár két sugara között az útkülönbség a réteg vastagsága miatt 52.000 hullámhossz, akkor, ha f' az az f-től legmesszebb fekvő pontja a fényforrásnak, a melyből kiinduló cohærens sugárpár még az f-ből kiindult sugárpárral együtt a retina ugyanazon p pontjára kerül, az f'-ből kiindult sugárpár útkülönbsége már szinte egy egész hullámhosszúsággal, pontosabban 0,936 hullámhosszúsággal nagyobb vagy kisebb, mint az f-ből kiindult sugárpár útkülönbsége.

A fényforrás f és f' közötti pontjaiból a retina ugyanazon p pontjára kerülő sugárpárok útkülönbsége tehát zérus és 0,936 λ között minden lehető értéket felvesz. E sugárpárok fele p-ben világosságot létesít, fele sötétséget, az interferencia-csíkok ennek következtében elmosódnak. Ha a c-ből a szembe kerülő sugárnyalábok nyílása kisebb, az interferencia-csíkok nagyobb rétegvastagság mellett is jelentkeznek.

87. Newton gyűrűi. A Newton-féle szines gyűrűk az interferencia-csíkoknak abba a csoportjába tartoznak, melyek az egyenlő vastagságú helyeket jelölik meg a változó vastagságú lemezen. Ezek a gyűrűk egy változó vastagságú levegő-rétegen keletkeznek, melyet úgy lé-

tesitünk, hogy egy plankonvex lencsét domború oldalával, melynek görbületi sugara lehetőleg nagy legyen, egy planparallel lemezre helyezünk. (111. ábra.) Az interferencia folytán keletkező koncentrikus gyűrűk középpontja ott van, a hol a lencse a planparallel lemezzel érintkezik. E középpontból kifelé haladva növekedik az útkülönbség az egyik világos gyűrűtől pl. a szomszédos világos gyűrűig egy hullámhosszúsággal. A középponttól távolabb a sugár mentén egy bizonyos darabbal haladva, a levegőréteg vastagsága gyorsabban növekedik, mint a középpont közelében, ezért a középponttól távolabb a gyűrűk sűrűbben következnek egymásra, két szomszédos gyűrű között a távolság kisebb, mint a középpont közelében a kicsiny sugarú szomszédos gyűrűk távolsága. A geométria egy egyszerű tétele szerint ugyanis



111. ábra.

$$D : r = r : (2R - D),$$

a hol R a lencse domború felületének görbületi sugara, r pedig (111. ábra) a D vastagságú levegőrétegnek a gyűrűk középpontjától való távolsága. Mivel D a $2R$ mellett elhanyagolhatóan kicsiny, egyszerűen

$$D = \frac{r^2}{2R}.$$

Helyettesitve ezt (38)-ba, az útkülönbség lesz

$$\frac{r^2}{R} n \cos \beta.$$

Ehhez járul még egy félhullámhossznyi útkülönbség a visszaverődések folytán, mert az egyik sugár levegő-üveg, a másik üveg-levegő határfelületén verődik vissza. Az egész útkülönbség tehát

$$\frac{r^2}{R} n \cos \beta + \frac{\lambda}{2}.$$

Az interferáló sugarak ott fogják erősiteni egymást (37a) szerint, ahol

$$\frac{r^2}{R} n \cos\beta + \frac{\lambda}{2} = k\lambda, \quad k = 1, 2, 3, \ldots$$

A világos gyűrűk r sugarai tehát úgy viszonylanak egymáshoz, mint $\sqrt{1} : \sqrt{3} : \sqrt{5} : \sqrt{7} : \sqrt{9}$, stb., a sötét gyűrűk sugarai pedig mint $\sqrt{2} : \sqrt{4} : \sqrt{6} : \sqrt{8}$, stb. Homogén visszavert fényben tehát a 112. ábrában látható jelenség keletkezik. A világos és sötét gyűrűk fényerőssége úgy váltakozik, a mint azt a 106. ábra mutatja.

112. ábra.

A lencse és a planparallel lemez között rendszerint levegő van, mikor is $n = 1$. Ha valamilyen n törésmutatójú átlátszó folyadékot viszünk a lencse és a lemez közé, a gyűrűk sugarai $\frac{1}{n}$ arányban megkisebbednek a levegőben mért sugarakhoz képest. Ferde beesésnél $\cos\beta < 1$; ha tehát ferdén nézünk a gyűrűkre, úgy sugaraik nagyobbak, mint a merőleges ránézésnél.

Fehér fényű megvilágitásnál a gyűrűket szineseknek látjuk. Ugyanis pl. a világos gyűrűk sugara annál nagyobb, mennél nagyobb a fény hullámhossza. A különböző hullámhosszúságokhoz tartozó különböző színű világos gyűrűk egymás mellé és részben egymásra kerülnek és így színes gyűrűket látunk. A gyűrűk középpontjának közelében a kis sugarú gyűrűk színeiben egymás mellett látjuk azokat a színeket, melyeket a fehér fénynyel megvilágított vékony lemezek mutatnak. A gyűrűk középpontjától távolabb már nemcsak egymás mellé, hanem egymásra is esnek különböző színű és természetesen különböző rendű gyűrűk, pl. egy alacsonyabb (k) rendszámú vörös gyűrű és egy magasabb rendszámú kék gyűrű. Minthogy azonkívül a gyűrűk középpontjától távolabb a gyűrűk sokkal kisebb távolságban követik egymást, egy és ugyanarra a helyre a legkülönbözőbb színű világos gyűrűk kerülnek, a melyek színei együtt fehér keverékszínt adnak. Fehér fényű megvilágításnál az interferencia-jelenség nagyon hamar megszűnik, illetve elmosódik.

Homogén fényű megvilágításnál a gyűrűk egész a lencse széléig láthatók, a hol az útkülönbség eléri legnagyobb értékét.

88. Az útkülönbséget azonban tovább fokozhatjuk, ha a lemezt önmagával párhuzamosan a lencse tengelyének irányában távolítjuk a lencsétől. Ezáltal a lencse közepe előtt lévő levegőrétegben létesítünk olyan nagyobb útkülönbségeket, melyek azelőtt csak a gyűrűk középpontjától távolabb léptek fel. A magasabbrendű interferenciák gyűrűi ennek következtében a lemez távolításakor összehúzódnak és végül a gyűrűk középpontjában eltűnnek. Ha a lemezt egy fél hullámhosszal távolítjuk a lencsétől, vagyis ha az útkülönbséget, merőleges beesést tekintve, egy egész hullámhosszúsággal növeljük, minden gyűrű a szomszédos kisebb sugarú gyűrű helyébe lép és a középen egy gyűrű eltűnik. Ha számoljuk a középen eltűnő gyűrűket a lemez távolítása alkalmával, megtudjuk, hogy a távolítás következtében hány egész hullámhosszúsággal növeltük az útkülönbséget a levegőréteg minden helyén.

F i z e a u nátrium-fénynyel világította meg a Newton-féle gyűrűk előállítására szolgáló berendezést és a lemeznek a lencsétől való távolítása alkalmával azt tapasztalta, hogy miután a távolítás következtében kb. 500 gyűrű a középpontban eltűnt, a gyűrűk elmosódnak és alig láthatók. További 500 gyűrűnek a középpontban való eltűnése után a gyűrűk ismét előbbi teljes élességükben láthatók és ez a jelenség periódikusan ismétlődik. Ebből arra következtethetünk, hogy a nátrium fénye, a sárga D-vonal két spektrál-vonalból, a D_1 és D_2 vonalakból áll, melyek hullámhosszuságai, λ_1 és λ_2 nagyon kevéssé különböznek egymástól. A D-vonal fényében szemlélt gyűrűk ugyanis akkor mosódnak el, ha a D_1-vonal interferenciájából származó világos gyűrűk a D_2 interferenciájából származó sötét gyűrűk helyére esnek. A lencse és a lemez távolságát F i z e a u-nak 0,1445 mm-rel kellett növelni, hogy az élesen látott gyűrűk elmosódjanak, 0,289 mm-rel való növelés után a gyűrűk ismét élesen láthatók voltak. A D-vonal hullámhossza 0,000589 mm. Ha a lencse és a lemez távolságát 0,1445 mm-rel növeljük, az útkülönbséget 0,289 mm-rel növeltük, a mi pontosan 491 hullámhosszúságnak felel meg. $0{\cdot}289\,\mathrm{mm}=491\lambda_D$. Ekkor az élesen látott gyűrűk elmosódnak, mert a D_1-vonal interferenciájának világos gyűrűje a D_2 sötét gyűrűjére esik, vagyis mert a fenti útkülönbség 491 λ_1 hullámhosszúságnak és egy fél hullámhosszúsággal több, vagyis $\left(491+\frac{1}{2}\right)\lambda_2$-nek felel meg. Tehát

$$491\,\lambda_1=\left(491+\frac{1}{2}\right)\lambda_2.$$

$$\text{Innen } (\lambda_1-\lambda_2)\,491=\frac{\lambda}{2}=0{\cdot}000294 \text{ mm.}$$

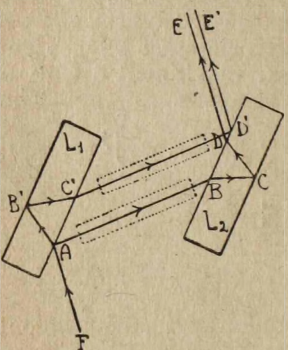
A D_1 és D_2 vonalak hullámhosszúságainak különbsége tehát

$$\lambda_1-\lambda_2=0{\cdot}0000006 \text{ mm.}$$

Ily módon, a mint látható, következtethetünk az interferáló fény homogenitására, a spektrumok vonalainak szerkezetére.

89. A gyűrűk periódikus előtünése és elmosódása a lencse és a lemez távolítása alkalmával nem folytatódik azonban a végtelenségig. Ha a középpontban a távolítás következtében kb. 50.000 gyűrű eltűnt, a gyűrűk megszűnnek egyszersmindenkorra láthatókká lenni. F i z e a u ebből arra következtetett, hogy a nagy útkülönbség miatt a nátrium D-vonalainak interferencia-képessége a 81. pontban a 103. ábrával kapcsolatban kifejtett módon megszünt. Ez a következtetés azonban nem jogosult, mert láttuk a 86. pontban, hogy az egyenlő vastagság görbéi elnevezéssel illetett interferencia-csíkok teljesen homogén és határtalanul interferenciaképes fényben is elmosódnak, ha a réteg vastagsága elegendő nagy, mert a réteg c pontjában, melyre szemünk akkommodál, illetve a c-nek a retinán megfelelő p pontban különböző útkülönbséggel bíró cohærens sugárpárok interferenciáinak eredménye összegeződik.

90. A Jamin-féle interferenciál-refraktor. A Jamin-féle interferenciál-refraktor két egyenlő vastag planparallel üveglemezből áll, melyek a 113. ábrán látható módon és úgy vannak elrendezve, hogy a két L_1 és L_2 lemez közel párhuzamos legyen. E lemezeknek a B' és C pontokat tartalmazó lapjai ezüstözve vannak. Az F fénylő pontból kiindult $ABCDE$ és $AB'C'D'E'$ sugarak cohaerensek és párhuzamosak. Ha tehát e sugarakat egy végtelenre beállított távcsőben fogjuk fel, a tárgylencse gyujtósíkjában interferálni fognak. Az E és E' sugarak útkülönbsége kicsiny, annak ellenére, hogy az L_1 és L_2 lemez vastag. Az E és E' sugarak útkülönbsége ugyanis az L_1 és L_2 lemezek által létesített útkülönbségek különbsége, tehát



113. ábra.

$$2D\left(\sqrt{n^2-\sin^2\alpha_1}-\sqrt{n^2-\sin^2\alpha_2}\right).$$

A zárójelben lévő különbség változik, ha változik az FA sugár beesési szöge és ezért a távcső látóterében interferencia-csíkokat kapunk.

Ennél a berendezésnél az a jellemző és bizonyos szempontból előnyös körülmény áll elő, hogy a két interferáló sugár, mikor a két lemez között halad, nagyobb, néhány centiméternyi távolságra van egymástól. Ennek a távolságnak lehető fokozása érdekében vastagnak kell választani a lemezeket és alkalmasan (50°) megválasztani a beesés szögeit. Minthogy ezáltal a két sugár egymástól messze kerül, lehetségessé válik csak az egyik sugár útjába különböző törésmutatójú közegek beiktatása és e közegek törésmutatóinak, illetve a törésmutató megváltozásának a tanulmányozása, miközben a közbeiktatott anyagokat pl. különböző fizikai behatásoknak, mágneses tér, nyomás-, hőmérsékletváltozás, stb. vetjük alá. A Jamin-féle interferenciál-refraktorral a közbeiktatott anyagok minimális törésmutató-változásait tudjuk nyomon követni, ha e változások elegendő lassan mennek végbe. Pl. ha közbeiktatunk egy gázzal telt csövet, amelyben a gáz nyomását lassan növeljük, akkor a gáz törésmutatója lassan növekedik, aminek következtében a gázban mért fényhullámhossz megrövidülvén, a cső hosszában több fér el belőle. A nyomás növelése tehát megváltoztatja így a két sugár közötti útkülönbséget, hogy hány hullámhosszúsággal, azt megállapíthatjuk, ha megszámoljuk a távcső látóterének fonálkeresztje előtt a nyomás növelése közben elvándorló interferencia-csíkokat. A fonálkereszt előtt elvonuló interferencia-csíkok számából egyszerűen következtethetünk a törésmutató megváltozására. Legyen λ_0 a vákuumban mért fényhullámhossz; az n_1 törésmutatójú gázban mért fényhullámhossz $\frac{\lambda_0}{n_1}$, ebből a cső l hosszában elfér

$$m_1 = \frac{l}{\lambda_0} n_1$$

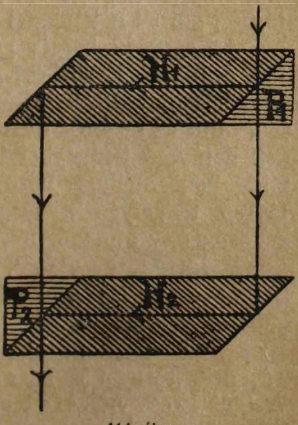
számú. Ha a nyomás fokozatos változtatásával a törésmutató megváltozik n_2-re, az n_2 törésmutatójú gázban mért $\frac{\lambda_0}{n_2}$ hosszúságú hullámból a cső l hosszában

$$m_2 = \frac{l}{\lambda_0} n_2$$

számú fog elférni. A törésmutató megváltozása

$$n_2 - n_1 = \frac{\lambda_0}{l} (m_2 - m_1)$$

ahol $(m_2 - m_1)$ a fonálkereszt előtt elvonult interferencia-csíkok száma.



114. ábra.

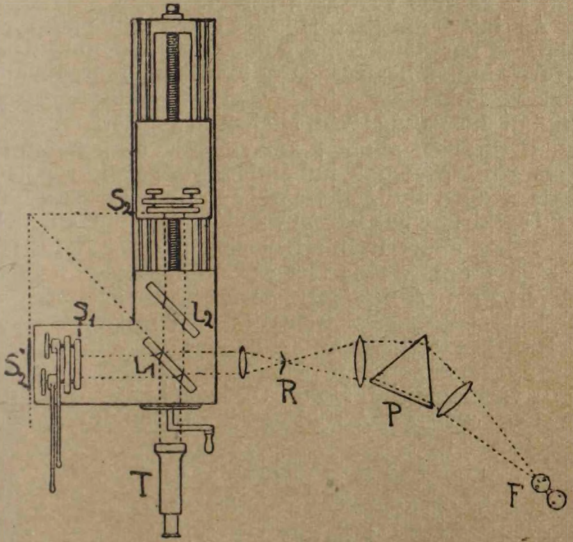
Még jobban elkülöníthető a két interferáló sugár egymástól a 114. ábrában látható berendezéssel. A H_1 és H_2 négyszög keresztmetszetű üveghasábok véglapjai 45° alatt hajlanak a hasábok tengelyeihez. A P_1 és P_2 derékszögű prizmák átfogó felületei gyengén ezüstözve vannak és úgy illeszkednek a hasábokhoz. A sugarak útja az ábrából közvetlenül látható.

91. Az egyenlő beesés görbéi vastag párhuzamos síkú lemezeken. Láttuk a 86. pontban, hogy az egyenlő vastagság görbéi vastag lemezeken elmosódnak. A párhuzamos síkú lemezeken keletkező egyenlő beesés görbéi bármilyen vastag, de szigorúan párhuzamos síkú lemezen előállíthatók, ha a lemezre eső fény teljesen homogén és korlátlanul interferenciaképes. Az egyenlő beesés görbéi tehát, mint nagy útkülönbségű interferencia-csíkok létesíthetők és alkalmasak ily módon a lemezt megvilágító fény homogenitásának, illetve színképvonalai szerkezetének és interferenciaképessége határának megvizsgálására. Ez ad e csíkoknak különös jelentőséget, ezeken alapul az interferencia-spektroszkópia. Az egyenlő beesés görbéit Haidinger figyelte meg először. Jellemző ez interferencia-csíkokra, hogy ha a lemezt, melyen keletkeznek, saját síkjában eltoljuk, a csíkok helyükön maradnak, a mint az keletkezésük alapján közvetlenül belátható, míg az egyenlő vastagság görbéi a lemezzel együtt mozognak.

Az egyenlő beesés görbéinek keletkezését láttuk a 109. ábrában. E görbék, minthogy a planparallel lemez által létesített útkülönbség csakis a beesés szögétől függ és a mint az az előállításukra szolgáló egész berendezésnek a távcső tengelye körüli szimmetriájából következik, koncentrikus körök, melyeknek középpontja a távcső tengelyének meghosszabbításában van. Ezek a körök úgy átmenő, mint visszavert fényben láthatók.

Merőleges beesésnél, $\alpha = 0$, a legnagyobb az útkülönbség, $2nD$; α növekedésével az útkülönbség csökken, surlódó beesésnél $2D\sqrt{n^2-1}$.

92. Michelson interferometere. Nagy útkülönbségű egyenlő beesési görbék előállítására szolgál az A. A. Michelson által szerkesztett interferometer, melynél a párhuzamos síkú lemez vastagsága és vele az útkülönbség is folytonosan változtatható. A berendezés vázlatos alaprajza a 115. ábrában látható. Az F fényforrásnak a P prizma által előállított színképéből az R rés által kivágott megközelítőleg monochromatikus (homogén) fénynyaláb párhuzamossá téve 45° alatt az abszolut párhuzamos síkú L_1 üveglemezre esik, melynek elülső felülete oly módon van ezüstözve, hogy a lemez azért átlátszó legyen. Az L_1 elülső felülete a reá eső fényt ketté osztja. Az átment fényt az S_1 síktükör veri vissza, az L_1 elülső felületéről visszavert fényt az S_2. Az S_1-ről visszaverődött fény az L_1 elülső felületén viszaverődve a



115. ábra.

T távcsőbe jut és ugyanoda kerül az S_2-ről visszavert fény is, miután az L_1 lemezen áthaladt. Az L_1 elülső felülete és S_1 között van a bizonyos vastagságu L_1 üveglemez; a szimmetria kedvéért az S_2 és az L_1 elülső felülete közé van iktatva az ugyanoly vastag L_2 planparallel lemez. Az egész berendezés hatása az, mintha az S_1-ről és az S_2-nek L_1 elülső felületére vonatkoztatott S_2' tükörképéről visszavert két sugár interferálna. Az egyenlő beesés görbéi tehát, melyeket a T távcsőben látunk, mintegy az S_1 és S_2' között levő párhuzamos síkú levegőrétegen keletkeznek. S_2 az ábrában látható mikrométer csavarral a reáeső fény irányában önmagával párhuzamosan eltolható és ezáltal a párhuzamos síkú levegőlemez vastagsága folytonosan változtatható. Az útkülönbség, mint már jeleztük, tetszés szerint fokozható anélkül, hogy az interferencia-csíkok előállításuk természetében rejlő okok következtében elmosódnának, mint az egyenlő vastagság görbéi.

Az interferometert Michelson különböző vizsgálatokra használta fel. A színképvonalak által kibocsátott fény hullámhosszúsága változatlanul reprodukálható és elegendő keskeny színképvonal hullámhosszúsága jól definiált hosszúság lévén, Michelson a métert, illetve annak tizedrészét, a dm-t közvetlenül összehasonlította egyes színképvonalak hullámhosszúságával, vagyis kimérte a dm-t hullámhosszakban. Az összehasonlításra a Cd spektrumának három vonalát használta fel, melyek fénye még akkor is interferenciaképes, ha S_1 és S_2' távolsága 1 dm, vagyis ha az útkülönbség levegőben mérve 20 cm. A mérésnek, melynek kiviteli módját itt közelebbről nem részletezhetjük és a melyet Michelson Breteuil-ben végzett, az eredménye az volt, hogy 760 mm nyomású és 15° C hőmérsékletű levegőben a Cd vörös vonalának hullámhosszúságából, λ_v-ből 1553163,5 fér el egy méteren. A zöld és kék Cd-vonalra vonatkozó eredmények:

$$1\,\text{m} = 1\,966\,249{,}7\,\lambda_z$$
$$1\,\text{m} = 2\,083\,372{,}1\,\lambda_k.$$

Megfordítva

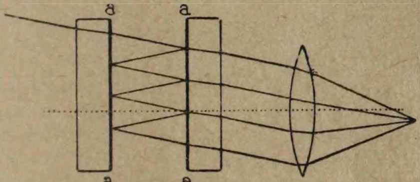
$$\lambda_v = 643{,}847\,22\,\mu\mu$$
$$\lambda_z = 508{,}582\,40\,\mu\mu$$
$$\lambda_k = 479{,}991\,07\,\mu\mu.$$

Felhasználta azonkívül az interferometert Michelson a színképvonalak szerkezetének vizsgálatára is. Elvileg analog módon járt el, mint a hogy Fizeau a Newton-féle berendezéssel a nátrium D-vonalának szerkezetét tanulmányozta.

Említettük már a méter és a vörös Cd-vonal hullámhosszúságának összehasonlításánál, hogy a vörös

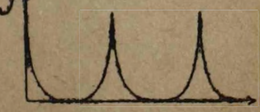
Cd-vonal 20 cm levegőben mért útkülönbségnél még interferenciaképes volt. Ez megfelel kb. 300.000 hullámhosszúságnyi útkülönbségnek. A *Hg*-spektrum zöld vonalának fénye még 540.000 hullámhosszúságnyi útkülönbség mellett interferenciaképes volt.

93. A Perot-Fabry-lemez. Perot és Fabry ugyancsak egy párhuzamos síkú levegőréteget használtak fel a



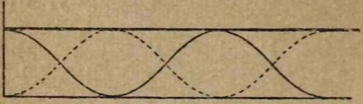
116. ábra.

nagy útkülönbségű interferencia-csíkok (egyenlő beesés görbéi) előállítására. Berendezésük az interferométertől annyiban különbözik, hogy a gyűrűket áteső fényben vizsgálták és a párhuzamos síkú levegőréteget határoló két párhuzamos síkú üveglemez belső $\overline{aa}$ lapjait (116. ábra) átlátszóan beezüstözték. Az ezüstözés megnagyobbítja az $\overline{aa}$ felületek visszaverőképességét és ezáltal megszaporodnak az $\overline{aa}$ felületeken való b e l s ő visszaverődéssel keletkező kb. egyenlő intenzitású interferáló sugarak, a minek viszont az a következménye, hogy az interferencia-csíkok fényerőssége nem sinusszerűen változik, mint a 106. ábrában, a hol a fényerősség eloszlása két sugár interferenciájának az eredménye, hanem úgy változik, a mint azt a 117. ábra tünteti elő, hol a világos csíkok két oldalán a fényerősség sokkal meredekebben esik, a világos gyűrűk keskenyebbek, élesebbek.



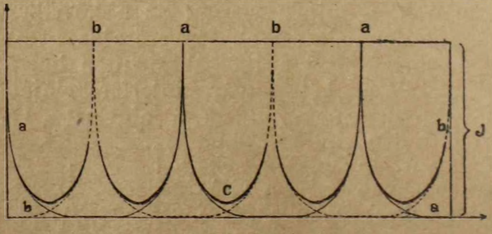
117. ábra.

A N e w t o n-féle berendezéssel vizsgálván a D_1 és D_2 vonalak interferenciáit, a csíkok teljesen elmosódtak az ú. n. disszonancia esetében, mikor a D_1 maximumai egybeestek a D_2 minimumaival. Ennek oka az volt, hogy a Newton-gyűrűk intenzitás-eloszlása sinusszerű. Két sinusos fényerősségeloszlású disszonáns interferencia-csíkrendszer (118. ábra vékony és pontozott görbe) tényleg mindenütt ugyanazt az eredő fényerősséget (vastagon kihúzva) létesíti. Ha azonban a két disszonáns interferencia-csíkrendszer fényerősségeloszlása olyan mint a 117. ábrában, akkor disszonancia esetén a csíkok nem mosódnak el, hanem mind a két *a* és *b* csíkrendszer külön látható (119. ábra), a két rendszerhez tartozó csíkok váltakozva félakkora távolságban követik egymást.



118. ábra.

E két interferencia-csíkrendszer külön látható akkor is, ha az egyik rendszerhez tartozó csíkok sokkal fényerősebbek, mint a másik rendszerhez tartozó csíkok. Ha nem két, hanem több komponens vonala van a megvizsgálandó színképvonalnak, akkor több csíkrendszer keletkezik, melyek mind külön egymás mellett láthatók, ha csak a csíkok fényerősség-maximumai elég meredekek és az egyes komponensek fénye elegendő homogén. A Perot-Fabry lemezen létrejövő interferencia-csíkok élességéből Lummer és Gehrcke arra következtettek, hogy a *Hg*-spektrum világoszöld vonalának fénye még 1.200.000, sőt



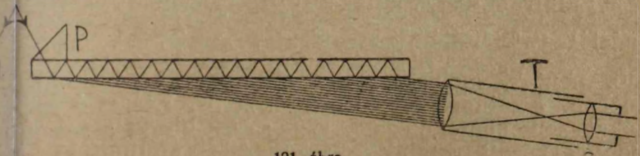
119. ábra.

2.600.000 hullámhosszúságnyi útkülönbség mellett is interferenciaképes. Ugyanaz, ami a Perot-Fabry-féle lemezzel, elérhető egy egyetlen planparallel üveg-lemezzel is, melynek a két lapja átlátszóan ezüstözve van. Ennek a hátránya csak az, hogy az útkülönbség, a lemez vastagsága nem változtatható folytonosan.

Változtatható vastagságú párhuzamos síkú üveglemezt nyerünk, ha két ékalakú lemezt egy olajcseppel egymáshoz illesztünk úgy, hogy az egyik a másikon egy mikrometercsavarral elcsúsztatható legyen, a mint azt a 120. ábra mutatja.

120. ábra.

94. A Lummer-lemez. Egy levegő-üveg határfelület visszaverő képessége nem csak ezüstözéssel növelhető, hanem az által is, hogy nagynak választjuk a beesés szögét. A Lummer-lemez (121. ábra) egy nem ezüstözött párhuzamos síkú üveglemez, melybe a fény a Gehrcke által alkalmazott *P* prizmán keresztül lép be. A beesés szöge a sokszoros belső visszaverődéseknél megközelíti a teljes visszaverődés határszögét, a felület visszaverőképessége tehát nagy lesz és a kilépő sugarak közel súrolva hagyják el az üveglemezt. A lemeznek elegendő hosszúnak kell lennie, hogy kellő számú belső visszaverődés létrejöhessen. Az interferencia-csikok



121. ábra.

akár áteső, akár visszavert fényben vizsgálhatók. A Lummer-lemez segítségével kiderítették a *Hg*-spektrum világoszöld vonaláról, hogy a finom szerkezete más és más, a szerint, hogy milyen szerkezetű *Hg*-lámpából származik.

95. Az egyenlő beesés görbéi nagyon alkalmasak a lemezek planparallelitásának megvizsgálására is, a

mennyiben e görbék szabályos köralakja érzékeny kritériuma a planparallelitásnak. Az erre szolgáló vizsgálati módszert Lummer dolgozta ki. A jenai Zeiss-művek, valamint A. Hilger Londonban olyan planparallel üveglemezeket állítanak már elő, melyeknek a vastagsága nagyobb darabon a fényhullámhossznak alig $^1/_{10}$-részével, tehát alig kb. $^1/_{20.000}$ mm-rel változik. A lemzeket rendszerint nagyobb átmérőjű köralakú darabokban állítják elő és a műszerekhez felhasznált darabokat, pl. egy Lummer-lemezt egy oly húr mentén vágják ki, melynek hosszában a lemez vastagsága megfelelő vizsgálat után kellő mértékben állandónak bizonyult.

96. Álló fényhullámok. Ha a z-tengely mentén két egyenlő hullámhosszuságú hullám halad egymással szemben, az egyik a $+z$-tengely irányában,

$$E_1 = a \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{z}{\lambda}\right),$$

a másik a $-z$-tengely irányában

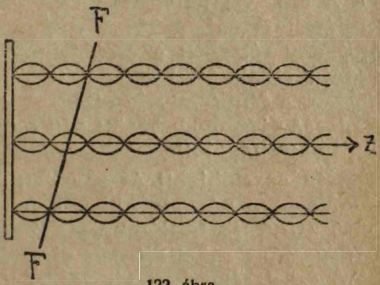
$$E_2 = a \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} + \frac{z}{\lambda}\right),$$

a két hullám találkozásának eredménye

$$E = E_1 + E_2 = 2a \sin 2\pi \frac{t}{T} \cos 2\pi \frac{z}{\lambda} \tag{39}$$

lesz. Látnivaló, hogy vannak a z-tengely mentén olyan egymástól egy fél hullámhossznyira lévő $z = \frac{\lambda}{4}, 3\frac{\lambda}{4}, 5\frac{\lambda}{4}, \ldots$ stb. pontok, melyekben az elektromos erő minden időben, t minden értéke mellett zérus. Ezeket a pontokat csomópontoknak nevezzük; ezek között a csomópontok között vannak a maximális amplitudójú helyek. Nyilván úgy foghatjuk fel a dolgot, hogy az amplitudo $2a \cos 2\pi \frac{z}{\lambda}$, a hely függvénye a z-tengely mentén. A csomópontok és a legnagyobb kirezgésű helyek azonban nem tolódnak el a z-tengely mentén, mint a (34) által leírt tovaterjedő hullám hegyei és völgyei, hanem helyben állnak. A (39) által leírt hullámot ezért állóhullámnak nevezik.

Álló fényhullámokat O. Wiener állított elő oly módon, hogy egy sík hullámot egy sík fémtükör által merőlegesen visszaveretett. A z-tengely, melynek mentén a csomópontok a legnagyobb kirezgésű helyekkel váltakoznak, itt merőleges a fémtükör lapjára. Wiener berendezésénél tulajdonképen csomósíkokról beszélhetünk, melyek a tükörrel párhuzamosak és egymástól $\frac{\lambda}{2}$ távolságra vannak és ezek között lévő maximális amplitudójú síkokról, melyek szintén $\frac{\lambda}{2}$ távolságra vannak egymástól. (122. ábra.) E csomósíkok elhelyezkedését Wiener fényképező lemezzel mutatta ki, melynek fényérzékeny rétege, egy chlorezüstkollodiumhártya csak $\frac{1}{30}$ fényhullámhossznyi vastagságú volt. Az F fényképezőlemez a fémtükörrel nagyon kicsi szöget zárt be. A csomósíkok és a legnagyobb amplitudó síkjai a fényérzékeny réteget párhuzamos (a rajz síkjára merőleges) egyenesekben metszik, melyek annál nagyobb távolságra vannak egymástól, mennél kisebb a lemez és a tükör által bezárt szög. Ha a fényérzékeny lemez feketedése, a fotografikus hatás más a csomópontokban és más a legnagyobb amplitudójú helyeken, akkor a megvilágított lemezen előhívás után a világos és sötét párhuzamos egyenesek rendszerét kell látni. A kisérletek tényleg igazolták Wiener meggondolásait, a fenti módon megvilágított lemezeken megjelentek a fekete csíkok. Külön figyelemre méltó, hogy ily vékony fényérzékeny rétegen a fényképező hatás egyáltalán kimutatható.



122. ábra.

97. Az állóhullámokat Lippmann színes fényképek előállítására használta fel. A fényérzékeny brómezüst réteget közvetlenül egy fémtükörre helyezte, a mi

úgy történt, hogy a fényérzékeny réteget hordozó lemez egy küvettának egyik falát alkotta befelé fordított réteggel, mely küvettába higanyt öntött. A beeső és a higanytükrön visszaverődő hullámok interferenciájából a fényérzékeny rétegben állóhullámok keletkeznek, melyek csomósíkjai párhuzamosak a higanytükörrel. Minthogy Wiener vizsgálatai szerint a fényképező hatás a csomósíkokban és a legnagyobb amplitudójú síkokban különböző, előhívás után a rétegben a fémtükörrel párhuzamos ezüst-szemcsékben gazdag síkok váltakoznak olyanokkal, melyekben ezüst nem, vagy alig vált ki. Az ezüstöt tartalmazó síkok távolsága $\frac{\lambda}{2}$, ha λ a beeső fénynek a fényérzékeny rétegben mért hullámhosszúsága. Hogy a nagyobb vastagságú fényérzékeny rétegben a csomósíkok és legnagyobb amplitudójú síkok által előidézett rétegeződés jól kifejlődhessen, a fényérzékeny rétegnek átlátszónak kell lennie. Kedvező viszonyok között 250 ezüst szemcsékben gazdag sík is kifejlődhetik.

Ha ez előhívott és rögzített lemezre fehér fényben merőlegesen nézünk, akkor a fehér fényt alkotó különböző színű és hullámhosszuságú hullámok mindegyik párhuzamos ezüst-rétegen visszaverődnek, de a különböző ezüst-rétegeken visszaverődött hullámok csak oly színben erősítik egymást, melyre vonatkozólag útkülönbségeik λ-val, illetve λ egész számú többszörösével egyenlők, vagyis a mely színű fény hullámhossza a kétszerese két szomszédos ezüst-réteg távolságának, vagyis más szóval, a mely fény hullámhossza egyenlő annak a (beejtett) fénynek hullámhosszával, a mely a fényérzékeny rétegben az álló hullámokat létesítette. Természetesen oly színű fény is erősen verődik vissza az interferencia folytán, melynek hullámhosszúsága az állóhullámokat létesítő hullám hosszúságának a fele, harmadrésze stb. Más színű hullámok azonban kioltják egymást. Ha tehát egy ilyen lemezre felvétel céljából a spektrumot vetítjük, akkor előhívás után merőleges ránézésnél a spektrumot fogjuk látni teljes színpompájában, eltekintve attól, hogy az ultravörös fénynek megfelelő helyeken megjelennek esetleg a spektrum kék részei, melyeknek hullámhosszai az ultravörös fény hullámhosszúságainak felével egyenlők.

Hogy rögzítés után a lemez valamely helyén ugyanazt a színt lássuk, mely ott az állóhullámokat létesítette, ahhoz szükséges, hogy a ránézés alkalmával a párhuzamos ezüstrétegek oly távolságra legyenek egymástól, mint a mily távolban voltak az állóhullámok legnagyobb amplitúdójú síkjai. Az ezüst-rétegek távolsága azonban függ a fényérzékeny réteg víztartalmától; ha a rétegre ráleheliink, a réteg megduzzad, az ezüst-rétegek távolodnak egymástól és a színek eltolódnak a spektrum vörös vége felé. XII. 12.

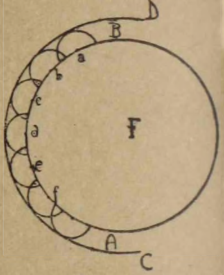
A fényelhajlás.

98. Említettük az 1. pontban, hogy a fény egyenes vonalú terjedésére vonatkozó tétel csak bizonyos megközelítéssel írja le a jelenségeket; ha a fény útjába kicsi rést, vagy kicsiny, árnyékot vető ernyőt állítunk, a geométriai árnyékba is kerül fény, sőt nagy ernyők szélein is jelentkezik az ernyő szélét megkerülő és a geométriai árnyékba belépő fény. Ilyenkor beszélünk a fény elhajlásáról. Ilyen fényelhajlást már G r i m a l d i (17. század) és L e o n a r d o d a V i n c i is tapasztalt. Ezek a jelenségek analógia révén a fény hullámszerű tovaterjedése mellett tanúskodtak, és annak alapján megmagyarázhatók voltak, mert hiszen a hanghullámok is behatolnak a geométriai hangárnyékba, a vízhullámok is megkerülik az útjukban álló akadályokat. A fény hullámelmélete számára inkább a fény egyenesvonalú terjedésének a megmagyarázása okozott bizonyos nehézségeket. Ezeket H u y g e n snek, majd az ő nyomdokain haladva F r e s n e lnek sikerült elhárítani a hullámelmélet útjából.

A H u y g e n s-féle elv, melyet F r e s n e l tökéletesített, megmagyarázza a fény egyenesvonalú terjedését, mint a tovaterjedés határesetét, ha az ernyők méretei a hullámhosszúsághoz képest nagyok, de megmagyarázza az egyenesvonalú terjedéstől való eltéréseket, a fényelhajlás jelenségeit is.

99. Huygens elve. H u y g e n s a fény tovaterjedését a következőképen fogta fel:

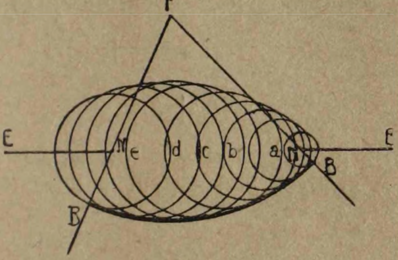
Az F pontszerű fényforrásból kiinduló hullámok bizonyos idő alatt az $\overset{\frown}{AB}$ gömbig jutnak el (123. ábra). Mikor az F-ből kiindult hullám az $\overset{\frown}{AB}$ pontjait eléri, ezek mind másodlagos sugárzási centrumokká válnak és a maguk részéről gömbalakú fényhullámokat bocsátanak ki, melyeknek terjedési sebessége ugyanaz, mint az F-ből kiindult hullámé.



123. ábra.

Ezek a másodlagos hullámok azonban Huygens szerint csak ott létesítenek észrevehető fényhatást, a hol a $\overset{\frown}{CD}$ közös burkoló felületük érinti őket. Az $a, b, \ldots f$ pontokból kiindult másodlagos hullámok ugyancsak oly sebességgel tágulnak, mint az F-ből kiindult hullám. A $\overset{\frown}{CD}$ burkoló felület, mely az egy és ugyanazon időpillanathoz tartozó másodlagos hullámokat burkolja be, az új hullámfelület. Ez a felület az adott esetben ugyancsak egy gömbfelület, melynek középpontja F. Nyilvánvaló, hogy a közös burkolófelület terjedési sebessége megegyezik a hullámok terjedési sebességével.

100. A Huygens-féle elv alapján egyszerűen megmagyarázható a fény egyenes vonalú terjedése, az árnyék keletkezése. Állítsunk az F fényforrásból kiinduló hullámok útjába (124. ábra) egy E ernyőt, melyen az NN nyílás van. Az F-ből kiinduló hullám előbb az e, d pontokat éri, mert azok F-hez közelebb vannak és azután sorba a c, b, a, stb. pontokat. A másodlagos hullám kibocsátása tehát a-ban később kezdődvén, mint pl. d-ben, egy és ugyanazon időpillanatban az a-ból kiindult másodlagos gömbhullám sugara kisebb lesz, mint a d-ből kiindult hullám sugara. Minthogy ezek a másodlagos hullámok észrevehető fényhatást a másodlagos hullámfelületnek csak abban a pontjában létesítenek, a hol a közös burkolófelület őket érinti, az NN nyíláson áthaladt hullám egy bizonyos időpillanatban a $\overset{\frown}{BB}$ burkolófelület lesz, mely egy F-hez, mint középponthoz tartozó gömb-felületnek egy darabja. Az *NFN* kúpon kívül nincs burkolófelület, tehát nincs fényhatás sem, ott árnyék keletkezik, a fény tehát egyenes vonalban terjed. Hasonló egyszerű módon megszerkeszthető a visszavert és a megtört hullám is.



124. ábra.

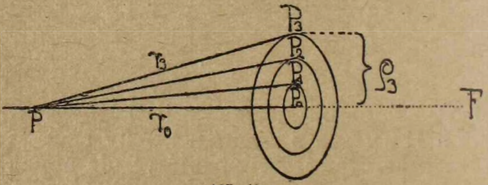
101. A Fresnel által tökéletesített Huygens-féle elv. Ily módon Huygens nyomán a fény egyenes vonalú terjedésének kérdése el volna intézve, de annak az önkényes feltevésnek az alapján, hogy a másodlagos hullámok észrevehető fényhatást csak abban az irányban, ott létesítenek, a hol a burkolófelületük őket érinti. Fresnel volt az, ki ezen önkényes feltevés helyett a másodlagos hullámok kölcsönhatására az interferencia-elvet alkalmazta és megmutatta, hogy a fény egyenesvonalú terjedése annak a következménye, hogy a geométriai árnyékon belül a másodlagos hullámok az interferencia folytán egymás hatását általában lerontják és így ott sötétség jön létre, bizonyos körülmények között azonban erősítik egymást a másodlagos hullámok a geométriai árnyékon belül is és ekkor ott zérustól különböző megvilágítás, fényhajlás jön létre.

Vizsgáljuk meg Huygens elve alapján a fényhatást, melyet egy nagyon távoli (végtelenben lévő) *F* fényforrásból származó síkhullám létesít egy *P* pontban (125. ábra). *P*-ből a hullámra bocsátott merőleges P_0-ban metszi a hullámsíkot. Ez a hullámsík feloszthacó gyűrű alakú zónákra, melyeknek a középpontja legyen P_0. Az első középponti zónát oly nagyra, sugarát akkorára választjuk, hogy a kerületén lévő P_1 pontnak a P-től számított r_1 távolsága egy fél hullámhosszúsággal nagyobb legyen, mint r_0, vagyis a $\overline{PP_0}$ távolság. A $\overline{PP_2} = r_2$ távolság ismét egy fél hullámhosszúsággal nagyobb legyen, mint r_1, és így tovább

$$\overline{PP_k} = r_k = r_{k-1} + \frac{\lambda}{2}, \qquad k = 1, 2, 3, .$$

$$r_k = r_0 + k\frac{\lambda}{2}.$$

Az egyes gyűrűk által a P-ben létesített fényhatás (amplitudo) arányos lesz a gyűrűk területével és for-



125. ábra.

dítva arányos a gyűrűk P-től számított távolságával és annál kisebb lesz, mennél ferdébben bocsátja ki a gyűrű a másodlagos fényhullámokat P felé. A k-adik gyűrű sugara,

$$\varrho_k = \sqrt{r_k^2 - r_0^2} = \sqrt{\left(r_0 + k\frac{\lambda}{2}\right)^2 - r_0^2},$$

$$\varrho_k = \sqrt{2kr_0\frac{\lambda}{2} + \left(\frac{k}{2}\right)^2\lambda^2}$$

és ha λ^2-t mint kicsiny mennyiséget $r_0\lambda$ mellett elhanyagoljuk,

$$\varrho_k = \sqrt{kr_0\lambda}.$$

A ϱ_k sugarú körök területei $\pi\varrho_k^2$, tehát rendre:

$$\pi r_0\lambda,\ 2\pi r_0\lambda,\ 3\pi r_0\lambda, \ldots$$

Két egymásra következő kör által határolt gyűrűalakú zóna területe tehát $\pi r_0\lambda$. Ha távolodunk P_0-tól, a zónák területei valamicskét növekednek ugyan, de viszont mind távolabb kerülnek P-től; ez a két változás kiegyenlíti egymást. Az r_k sugárnak növekvő hajlása a gyűrűk síkjához azonban azt eredményezi, hogy az egyes gyűrűk által P-ben létesített hatások annál kisebbek lesznek, mennél nagyobb a gyűrűk ϱ_k sugara. Tekintve, hogy az egyes gyűrűktől P-hez vont egyenes út gyűrűről-gyűrűre egy fél hullámhosszúsággal növekszik, egymásra következő gyűrűk ellenkező irányú (előjelű) amplitudókat hoznak létre P-ben. A gyűrűk sorozatának a hatása P-ben lesz:

$$E = e_1 - e_2 + e_3 - e_4 + \cdots + (-1)^{k-1} e_k, \tag{40}$$

a hol e_k abszolut értéke k növekedésével csökken, minthogy k növekedésével a zónák síkjának normálisa és az r_k által bezárt szög növekedik.

Ez a végtelen sor A. Schuster vizsgálatai szerint a következő módon összegezhető: A sor első n tagjának összege, ha n páratlan szám, úgy írható, hogy

$$E_n = \frac{e_1}{2} + \left(\frac{e_1}{2} - e_2 + \frac{e_3}{2}\right) + \left(\frac{e_3}{2} - e_4 + \frac{e_5}{2}\right) + \cdots$$
$$\cdots + \left(\frac{e_{n-2}}{2} - e_{n-1} + \frac{e_n}{2}\right) + \frac{e_n}{2},$$

vagy

$$E_n = e_1 - \frac{e_2}{2} - \left\{\left(\frac{e_2}{2} - e_3 + \frac{e_4}{2}\right) + \left(\frac{e_4}{2} - e_5 + \frac{e_6}{2}\right) + \cdots\right.$$
$$\left.\cdots + \left(\frac{e_{n-3}}{2} - e_{n-2} + \frac{e_{n-1}}{2}\right)\right\} - \frac{e_{n-1}}{2} + e_n.$$

Tegyük fel, hogy mindegyik e_k nagyobb, mint a szomszédos e_{k-1} és e_{k+1} arithmetikai középértéke. Minthogy a zárójelben lévő mennyiségek mind negatívok,

$$e_1 - \frac{e_2}{2} - \frac{e_{n-1}}{2} + e_n < E_n < \frac{e_1}{2} + \frac{e_n}{2}.$$

Minthogy a sor valamelyik e_k tagja csak igen kevéssé különbözik a szomszédjaitól, e_{k-1} és e_{k+1}-től, a két határérték, mely közé E_n-t bezártuk, nagyon közel egyenlő egymással, tehát

$$E_n = \frac{e_1}{2} + \frac{e_n}{2}.$$

Hasonló módon következtethetünk, ha mindegyik e_k kisebb, mint szomszédjainak arithmetikai középértéke. Ha n páros szám, ugyancsak hasonló úton az

$$E_n = \frac{e_1}{2} - \frac{e_n}{2}$$

eredményre jutunk. Minthogy e_n abszolut értéke, mint láttuk, n növekedésével minden határon túl csökken, vagyis e_n határértéke zérus, a fenti összegezések ugyanarra az eredményre vezetnek, vagyis

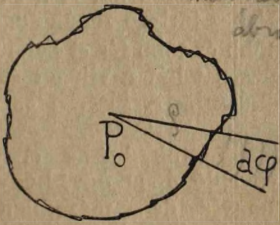
$$E = \frac{e_1}{2};$$

az eredmény tehát olyan, mintha a P pontban csak a középső zóna fele létesitene fényhatást.

Ha az F fényforrást és a P pontot összekötő egyenes P_0 pontjába egy köralakú ernyőt állítunk, mely a középső zónát, valamint néhány ahhoz csatlakozót teljesen elföd, azáltal a P pontban még nem létesítettünk sötétséget. Ugyanis ekkor a végtelen sor elejéről hiányzik az a néhány tag, melyeknek zónáit az ernyő elfödi, az ernyő széléhez csatlakozó gyűrűalakú zóna veszi át a középső zóna szerepét és P-ben a hatás olyan lesz, mintha ennek a zónának a fele létesítette volna. Egy köralakú ernyő tehát, mely a hullámhosszúsághoz képest nem nagyon nagy és a PP_0 távolsághoz képest elég kicsi, a PP_0 egyenes pontjaiban nem hoz létre sötétséget. Poisson jutott erre az eredményre a Huygens-Fresnel-féle elv alapján és következtetését Deslisle és Arago kisérletileg igazolták. A P_0-ban felállított kis méretű szabályos köralakú ernyő mögött a geométriai árnyékkúp tengelye mentén a megvilágítás az ernyőtől nagyobb távolságban kb. ugyanakkora, mintha az ernyő nem volna jelen. Ha szemünket a PP_0 tengelyben elhelyezve nézzük a köralakú ernyőt, a fényt az ernyő széléről látjuk jönni.

Ha a köralakú ernyő méretei a $\overline{PP_0}$ távolsághoz képest nem kicsinyek, P-ben csak gyenge fényhatás létesül, mert akkor már az ernyő széléhez csatlakozó legbelső, mondjuk k-adik zónáról nagyon ferdén indul a fény P-hez és igy e_k már nagyon kicsi. Ha tehát a tengely mentén a P ponttal közeledünk az ernyőhöz, a megvilágítás mind gyengébb lesz.

Ha P_0-ba egy szabálytalan ernyőt állítunk, az ernyő határát megközelitésben egy tört vonalnak tekinthetjük, mely a P_0-ból kiinduló sugarak és a P_0 köré írt koncentrikus körök darabjaiból tehető össze. (126. ábra.) Minden körívdarabhoz csatlakozva megszerkeszthetjük a Fresnel-féle zónákat a hullámfelületnek abban a részében, mely a körívhez tartozó $d\varphi$ középponti szög szárai közé esik. A legbelső zónák azonban, melyek felének hatása P-ben megnyilvánul, ezáltal a legkülönbözőbb távolságokra vannak P-től hullámhosszakban mérve, a belőlük kiinduló másodlagos hullámok P-be a legkülönbözőbb fázisokkal érkeznek meg és egymást nem erősíthetik; P-ben tehát sötétség lesz,



126. ábra.

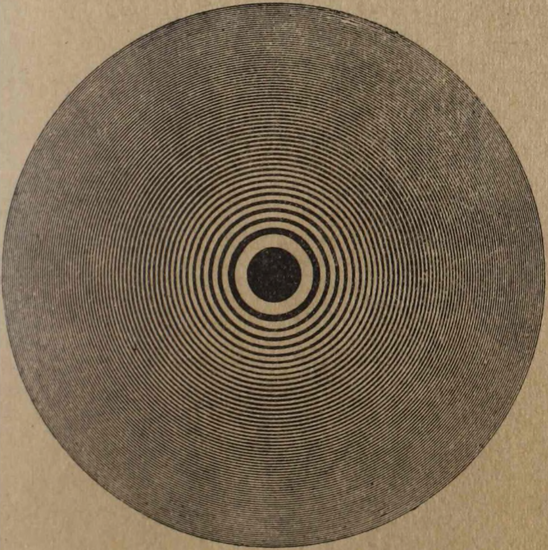
A PP_0 távolsághoz képest kicsiny méretű szabályos köralakú ernyő speciális esetétől eltekintve egy P_0-ban elhelyezett ernyő P-ben sötétséget létesít, a fény tehát egyenes vonalban terjed.

Állítsunk fel az F fényforrás és a P pont között egy köralakú nyilással ellátott ernyőt, mely nyilás középpontja legyen P_0-ban. A P-ben keletkező megvilágítás különböző lesz a szerint, hogy a köralakú nyilásba a P-hez tartozó zónák közül hány fér belé. Ha csak a középső zóna fele fér a nyilásba, a megvilágitás P-ben akkora lesz, mintha az ernyő ott sem volna. Ha a nyilás az egész középső zónát felöleli, az amplitudo P-ben kétszer akkora, a megvilágitás négyszer akkora lesz, mint ernyő nélkül volna. Ha a környílást még nagyobbra választjuk úgy, hogy a középső zónán kívül még a következő, második zóna is beleférjen, akkor kétszerannyi fény jön át az ernyő nyílásán, mint azelőtt, mikor a nyílás csak az egész középső zónát tartalmazta, mégis P-ben sötétség van, mert

$$E = e_1 - e_2 = 0.$$

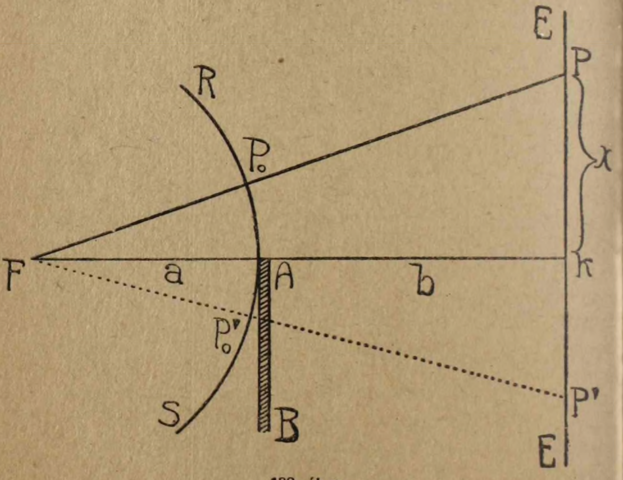
Ha a környílás sugarát fokozatosan növeljük, P-ben periódikusan váltakozva sötétség és világosság keletkezik. A környilás sugarának növelése helyett a P pontot tolhatjuk el a PP_0 tengelyen P_0 felé. Ezáltal a P-hez tartozó zónák sugarai kisebbednek és fokozatosan több és több fér el belőlük a környílásban. A PP_0 egyenesen tehát a világos és sötét helyek váltakoznak egymással. A kisérlet ezeket a meggondolásokat is igazolta.

Láttuk, ha az ernyőn vágott környilás sugara egyenlő ϱ_1-el úgy, hogy az egész első zónát szabadon hagyja, de a másodikat már teljesen elfödi, akkor a fényhatás P-ben nagyobb, mint az ernyő távollétében volna. A megvilágitás P-ben azonban még fokozható, ha az ernyőn lévő nyilások sorba szabadon hagyják azokat a zónákat, melyeknek a (40) sorban egyenlő előjelű tagok felelnek meg, tehát pl. az összes páros zónákat a páratlan zónák egyidejű teljes elfödése mellett, vagy megfordítva. A 127. ábrában látható egy ilyen ernyő. Ennek tehát az a tulajdonsága, hogy a P pontban sokkal erősebb megvilágitást (fényhatást) hoz létre, mint a milyen ott az ernyő nélkül keletkezné k. Hatása tehát olyan, mint egy lencséé, melynek gyujtópontja P. Természetesen többszörös gyujtópontjai vannak az ernyőnek, mert egy P' pontban, mely az ernyőtől félakkora távolban van mint P, a szabadon hagyott zónákról érkező sugarak útkülönbsége ugyancsak a hullámhosszúság egészszámú többszöröse. Az ábrában látható ernyő P gyujtópontja kb. $r_0 = 26$ méternyire van az ernyőtől, ha az ernyőt síkhullám útjába állitjuk. Ha a fényforrás az ernyőtől véges távolságra van, az ernyő különböző pontjaihoz már különböző fázisban érkezik a hullám. Ha pl. úgy akarjuk berendezni a dolgot, hogy a fényforrás és P az ernyőtől egyenlő távolban legyenek, P-t oly messze kell vinni az ernyőtől, hogy a ϱ_k és ϱ_{k+1} sugarú körök kerületéről P-hez vont utak különbsége ne $\frac{\lambda}{2}$, hanem $\frac{\lambda}{4}$ legyen, mert akkor már a fényforrás és az ernyő között létesül $\frac{\lambda}{4}$ útkülönbség. P tehát kétszer olyan messzire, fenti példában 52 m-re



127. ábra

kerül az ernyőtől, mint volt síkhullámra vonatkozólag. Kisebb gyujtótávolságú gyűrűs ernyők úgy állíthatók elő, ha a 127. ábráról kisebbített méretben diapozitíveket készítünk. Ha a gyűrűk méreteit a felére redukáljuk, a gyujtótávolság a negyedére csökken. Ilyen gyűrűs ernyők előállításával R. W. Wood foglalkozott. Lord Rayleigh rámutatott arra, hogy ha a gyűrűs ernyő által elfödött zónák fényét is átbocsátjuk, de egy fél hullámhossz útkülönbséggel, úgy ezeknek a zónáknak a fénye hozzájárulva az el nem födött zónáknak a fényéhez a gyűrűs ernyő által a P pontban létesitett hatást még megnégyszerezi. Ezt W o o d kísérletileg úgy valósította meg, hogy egy üveglemezt minden második gyűrű helyén fluorsavval oly D mélységben maratott ki, hogy két fénysugár között, melyek közül az egyik a D utat levegőben, a másik üvegben teszi meg, egy fél hullámhosszúságnyi útkülönbség létesüljön. Egy más



128. ábra.

módja ennek, ha egy üveglemezre öntött megfelelő D vastagságú gelatine-réteget minden második gyűrű helyén az üvegről eltávolítunk.

102. Eddigi egyszerű fejtegetéseink során láttuk, hogy a fény egyenesvonalú terjedése, vagyis az árnyék keletkezése átlátszatlan ernyők mögött a másodlagos hullámok destruktív interferenciájának eredménye. H u y g e n s elve alapján azonban a geométriai árnyék szélén észlelhető jelenségekről is számot adhatunk. Legyen F a fényforrás (128. ábra), AB egy átlátszatlan

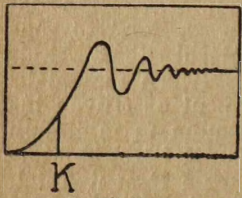
ernyő, melynek egyenesvonalú széle a rajz síkjára A-ban merőleges, K a geométriai árnyék széle az EE ernyőn. Vizsgáljuk a megvilágítást az EE ernyő P pontjában, mely K-tól x távolságra van. Vizsgálatunkban az F-ből kiindult gömbhullám keskeny RAS sávjának a hatására szorítkozunk. A gömbhullámot a P pontra vonatkozólag Fresnel-zónákra osztjuk. A hatás P-ben a gömbhullámnak P_0 fölött lévő részétől és a P_0A darabjától függ. A P_0 fölött lévő része a hullámnak P-ben oly hatást létesít, mint a középső zóna negyedrésze. Ehhez járul a P_0A darab hatása. Ha a P_0A darab páros számú zónát tartalmaz, ezek egymást páronként kompenzálják és hatásuk P-ben zérus; ekkor a megvilágítás P-ben csakis a P_0 fölötti félhullámtól származik és minimum. Ha a P_0A darab páratlan számú zónát tartalmaz, a középső zóna P_0 alatti részének hatása hozzájárul a gömbhullám P_0 fölötti felének hatásához és P-ben maximális megvilágítás létesül. Ha tehát a P pont az ernyőn távolodik K-tól, a megvilágítás maximum és minimum között váltakozik. A maximumok annál közelebb vannak egymáshoz, mennél távolabb esik a P pont K-tól. Mennél messzebb van ugyanis a P pont a K-tól, annál kisebb növekedése x-nek elegendő ahhoz, hogy A-nál új és újabb zónák lépjenek elő. A fény hullámhosszúsága is nyilván befolyással van a maximumok távolságára, vagyis az elhajlás alkalmával keletkező interferencia-csíkok szélességére. Rövidebb hullámhosszúságú fényben kisebb a Fresnel-féle zónák sugara és szélessége és ennek következtében az EE ernyőn keletkező interferencia-csíkok szélessége is. Fehér fényben tehát az interferencia-csikok színesek.

Ha P' a K alatt, vagyis a geométriai árnyékon belül van, a megvilágítás P'-ben a gömbhullám P_0' fölötti felerészének attól a darabjától származik, melyet az AB ernyő A fölött szabadon hagy. A hullám e darabjának hatása, mint tudjuk, az A-hoz csatlakozó zóna felének hatásával egyenlő. Mennél mélyebbre megyünk P'-vel a geométriai árnyék belsejébe, annál messzebb kerül A a P_0'-től, annál ferdébben megy a fény A-ból P' felé, annál csekélyebb lesz tehát a P'-ben létesített hatás.

A geométriai árnyék K szélén észlelhető megvilágitás-eloszlás tehát olyan, mint azt a 129. ábra mutatja.

103. A Frauenhofer-féle elhajlási jelenségek. Az eddig tárgyalt elhajlási jelenségeket, melyeknél a fényforrás és a P pont, melyben a megvilágitást vizsgáljuk, az ernyőtől véges távolságban vannak, Fresnel-féle elhajlási jelenségeknek nevezik.

A fényelhajlás alkalmával keletkező interferencia-csikok szélessége függ a használt fény hullámhosszától. Az interferencia-csikok szélességének mérése tehát módot nyujt a fény hullámhosszúságának a meghatározására. A hullámhosszúság mérése, a spektroszkópia szempontjából fontosabbak a Frauenhofer-féle elhajlási jelenségek, melyeknél a fényforrás és a P pont, melyben a megvilágitást vizsgáljuk, a végtelenben vannak. Kisérletileg ezt úgy valósitjuk meg, hogy a fényforrást egy gyüjtőlencse gyujtópontjába állitjuk és a fényeloszlást az elhajlitó rés mögött végtelenre állitott távcsővel vizsgáljuk, mely a párhuzamos sugarakat tárgylencséje gyujtósikjában egyesiti. A Függelék 8. pontjában a mathematikailag megfogalmazott Huygens-elv alapján részletesen tárgyalva van néhány Frauenhofer-féle elhajlási jelenség, nevezetesen, ha a fényforrás és a vizsgált P pont között lévő ernyőn 1. egy négyszögű nyilás, 2. egy rés és végül 3. ha igen sok párhuzamos aequidistans rés, vagyis egy optikai rács van.



129. ábra.

Nézzük először, hogy milyen a fényeloszlás egy négyszögű nyilás mögött. A végtelenben lévő fényforrás párhuzamos fénye essék merőlegesen a négyszögű nyilást hordozó EE sik ernyőre és ugyancsak az EE ernyő sikjára merőleges legyen az észlelő távcső tengelye. Az EE ernyőn helyezzünk el egy derékszögű xy koordináta-rendszert, melynek kezdőpontja essék egybe a négyszög középpontjával és melynek x-tengelye legyen párhuzamos a négyszög a oldalával, y-tengelye pedig a négyszög b oldalával. A beeső fény tehát a z-tengely mentén halad és az észlelő távcső tengelye is essen egybe a z-tengellyel. A távcső tárgylencséjének gyujtósíkjában pedig helyezzünk el egy $x'y'$ koordináta-rendszert, melynek kezdőpontja essék egybe a gyujtóponttal és tengelyei legyenek párhuzamosak az xy-rendszer megfelelő tengelyeivel. Akkor a megvilágítás erőssége a távcső gyujtósíkjának $P(x', y')$ pontjában a Függ. (2b) szerint:

$$J_0 = J_0' \left(\frac{\sin \frac{\mu a}{2}}{\frac{\mu a}{2}} \right)^2 \left(\frac{\sin \frac{\nu b}{2}}{\frac{\nu b}{2}} \right)^2,$$

a hol J_0' a megvilágítás a távcső gyujtópontjában,

$$\mu = \frac{2\pi}{\lambda} \alpha_0,$$

$$\nu = \frac{2\pi}{\lambda} \beta_0,$$

α_0, β_0 pedig a P-be elhajlított sugár iránycosinusai.

Tehát a Függ. (2g') formulája szerint a távcső tárgylencséjének gyujtósíkjában két egymásra merőleges sötét egyenes-sereg látható, melyek egyenletei

$$\left.\begin{aligned} x' &= \pm h \frac{\lambda f}{a}, \qquad h = 1, 2, 3, \ldots, \\ y' &= \pm k \frac{\lambda f}{b}, \qquad k = 1, 2, 3, \ldots, \end{aligned}\right\} \tag{41}$$

a hol f a tárgylencse gyujtótávolsága.

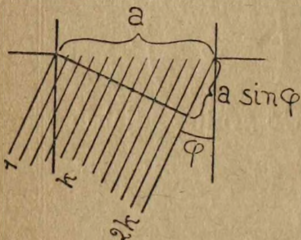
A (41) egyenletek egyszerűen értelmezhetők. Szorítkozzunk egyszerűség kedvéért, mint az az y-tengellyel párhuzamos r é s n é l lehetséges, az xz illetve $x'z$ síkra és jelöljük φ-vel az elhajlított fény és a z-tengely által bezárt szöget. Ekkor Függ. (2g) értelmében

$$\frac{x'}{f} = \alpha_0 = \sin \varphi,$$

tehát (41) alatti első egyenletünk:

$$a \sin \varphi = h\lambda. \tag{42}$$

Nyilvánvaló, hogy mindazok a sugarak, melyek a z-tengelylyel φ szöget zárnak be, egy lencse által egy pontban egyesítve ott zérus megvilágítást hoznak létre, ha $a \sin \varphi$ (130. ábra) egyenlő a hullámhosszúság h egész számú többszörösével. Ekkor ugyanis a φ irányban haladó hullámot páros, $2k$ számú sávra bonthatjuk úgy, hogy pl., ha h páratlan egész szám, a 0-dik és a k-adik, éppúgy a k-l és a $(2k$-$l)$-edik sávok között az útkülönbség egyenlő legyen a hullámhosszúság felével vagy annak páratlan számú többszörösével; ezek a sávok tehát páronként egyesítve egymás hatását P-ben megsemmisítik. A hullámfront ily felosztása és a hozzáfűződő meggondolás analóg módon elvégezhető akkor is, ha h páros szám.



130. ábra.

A megvilágítás erőssége egy az y-tengelylyel párhuzamos és a szélességű rés mögött a $P(x')$ pontban [Függ. (2i)]:

$$J_0 = J_0' \frac{\sin^2 \frac{\mu a}{2}}{\left(\frac{\mu a}{2}\right)^2}.$$

104. Az optikai rács. Legyen az $\overline{EE}$ ernyőn számos az y-tengelylyel párhuzamos, a szélességű keskeny rés egymástól egyenlő távolságban és jelöljük két szomszédos résben egyenlően fekvő két pont távolságát (az x-tengely mentén mérve) d-vel. A rések ilyen rendszere egy optikai rácsot alkot, d a rács állandója. A Függ. (2m) formulája értelmében a rács mögötti P pontban a megvilágitás erőssége

$$J_0 = J_0' \frac{\sin^2 \frac{\mu a}{2}}{\left(\frac{\mu a}{2}\right)^2} \frac{\sin^2 \frac{m\mu d}{2}}{\sin^2 \frac{\mu d}{2}}, \tag{43}$$

a hol m a rácson lévő összes rések száma. A jobboldali első két tényező az egy rés által létesített elhajlási jelenség fényeloszlását írja le. Ez egy az x-tengelylyel párhuzamos fénysáv,, melyet a (42) egyenletnek megfelelően az y-tengelylyel párhuzamos sötét egyenesek szelnek át. Ezekhez járulnak még a harmadik tényező zérushelyeinek megfelelően az

$$\left.\begin{array}{l} \frac{m\mu d}{2}=h\pi, \quad \sin\varphi=\frac{h\lambda}{md}, \quad h=\pm 1,2,3,\ldots \\ \text{vagyis az} \quad x'=h\frac{\lambda f}{md} \end{array}\right\} \quad (43a)$$

sötét egyenesek. Két sötét csík között a megvilágítás erőssége csak olyan rendű, mint volna egy rés mögött. Ha azonban a harmadik tényező nevezője lesz zérus,

$$\frac{\mu d}{2}=k\pi, \qquad k=\pm 1,2,3,\ldots$$

vagyis

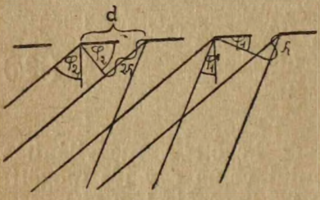
$$\sin\varphi_k=k\frac{\lambda}{d},$$

akkor az ezen egyenlet által meghatározott φ_k irányokban a fényerősség az m^2-szerese annak a fényerősségnek, mely ebben az irányban egy rés mögött keletkezne. Egy rácsnál csakis ezek a maximumok láthatók. Ha tehát a rácsot egy keskeny, monochromatikus, a résekkel párhuzamos fényvonallal, egy lencse gyujtósíkjába helyezett réssel (kollimator) világítjuk meg és a fény merőlegesen esik a rácsra, úgy a közvetlen képen kívül, melyet a réseken irányváltozás nélkül áthaladt sugarak egyesítése hoz létre, ettől jobbra és balra kapjuk az első-, másod-, harmad- stb. rendű színképeket, a

$$\sin\varphi_1=\pm\frac{\lambda}{d}, \quad \sin\varphi_2=\pm 2\frac{\lambda}{d}, \quad \sin\varphi_3=\pm 3\frac{\lambda}{d} \qquad (43b)$$

egyenletek által megszabott irányokban.

Ezek az egyenletek szintén egyszerűen értelmezhetők. A rések minden pontja másodlagos rezgési centrumnak tekinthető, melyekből minden irányban indul ki fény. Tekintsük két szomszédos résnek két egyenlő fekvésű pontját. Az észlelő távcső tárgylencséje a párhuzamos sugarakat egyesíti gyujtósíkjában. Hogy két egyenlő fekvésű pontból kiindult párhuzamos sugarak egyesítve interferencia útján egymást hatásukban erősítsék, ahhoz szükséges, hogy oly φ elhajlási szög által megszabott irányban haladjanak, hogy $d \sin \varphi$ útkülönbségük egyenlő legyen a hullámhosszúság egész számú többszörösével. (131. ábra.) Ha ez a feltétel két szomszédos rés egyenlő fekvésű pontjaira nézve ki van elégítve, akkor az összes résekre vonatkozólag is ki van elégítve és valamennyi rés által ebben az irányban kibocsátott hullámok erősítik egymást; ily módon keletkeznek ezekben az irányokban az erős maximumok.

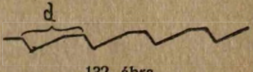


131. ábra.

Mennél nagyobb λ, annál nagyobb a hozzá tartozó elhajlási szög. Ha tehát fehér fénynyel világítjuk meg a rácsot, (43b) értelmében szinképeket kapunk, melyekben legkevésbbé lesz elhajlítva az ibolyaszínű fény, legtávolabb a közvetlen képtől keletkezik a vörös maximum. Az így keletkező szinképeket normális színképeknek nevezzük, mert bennük a rács anyagának minőségétől függetlenül csakis a rácsállandó által megszabott mértékben és a hullámhosszúság szerint vannak az egyes színek szétterítve.

Ha két szomszédos rés egyenlő fekvésű pontjaiból bizonyos irányban kiindult sugarak útkülönbsége egy hullámhosszúság, abban az irányban az elsőrendű színkép keletkezik; a melyik irányban az útkülönbség 2λ, abban az irányban a másodrendű színkép keletkezik, stb. A színképek kiterjedése, vagyis a vörös és ibolyaszínű maximumoknak megfelelő elhajlási szögek különbsége, a színkép rendszámával növekszik. Ott, a hol az elsőrendű színkép a vörösben végződik, ott van a másodrendű színkép kék kezdete. A harmadrendű színkép kék eleje azonban jócskán belenyúlik a másodrendű szinkép vörös végébe, mert a kék fény hullámhosszusága háromszor véve kisebb, mint a vörös fény hullámhosszúságának a kétszerese. Hogy a színképek egyáltalán létrejöhessenek, kell, hogy $\lambda < d$ legyen.

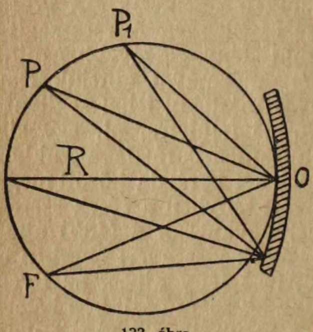
Azonban nem jó, ha a rácsállandó sokkal nagyobb, mint a fény hullámhossza, mert akkor kicsiny a színképek kiterjedése. Ily rácsokat pl. úgy lehet készíteni, ha üveglapra gyémánttal párhuzamos barázdákat karcolunk. Ezek az átlátszó rácsok, melyeknél a színképek a rács mindkét oldalán keletkeznek, azon az oldalon is, a honnan a rácsot megvilágitjuk. Ha tehát merőleges beesésnél pl. k a legmagasabb rendű színkép rendszáma, összesen $4k$ számú színkép keletkezik. A beeső fény energiája tehát $4k$ részre oszlik szét. A rács segítségével előállitott szinkép tehát fényszegényebb, mint ha ugyanazon fény színképét prizmával állítjuk elő. Ezen a bajon azonban bizonyos mértékig lehet segiteni. Ha egy átlátszatlan, jól tükröző felületre, pl. egy sík ezüst tükörre karcolunk párhuzamos barázdákat, akkor az ezüst tükör eredeti felületének két barázda között megmaradt része veheti át visszavert fényben a rések szerepét és pl. merőleges beesésnél ugyancsak a (43b) által megszabott irányokban keletkeznek visszavert fényben a különböző rendű szinképek. Áteső fény nincs, az ilyen reflexiós rácsoknál tehát csak $2k$ számú színkép keletkezik, a beeső energia tehát, a mennyiben a rács anyagának visszaverő képessége megközelíti az egységet (125. pont), csak $2k$ részre oszlik. Az ilyen reflexiós rácsokat tükörfémből, egy jól tükröző ötvözetből készítik. A Rowland (Baltimore) által készített kitűnő síkrácsokon 800—1500 barázda van mm-enként. Ilyenekről olcsó gelatine-másolatokat készített Thorp.



132. ábra.

Az energia-koncentráció még tovább fokozható, ha a rács barázdáinak a karcoló gyémánt vagy karborund-kristály megfelelő irányításával disszimmetrikus profilt adunk (pl. 132. ábra). Ezzel a kérdéssel R. W. Wood és A. Trowbridge foglalkoztak és készítettek is ily disszimmetrikus rácsokat. Egyes disszimmetrikus rácsoknál a beeső energia igen tekintélyes hányada, kb. 90%-a tényleg egyetlen színképbe van koncentrálva.

105. A Rowland-féle homorú rács. Rowland oly rácsokat is készített, melyeken a barázdák nem egy sík felületen, hanem egy gömbsüvegen, egy homorú fémtükrön vannak elhelyezve, még pedig úgy, hogy a barázdák nem az íven, hanem a húron mérve vannak egymástól egyenlő távolságban. Ezek a homorú rácsok egyesítik a homorú tükrök és a rácsok tulajdonságait és a különböző rendű maximumok lencse nélkül is valódi képei a rácsot megvilágító fényforrásnak. Legyen a homorú rács görbületi sugara R és szerkeszszünk egy kört (133. ábra), melynek átmérője R és mely a rácsot O középpontjában érinti. Ez az ú. n, Rowland-féle kör. Ha az F fényforrást ennek kerületén helyezzük el, akkor, mint egyszerű geométriai megfontolás mutatja, a P_1, stb. színképek is a kör kerületén feküsznek. A homorú rácsok az ultraibolya spektroszkópiában játszanak nagy szerepet, mert nélkülözhetővé teszik az ultraibolya fényt abszorbeáló üveglencséket.



133. ábra.

106. A kétdimenziós rács. A 104. pontban tárgyalt rács egydimenziós rács. Ha az EE ernyőn nemcsak az y-tengelylyel párhuzamosan készítünk egyenlő távolságú és szélességű réseket, hanem az x-tengelylyel párhuzamosan is, úgy egy kétdimenziós keresztrácsot kapunk. Legyen az y-tengelylyel párhuzamos barázdájú rács állandója, mint előbb, d, az x-tengelylyel párhuzamos barázdájú rács állandója d'. A két rács együttes hatására létrejövő elhajlási jelenség olyan, mint a mely létrejön, ha a d állandójú rács által létesített színképek fényét a d' állandójú rácsra ejtjük. A keletkező elhajlási jelenség a színes tábla 4. ábráján látható. Az x'-tengely mentén a színképek a

$$\sin \varphi_k = k \frac{\lambda}{d}$$

formula szerint vannak széthúzva, az y'-tengely mentén a teljesen analóg

$$\sin \psi_h = h \frac{\lambda}{d'}$$

formula szerint. A színes táblán az a speciális eset látható, midőn $d = d'$.

Minden színképnek két rendszáma van, k és h. Adott (k, h) rendszámok mellett minden λ hullámhosszúsághoz tartozik egy (φ_k, ψ_h) irány, úgy, hogy folytonos színképeket kapunk. Látni fogjuk, hogy a háromdimenziós rácsoknál (a Röntgen-fény elhajlítására szolgáló kristályrácsoknál) már nem tartozik minden hullámhosszúsághoz egy elhajlási irány. Az ily rács csak bizonyos kitüntetett hullámhosszakat hajlít el (szelektív elhajlítás). Ha a fény nem merőlegesen esik az xy síkban lévő kétdimenziós rácsra, hanem a

$$\sin \varphi_0 = \alpha_0 = \cos (rx) \quad \text{és} \quad \sin \psi_0 = \beta_0 = \cos (ry)$$

iránycosinusok által megszabott r irányban, akkor a fenti formulák helyébe a

$$\sin \varphi_k - \sin \varphi_0 = k \frac{\lambda}{d},$$

$$\sin \psi_h - \sin \psi_0 = h \frac{\lambda}{d'}$$

formulák lépnek.

107. A rács felbontóképessége. Ha egy vonalas színképben két színképvonal hullámhosszúságainak különbsége elég nagy, úgy a két vonalat a rács által létesített színképben egymástól elválasztva, egymás mellett látjuk, a rács a két vonalat felbontja. Nézzük, mitől függ a rácsok felbontóképessége. Az egyik színképvonal hullámhosszúsága legyen λ, a másiké $\lambda + d\lambda$. (43*b*) szerint az egyik a

$$\sin \varphi_k = k \frac{\lambda}{d},$$

a másik a

$$\sin (\varphi + d\varphi)_k = k \frac{\lambda + d\lambda}{d} = \sin \varphi_k + \cos \varphi_k \, . \, d\varphi_k$$

egyenlet által megszabott elhajlási irányban keletkezik.

Tehát a két színképvonal távolsága szögben mérve:

$$d\varphi_k = \frac{k \,.\, d\lambda}{d \,.\, \cos\varphi_k}.$$

Hogy a két színképvonalat külön láthassuk, kell, hogy távolságuk nagyobb legyen legalább is egy színképvonal szélességének felénél.

Kérdés már most, hogy mi a mértéke egy monochromatikus színképvonal szélességének? Az irányt, melyben a k-ad rendű színképvonal keletkezik, a φ_k elhajlási szög szabja meg. A (43a) szerint a φ_k-hoz tartozó $h = km$. A φ_k-tól jobbra és balra a $h = km \mp 1$-hez tartozó irányokban már sötétség van. A színképvonal fél szélességének mértéke lesz tehát a $h = km$ és a $h = km + 1$-hez a (43a) értelmében tartozó és a

$$\sin\varphi_k = k\frac{\lambda}{d}$$

és

$$\sin(\varphi_k + d\varphi) = \frac{(km+1)\,\lambda}{md} = \sin\varphi_k + \cos\varphi_k \,.\, d\varphi$$

egyenletek által meghatározott elhajlási szögek különbsége:

$$d\varphi = \frac{\lambda}{md\cos\varphi_k}.$$

Hogy a rács a fenti két színképvonalat felbontsa, kell, hogy

$$d\varphi_k > d\varphi$$

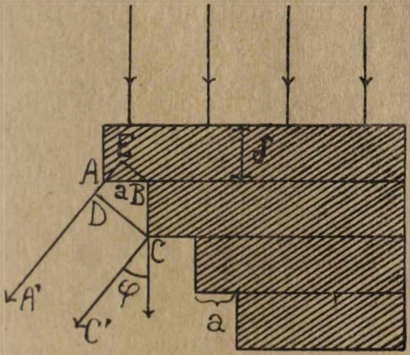
legyen, vagyis

$$kd\lambda > \frac{\lambda}{m}, \text{ illetve } \frac{d\lambda}{\lambda} > \frac{1}{km}.$$

Ez a feltétel annál jobban kielégíthető, vagyis a felbontóképesség annál nagyobb, mennél nagyobb m, a rácson lévő összes barázdák száma és mennél magasabb rendű színképben vizsgáljuk a két szomszédos színképvonalat.

A nátrium D-vonala egy kettős vonal, melyre vonatkozólag $\frac{d\lambda}{\lambda} = 0{\cdot}001$-el. Hogy egy rács elsőrendű színképében a D-vonal komponenseit külön lássuk egymás mellett, a rácson legalább is 1000 barázdának kell lenni. A Rowland-féle rácsokon több százezer barázda van.

108. Michelson lépcsős rácsa. A. A. M i c h e l s o n egy szellemes fogással igen nagy felbontóképességű rá-



134. ábra.

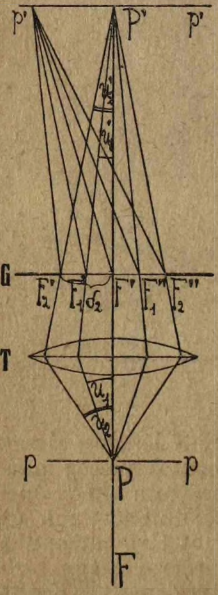
csokat készített; ezek a róla elnevezett lépcsős rácsok. A 107. pontban láttuk, hogy a felbontóképesség annál nagyobb, mennél nagyobb k, a spektrum rendszáma, vagyis a két szomszédos résből kiindult sugarak útkülönbsége. Gondoljunk először a fent tárgyalt optikai rácsra és helyezzünk annak egyik rése elé egy bizonyos vastagságú planparallel üveglemezt. Ezáltal igen nagy fáziskülönbséget létesítünk az ezen a résen és a szomszédos résen áthaladt sugarak között. Ha az üveglemezek vastagságát résről-résre lépcsőszerűen növeljük, eljutunk a M i c h e l s o n-féle lépcsős rácsnak a 134. ábrában látható szerkezetéhez.

M i c h e l s o n több, 10 usque 30 planparallel lemezt helyezett lépcsőszerűen egymásra, mely lemezek δ vastagsága egyenként a 18 mm-t is elérte. A lépcső a szélességét 1mm.-nek választotta. Legyen az üveglemezek törésmutatója n és nézzük a φ szög által meghatározott irányba elhajlított párhuzamos AA' és CC' sugarak útkülönbségét. Ez az útkülönbség:

$$n.\overline{BC}-\overline{AD}=n.\overline{BC}-\overline{DE}+\overline{AE}=n\delta-\delta\cos\varphi+a\sin\varphi.$$

A φ irányba haladó párhuzamos sugarak lencsével egyesítve interferencia folytán egymást erősíteni fogják, a φ irányban tehát maximális megvilágítás jön létre, ha

$$n\delta-\delta\cos\varphi+a\sin\varphi=k.\lambda.$$



135. ábra.

Láttuk, hogy mennél nagyobb két szomszédos spektrum rendszáma, annál nagyobb mértékben nyúlnak egymásba. A lépcsős rácsnál, melynél a spektrumok rendszáma több ezer lehet, a k-adik és $k+1$-edik spektrumok annyira egymásba nyúlhatnak, hogy a fényforrásnak keskeny színképvonalnak kell lennie, hogy a különböző rendű spektrumokat egymástól elkülönítve láthassuk. A felbontóképesség a lépcsők összvastagságától függ, annál nagyobb, mennél nagyobb $m\delta$, ha m az üveglemezek száma.

109. A mikroszkópikus kép keletkezése Abbe szerint. E. Abbe rámutatott arra, hogy a kép keletkezése a mikroszkópban, hol nem önmaguktól világító tárgyak leképezéséről, hanem fényforrás által megvilágított, kölcsönzött fénynyel átvilágított tárgyak leképezéséről van szó, szintén egy interferencia-jelenség, az átvilágított tárgy által elhajlított sugarak interferenciájának az eredménye.

A mikroszkóp T tárgylencséje elé helyezett P tárgyat (135. ábra) világítsuk meg párhuzamos fénynyel, az F fényforrás tehát legyen a végtelenben. Akkor az F-nek a képe a T-nek a szemlencse felé eső G gyujtósíkjában van. Itt elsősorban az F fényforrás leképezése jön létre, még pedig oly sugarakkal, melyeket az átvilágitott P tárgy átenged. P tehát mint diafragma szerepel, még pedig mint egy igen bonyolult szerkezetű diafragma, mert lesznek a P-nek oly részei, melyek egyáltalában nem bocsátanak át fényt és olyanok, melyek mindenféle színű fényt átengednek, de lesznek olyanok is, melyek színesen jelennek meg, melyek tehát bizonyos színű fényben mint átlátszatlan ernyők, más színben viszont mint átbocsátó rések szerepelnek. A mikroszkópba csakis az F fényforrásból kiindult és a P tárgy által átengedett fénysugarak jutnak, ezek képezik le a fényforrást G-ben és a P tárgyat is a p síkhoz T-re vonatkozólag konjugált p' síkban. Nyilvánvaló, hogy a G-ben keletkezett fényeloszlás megszabja a p' síkban létrejövő fényeloszlást, vagyis a P tárgy képét is. A mikroszkópon át vizsgált P tárgyak általában igen finom szerkezetűek, szerkezeti méreteik nem nagyok, hanem összemérhetők a fény hullámhosszával, a fény tehát e tárgyakon nagyobb mértékben elhajlik. A fényforrás és a tárgy tehát a G gyujtósíkban egy elhajlási jelenséget hoz létre és ez szabja meg a tárgy képét a p' síkban.

A mikroszkópikus kép keletkezésére vonatkozó A b b e-féle elmélet lényegében egyszerűen áttekinthető, ha tárgy gyanánt egy rácsot választunk, pl. üveglemezen lévő ezüstrétegbe karcolt aequidistans keskeny csíkokat. Az ezüstréteg a látható fény minden színű sugarát abszorbeálja, a beléje karcolt csíkon pedig a fehér fény minden sugara átmegy. A tárgy átvilágítására szolgáló fehér fényforrás legyen egy a rács barázdáival párhuzamos keskeny rés. A fényforrás távolságát a tárgytól a tárgylencse gyujtótávolságához képest végtelen nagynak tekinthetjük, a tárgylencse G gyujtósíkjában keletkező elhajlási jelenség tehát a F r a u e n h o f e r-csoportba tartozik. A mikroszkópnál teljesen analóg berendezésünk van, mint a milyennel a Frauenhofer-féle elhajlási jelenségeket vizsgáltuk, csakhogy míg ott magára az elhajlási jelenségre, a G síkra akkommodálunk, addig a mikroszkópnál arra a p' síkra akkommodálunk, mely a tárgylencsére vonatkozólag a rácsot tartalmazó p síkhoz konjugált.

Legyen d a tárgyul szolgáló rács állandója, a fény hullámhossza levegőben mérve, n a rács mögötti közeg törésmutatója, akkor a k-adik spektrum u_k elhajlási szögének sinusa:

$$\sin u_k = \frac{k\lambda}{nd} \cdot \qquad (44)$$

Az u_k irányokban haladó párhuzamos sugárnyalábokat a tárgylencse a G sík F', F'_1, F'_2, F''_1, F''_2, stb. pontjaiban egyesíti. F' az F fényforrás közvetlen képe, a többiek a különböző rendű színképek. A tárgylencse tengelyének P pontjából kiindult fősugarak a P-hez konjugált P' pontban metszik egymást.

Legyen a tárgylencse a P és P' konjugált pontokra vonatkozólag aplanatikus. Akkor, ha a tárgylencse mögött a kép levegőben keletkezik, a tárgylencse és a rács közötti közeg törésmutatója pedig n,

$$\frac{\sin u_k}{\sin u'_k} = \frac{1}{n} N_g,$$

a hol N_g a geometriai nagyitás értéke, vagyis ($7b$) szerint

$$N = \frac{k-f}{f} = \frac{l}{f},$$

hol l P'-nek a G gyujtósiktól számitott merőleges távolsága tehát

$$\frac{\sin u_k}{\sin u'_k} = \frac{l}{fn} \cdot \qquad (44a)$$

Ha az u'_k szögek kicsinyek, a *sin* és *tg* felcserélésével

$$\sin u'_k = \frac{\delta_k}{l} \text{-t} \qquad (44b)$$

írhatunk, a hol δ_k a k-adik színképnek a közvetlen képtől számított távolsága. Helyettesítve ($44a$)-ba $\sin u_k$-t (44)-ből és $\sin u'_k$-t ($44b$)-ből:

$$\delta_k = k \frac{\lambda f}{d} \cdot \qquad (44c)$$

A különböző rendű színképek a G síkban egymástól egyenlő $\left(\frac{\lambda f}{d}\right)$ távolságban vannak. Ezeknek a színképeknek a fénye interferenciaképes cohaerens fény, hiszen ezek a fényforrás ugyanazon pontjából származnak. A tárgyul szolgáló rácsnak a p' síkban keletkező képe e színképek fényének interferenciája folytán jön létre. E színképekből eredő fény interferenciáját úgy számíthatjuk, mintha a p' sík a végtelenben volna, mert hiszen l a δ_k-hoz képest igen nagy, vagyis a különböző színképekből kiinduló párhuzamos sugarak interferenciájának az eredményét kell megvizsgálni mint a Frauenhofer-féle elhajlási jelenségeknél. Éppen úgy, mint ott, a fényerősség a p' síkban maximális, illetve minimális lesz a szerint, hogy a párhuzamos sugarak útkülönbsége egyenlő a félhullámhossz páros vagy páratlan számú többszörösével. Világos és sötét csíkokat kapunk a p' síkban, a kép hasonló lesz a tárgyhoz. Ezeket a világos csíkokat megszámozhatjuk. Legyen a mikroszkóp tengelyében, P'-ben keletkező világos csík a 0-adik és tőle jobbra és balra az 1., 2., stb. világos csík. A k-adik világos csík a tengelytől kd' távolságban lesz, ha d' a p' síkban keletkező világos csíkok távolsága. A k-adik világos csík azon párhuzamos sugarak interferenciájának az eredménye, melyek a

$$\sin \varphi_k = \frac{kd'}{l} \tag{45}$$

egyenlet által megszabott φ_k irányban, a k-adik világos csík irányában haladnak.

A φ_k irányban világos csík akkor keletkezik, ha a szomszédos h és $(h—1)$-dik színképekből a φ_k irányba haladó sugarak $\sin \varphi_k . (\delta_h — \delta_{h-1})$ útkülönbsége a hullámhosszúság k egész számú többszöröse, vagyis

$$\sin \varphi_k = k \frac{\lambda}{\delta_h — \delta_{h-1}} = \frac{kd'}{l} . \tag{45a}$$

Minthogy (44c) szerint

$$\delta_h — \delta_{h-1} = \frac{\lambda f}{d} ,$$

tehát

$$\frac{d'}{d} = \frac{l}{f} . \tag{45b}$$

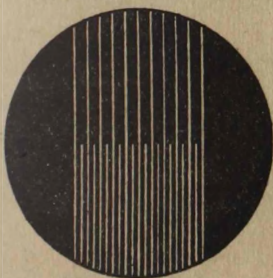
Mivel f a tárgylencse gyujtótávolsága, l pedig a kép távolsága a hátsó gyujtóponttól, a (45b) jobboldala (7b) szerint nem egyéb mint az N_g geometriai nagyítás. Tehát

$$d' = N_g d. \tag{45c}$$

d' a világos csíkok távolsága a képben, d a világos csíkok távolsága a tárgyban, látnivaló tehát, hogy a keletkező kép a nagyítás szempontjából is olyan, mint a mely a geométriai fénytan törvényei szerint is létrejön a p' síkban. Ha a fényforrás, melylyel a megvilágítást eszközöljük, fehér, a G gyujtósíkban színes spektrumokat kapunk s ezen színes spektrumok fényének interferenciájából jön létre a p' síkban a P rács színtelen, fehér-fekete képe, mert, mint látható, d' a fény hullámhosszától ismét teljesen független.

A d állandójú rács által a G síkban létesitett közvetlen kép, a második, negyedik, stb. színkép felfoghatók, mint egy oly rács által létrehozott elhajlási jelenség, mely rács állandója $\frac{d}{2}\cdot$ Ha tehát a d állandójú rács színképei közül a G síkban az első, harmadik, stb. színképet lefödjük, akkor a fenti meggondolások értelmében a megmaradt színképek fényének interferenciája a p' síkban egy $\frac{d'}{2}$ állandójú rácsképet kell, hogy létesítsen, tehát oly rácsnak a képét, melynek állandója $\frac{d}{2}\cdot$ Általában ha valamely tárgy által a G síkban létrehozott elhajlási jelenség egyes részeit lefödjük, a p' síkban mindig egy oly tárgynak a képe fog keletkezni, a mely tárgyhoz a G-ben keletkezett elhajlási jelenségnek az a része tartozik, melyet le nem födve a p'-ben interferenciára bocsátunk. A p'-ben keletkező kép tehát csak akkor lehet minden részletében a tárgyhoz hasonló, ha lehetőleg a tárgy által elhajlított összes sugarakat p'-ben interferenciára bocsátjuk. Ehhez szükséges, hogy a tárgylencse nyílása elegendő nagy legyen a tárgy által elhajlított összes sugarak felvételére.

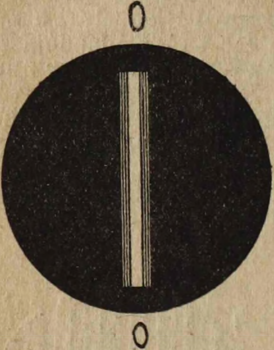
A mikroszkópikus kép keletkezésére vonatkozó Abbe-féle elmélet kísérletileg egyszerűen ellenőrizhető, ha tárgy gyanánt ezüstrétegbe karcolt két rácsot használunk, melyek közül az egyiknek az állandója kétszer akkora, mint a másiké. A két rács legyen egy közös ezüstrétegbe egymás mellé karcolva, a mint azt a 136*a* ábra mutatja; a felső rács állandója nagyobb. A rácsokat egy keskeny résen át világítjuk meg, mely párhuzamos a rács karcolataival. A kettős rács, mint tárgy a *G* síkban a 136*b* ábrában látható elhajlási jelenséget hozza létre, a mint azt közvetlenül megláthatjuk, ha a kettős rácsra beállítva a mikroszkópot, a szemlencsét eltávolítjuk; ekkor közvetlenül a tárgylencse fölött, a tárgylencsének a szemlencse felé fordított *G* gyujtósíkjában látjuk a 136*b*. ábrában bemutatott elhajlási jelenséget. A tárgylencse a *G* síkban a kettős rácsról fordított képet ad. A kép a 136*b*. ábrában tehát még egyszer meg van forditva, hogy a tárgy és képe egymás mellé kerüljenek. Fent látható a nagy állandójú rács és mellette az általa létesitett elhajlási jelenség, lent a kisebb állandójú rács és mellette az egymástól kétszerakkora távolságban lévő színképekből álló elhajlási jelenség. A középső világos csík, mely nem színes, közvetlen kép. A 137., 138., 139., 140. *a* és *b* ábrák mutatják, hogy mily kép keletkezik p'-ben, ha a kettős rács által a *G*-ben létesített elhajlási jelenség különböző



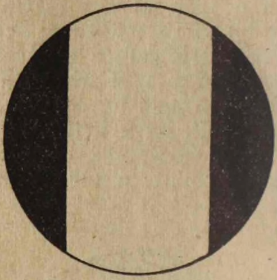
136*a* ábra.

136*b* ábra.

részeit lefödjük. Könnyebb megjelölés céljából számozzuk meg az egyes színképeket, még pedig a nagy



137*a* ábra.



137*b* ábra.

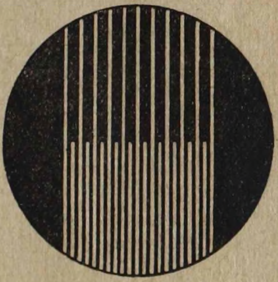
állandójú rácshoz tartozó (egymástól kis távolságra levő) színképeket arabs számokkal, a kis állandóju rácshoz tartozó (egymástól távolabb eső) színképeket római számokkal (136*b* és a 137*a*, 138 *a*, 139*a* és 140*a* ábrák).

138*a* ábra.

138*b* ábra.

A 137*a*—140*a* ábrákban látható, hogy a *G*-ben keletkező elhajlási jelenség mely részei bocsáttatnak interferenciára a p' síkban és a *b* ábrákban látható a p'-ben általuk létrehozott kép.

139*a* ábra.



139*b* ábra.

Ha mindkét rács összes színképeit lefödjük és egyedül a közvetlen kép marad szabadon (137*a* ábra), akkor p'-ben egyenletesen megvilágított felületet látunk, a rácsok szerkezete egészen elvész (137*b* ábra).

140*a* ábra.

140*b* ábra.

Ha a közvetlen képen kívül a nagy állandójú rács *1* és *1'* színképeit is interferenciára bocsátjuk (138*a* ábra), akkor a látótérnek a nagy állandójú rácshoz tartozó felső felében már észrevehető a nagy állandójú rács szerkezete, azonban a látótér alsó felében, a kisebb állandójú rács szerkezetéből még mitsem látunk (138*b* ábra).

Ha a kisebb állandójú rács szerkezetét is látni akarjuk, az általa *G*-ben létesített színképekből is legalább az elsőket (*I* vagy *I'*) interferenciára kell bocsátanunk (139*a* ábra). Ugyanekkor a *2* és *2'* színképek fénye is interferál és ennek következtében a nagy állandójú rács képe a 139*b* ábra felső felében részleteiben már jobban hasonlít a tárgyhoz, mint a 138*b* ábrában.

Lefödve végül az *1* és *1'* színképeket és interferenciára bocsátva a közvetlen képen kívül a *2*, *2'*, *I* és *I'* színképeket (140*a* ábra), a két rács szerkezete közötti különbség a képen eltűnik (140*b* ábra), mert bár a *G* síkban különböző elhajlási jelenségeket hoztak létre, de ezeknek csak a közös részeit bocsátottuk interferenciára.

110. A numerikus apertura jelentősége a mikroszkóp teljesitőképessége szempontjából. Az előző pontban láttuk, hogy egy bizonyos finomságú szerkezet meglátásához az szükséges, hogy a közvetlen képen kívül legalább egyik szomszédos spektrum is bekerüljön még a mikroszkópba. Ez teszi szükségessé, hogy a tárgylencse nyílása, numerikus aperturája lehetőleg nagy legyen.

Legyen a tárgy ismét egy *d* állandójú rács. Az első spektrum, melynek még be kell kerülni a mikroszkópba, a

$$\sin\varphi = \frac{\lambda}{d}$$

egyenlet által meghatározott irányban keletkezik. Ha a tárgylencse immerziós rendszerű, az elsőrendű színkép helyét a

$$\sin\varphi = \frac{\lambda}{nd}$$

egyenlet szabja meg. Ha $n\sin\varphi$ kisebb, mint $a = n\sin U$, hol a a mikroszkóp numerikus aperturája, akkor a d állandójú rács szerkezete a mikroszkópban láthatóvá válik. A legfinomabb szerkezeti részlet, melyet még mikroszkópban meg lehet pillantani, a

$$d = \frac{\lambda}{a} \tag{46}$$

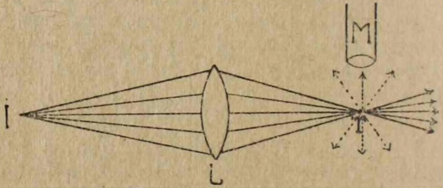
állandójú rács szerkezete. Adott hullámhosszúságú fénynyel való megvilágítás mellett tehát a numerikus apertura szabja meg a mikroszkóp teljesítőképességét a finom szerkezeti részletek láthatóvá tétele, ú. n. felbontása szempontjából. Mennél nagyobb a numerikus apertura és mennél kisebb a megvilágitó fény hullámhosszúsága, annál nagyobb a mikroszkóp felbontóképessége.

Ezek a meggondolások arra az esetre vonatkoznak, ha a tárgyul szolgáló rácsot merőlegesen, a mikroszkóp tengelyével párhuzamosan világítjuk meg. Megfelelő irányú ferde megvilágítás mellett, ha a közvetlen kép iránya és az első színkép iránya a mikroszkóp tengelyével egyenlő szögeket zárnak be, a mikroszkóp felbontóképessége a kétszerese lehet az előbbinek, mert a közvetlen kép és az első színkép irányai által bezárt φ_1 szög felének kell akkor U-nál kisebbnek lenni, hogy mindkét kép bekerülve a mikroszkópba, a rács szerkezete láthatóvá váljék. Mint említettük, a felbontóképesség növekszik, ha a tárgyat rövidebb hullámhosszúságú fénynyel világítjuk meg. A felbontóképesség ilyen irányú növelése céljából Köhler külön mikroszkópokat szerkesztett kvarclencsékkel, ultraibolya fénynyel ($\lambda = 275\,\mu\mu$) való használatra, melyeket mikrofotográfiai célokra használnak.

A mikroszkóp felbontóképességének határa, melyet ily módon elérhetünk, kerekszámban $d = 0{\cdot}0001$ mm.

111. Sötét látóterű megvilágítás. Ultramikroszkóp. Az imént említett határon az ultramikroszkóp felbontóképessége sem megy túl. Az ultramikroszkóp láthatóvá tesz oly kicsiny részecskéket, melyeknek átmérője $d = 0{\cdot}0001$ mm-nél sokkalta kisebb, anélkül azonban, hogy azoknak bármilyen szerkezeti részletét, vagy akár alakjukat is felismerhetővé tenné. Ezek a kicsiny részecskék nem képeztetnek le az eddigi értelemben, az ultramikroszkóppal csak a kicsiny részecskék jelenléte állapitható meg és esetleges mozgásukat lehet követni.

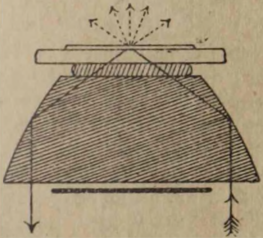
Az ultramikroszkópban ugyanoly módon válnak láthatókká a kicsiny részecskék, a hogy az ablakon besütő napsugár megvilágítja és láthatóvá teszi a levegőben táncoló porszemeket, ha a sötét háttér előtt haladó napsugárra, terjedési irányára merőlegesen tekintünk úgy, hogy a napfény közvetlenül ne jusson szemünkbe. Az ultramikroszkópban is ilyen ú. n. **sötét látóterű megvilágítást** alkalmaznak. Bármely nagy felbontóképességű mikroszkóp használható ultramikroszkóp gyanánt, ha **Siedentopf** és **Zsigmondy** nyomán sötét látóterű megvilágítást alkalmazunk úgy, ahogy azt a 141. ábra mutatja. A *J* ívlámpa fényét az *L* lencsével a *T* tárgyra, pl. egy darabka rubinüvegre összpontosítjuk, melyben aranyszemcsék vannak finoman eloszolva. Az *M* mikroszkóp



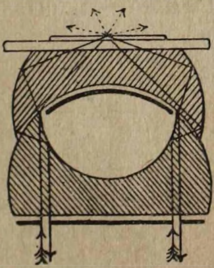
141. ábra.

tengelye merőleges lévén az ívlámpából kilépő fény irányára, ez a fény nem kerül a mikroszkópba. Oda csak abból a fényből jut, melyet az üvegben szuszpendált aranyrészecskék minden irányban és így a mikroszkóp tengelyének irányában is szétszórnak, elhajlítanak. Az aranyrészecskék jelenlétét az általuk elhajlított fény árulja el; mint világos fénygyűrüket vagy kerek fényfoltokat látjuk őket sötét alapon. A részecskék alakja nem látható, nagyságukra esetleg az általuk elhajlított fény színéből lehet következtetni, azonban esetleges mozgásukat, pl. folyékony kolloidális oldatokban a részecskék **Brown**-féle mozgását követhetjük, a részecskéket megszámolhatjuk, stb. Hogy két szomszédos részecskét külön lássunk, ahhoz szükséges, hogy egymástól nagyobb távolságra legyenek, mint a mekkora a mikroszkóp felbontóképessége által megszabott távolsága két, még éppen külön látott pontnak. A kolloidális oldat tehát esetleg a mikroszkóp felbontóképességének megfelelően higítandó, hogy a szuszpendált részecskéket külön lássuk. Ugyanezen okból a készítmények csak egy keskeny metszete világitandó meg, mert a felbontás szempontjából a részecskék távolságának a mikroszkóp tengelyére merőleges síkba eső vetülete jön tekintetbe, egy vastag réteg tehát úgy viselkedik, mint egy oly vékonyabb, melyben nagyon sok részecske és nagyon közel van egymáshoz.

Egy bizonyos felbontóképességet tehát azért kell megkívánni az ultramikroszkóp gyanánt használt mikroszkóptól, hogy az egyes részecskéket külön lássuk. Ha csak egyetlen részecskéről lenne szó, azt elegendő



142. ábra.



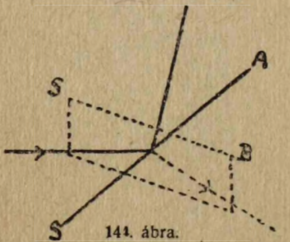
143. ábra

erősségű és sötét látóterű megvilágítás mellett mikroszkóp nélkül is láthatnók, mint egy magától világító pontszerű fényforrást.

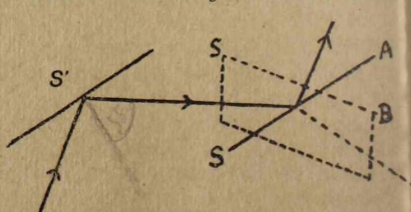
A sötét hátterű megvilágítás tökéletesebb, fényerősebb megvalósítása a paraboloid- vagy a kardioid-kondenzorral érhető el, (142. és 143. ábra) melyeket a Zeiss-művek tudományos munkatársa, H. Siedentopf szerkesztett. Ezeket a kondenzorokat a közönséges Abbe-féle kondenzor helyén alkalmazzuk. Ezek alkalmazása mellett a fényt úgy vezetjük a mikroszkópba a kondenzor alatti tükör segítségével, mint a közönséges világos látóterü megvilágitás mellett, a mikor a tárgyakat, a rajtuk áteső fény által leképezve látjuk. A 142. és 143. ábrában a sugármenet is fel van tüntetve. A kondenzor közepén egy köralakú ernyő van úgy, hogy csak a szélén egy körgyűrűn keresztűl hatol fény a kondenzorba. Ez az alulról jövő fény pl. a paraboloid-felületen teljesen visszaverődik és visszaverődés után oly nagy szöget zár be a mikroszkóp tengelyével, hogy nem kerülhet be a mikroszkópba, hanem csakis az a fény, (az ábrán pontozva), melyet a megvilágított részecskék elhajlítanak. Ha a folyadékcseppel a kondenzorra helyezett készítményt felülről levegő határolja, a kondenzorból e határfelületre eső fény szintén teljesen visszaverődik. XII. 13.

A poláros fény.

112. Poláros fény előállítása visszaverődéssel. A különböző fényforrások által kibocsátott fénysugarak a tovaterjedési irányuk körül általában teljes szimmetriát mutatnak. Ha pl. az *S* sík üvegtükrön (144. ábra) visszaverődött fény erősségét vizsgáljuk, általában azt találjuk, hogy a visszaverődött fény erőssége ugyanaz, akár az *A* helyzetében van a síktükör, akár elforgatjuk a beeső fénysugár mint tengely körül 90°-al a *B* helyzetbe, akár pedig valamely az *A* és *B* közé eső helyzetében veri vissza a fényt. Ha azonban a sík üvegtükörre beeső fény megelőzőleg már pl. egy *S'* sík üvegtükrön (145. ábra) kb. 57°-nyi szög alatt visszaverődött, akkor azt fogjuk tapasztalni, hogy az *S* tükörről visszaverődött fény erőssége az *S* tükörnek a beeső fénysugár mint tengely körüli forgatása közben változik és pedig a legnagyobb, ha a



144. ábra.



145. ábra.

beesés síkja az S tükrön párhuzamos a beesés síkjával az S' tükrön, viszont a legkisebb, ha a két beesés síkjai egymásra merőlegesek. Ha a beesés szöge az S tükrön is 57°, a legkisebb fényerősség zérus. Az S' tükörről visszavert fényt poláros fénynek nevezik. Ily poláros fényt üvegtükrön való visszaverődés útján akkor nyerünk, ha a besés φ szögét úgy választjuk meg, hogy $\operatorname{tg}\varphi = n$, az üveg törésmutatója legyen. Ez a φ szög a polározás szöge, az 57° a koronaüveg törésmutatójának felel meg. A polározás szöge alatt visszaverődött polározott fénysugáron keresztül fektethető síkok között tehát kettő, nevezetesen a beesés síkja és a reá merőleges sík ki vannak tüntetve. A beesés síkját a polározás síkjának nevezik és az ily módon keletkezett poláros fényt lineárisan vagy egyenesben poláros fénynek (v. ö. következő pontot).

A poláros fény arról tanuskodik, hogy a fény oly hullámokból áll, melyekben az állapotjelző mennyiség irányított mennyiség és pedig oly vektor (v. ö. 72. pontot), mely nem párhuzamos a tovaterjedés irányával. A fényinterferencia jelenségeinek értelmezése megkövetelte a fény hullámelméletét. A poláros fényre vonatkozó tapasztalatok alapján a fenti módon tovább kell specializálnunk a fényhullámokra vonatkozó felvéseinket, minthogy poláros hullám nem keletkezhetik, ha az állapotjelző mennyiség nem vektor, vagy pedig olyan vektor, mely párhuzamos a terjedés irányával. A hullámok ez utóbbi fajait longitudinális hullámoknak nevezik. Ily hullámoknál a sugár a tovaterjedés iránya körül szükségképen teljes szimmetriát mutat.

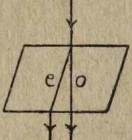
113. A fényvektor, mely a fényhullámban tovaterjed, különböző időpontokban különböző irányú és nagyságú. Minthogy azonban az időnek periódikus függvénye, ha egy pontból, mint kezdőpontból felrajzoljuk a fényvektor különböző időpontokhoz tartozó különböző értékeit, e vektor végpontja egy zárt görbén fog mozogni. Ez a zárt görbe egy síkban fekszik, mely azt a pontot is magában foglalja, melyből a vektort felrajzoltuk és a legáltalánosabb esetben egy ellipszis. (Függ. 5. pont). Az ilyen fényt ellipszisben poláros

fénynek nevezzük. Ez az ellipszis körré és egyenessé fajulhat el, a mely esetben körösen, vagy lineárisan, ill. egyenesben polározott fényről beszélünk.

Ha megvizsgáljuk két cohaerens fénysugár interferenciáját, melyeket üvegtükrökről a polározás szöge alatt való visszaverődéssel polároztunk, azt találjuk, hogy e sugarak csak akkor interferálnak, ha beesési, ill. polározási síkjaik párhuzamosak, ellenben nem interferálnak, ha polározási síkjaik egymásra merőlegesek. Ebből következik (Függ. 6. pont), hogy az ily módon polározott fény lineárisan poláros tranzverzális hullámokból áll, vagyis olyanokból, melyekben a fényvektor merőleges a terjedés irányára és mindenkor egy és ugyanazon, a terjedés irányán keresztül fektethető síkban marad. A síkhullámok általában (ha homogének) mindig tranzverzális hullámok. Nemcsak az egyenesben poláros síkhullámok, hanem a körösen és ellipszisben poláros sík fényhullámok is általában tranzverzálisak, az egy pontból felrajzolt fényvektor végpontjai által leírt körök, illetve ellipszisek síkjai merőlegesek a terjedés irányára, más szóval a fényvektor minden időpillanatban merőleges a terjedés irányára.

A 72. pontban a hullámok tovaterjedésének kinematikai sajátságait mindjárt az elektromágneses hullámok konkrét példáján tekintettük át. Most is mindjárt itt megemlítjük, hogy az elektromágneses hullámok a tranzverzalitás követelményének eleget tesznek, a menynyiben az elektromágneses síkhullámokban az elektromos térerősség merőleges a terjedés irányára, az elektromos térerősséggel kapcsolt mágneses térerősség pedig úgy a terjedés, mint az elektromos térerősség irányára merőleges és viszont. A mágneses térerősség benne van a polározás síkjában, az elektromos térerősség merőleges a polározási síkra.

114. Egyenesben poláros fény előállítása kettős töréssel. Egyenesben polározott fény nemcsak visszaverődés útján állítható elő, hanem törés, nevezetesen ú.n. kettős törés útján is. H u y g e n s, ki a fénypolározás jelenségét 1690-ben felfedezte, szintén kettős törés útján nyert poláros fényt. A fénytörés törvényei, melyekkel a 4. pontban megismerkedtünk, ú. n. izotróp anyagok határfelületein érvényesek, oly anyagok határfelületein, melyekben a fény terjedési sebessége szempontjából kitüntetett irányok nincsenek, melyekben a fény minden irányban ugyanakkora sebességgel terjed. Anizotróp, vagy kristályos anyagokban a fény terjedési sebessége különböző irányokban általában különböző nagy. Ha kristályos anyag, pl. egy mészpátkristály sík határfelületére ejtünk egy fénysugarat, akkor törés után a kristályban két egyenlő erősségű sugár halad különböző irányokban, kivéve azt az esetet, ha a fénysugár a kristály belsejében a krisztallografiai főtengelylyel párhuzamosan halad. Általában tehát a kettős törés jelensége áll elő. Ha a kettős törés útján keletkezett egyik vagy másik fénysugarat a kristályból kilépve egy második, hasonló kristályra ejtjük, újból két sugár keletkezik, azonban ezeknek az erőssége általában különböző. A két sugár erősségének a viszonya a második kristálynak az elsőhöz viszonyított irányításával 0-tól ∞-ig változhat.

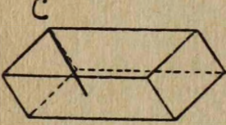


146. ábra.

Kétségtelen tehát, hogy a kettős törés útján keletkezett sugarak szintén nem mutatnak teljes szimmetriát a tovaterjedési irányuk körül, hanem polározott hullámokból állanak. Közelebbi vizsgálattal megállapítható (l. 113. pont), hogy a kettős törés útján keletkezett fény ugyancsak egyenesben van polározva. A kettős törés alkalmával keletkező két sugár közül az egyik a rendes sugár (*o*), a másik, a melyik törés alkalmával merőleges beesésnél is eltér irányából (146. ábra), az ú. n. rendkívüli sugár (*e*). Mindkét sugár egyenesben van polározva és polározási síkjaik egymásra merőlegesek. E két sugár a kristályban két különböző irányban különböző sebességgel halad.

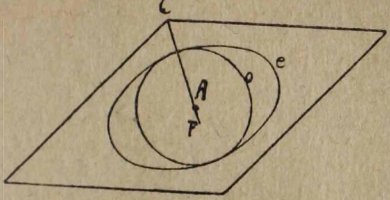
Az anizotróp, kristályos anyagok között megkülönböztetünk egy és két optikai tengelyű kristályokat. Egy optikai tengelye van a négyszöges és hatszöges rendszerben kristályosodó anyagoknak, ide tartozik tehát az utóbbi rendszerben kristályosodó mészpátkristály is. A mészpátkristály könnyen hasad rhomboéderekbe, melyekben az optikai tengely irányát a következő módon lehet meghatározni: A rhomboéder 8 csúcsa közül 6-ban a 3 összefutó él 1 tompa és 2 hegyes szöget zár be; 2 csúcsban pedig a 3 él 3 tompa szöget alkot. Ha egy ilyen C csúcsból (147. ábra) egy egyenest húzunk szimmetrikusan a csúcsban összefutó 3 élhez, az lesz az optikai tengely. Az optikai tengely és a beesési normális által meghatározott sík a főmetszet. Összehasonlítva már mostan a kettős törés útján keletkezett, egyenesben poláros fénysugarakat a visszaverődés útján polározott fénynyel, azt találjuk, hogy a rendes (o) sugár polározási síkja a főmetszet, a rendkívüli (e) sugár pedig a főmetszetre merőleges síkban van polározva. A rendes sugárnál a mágneses, a rendkívülinél az elektromos térerősség fekszik a főmetszetben.

A mészpát a negatív egytengelyű kristályokhoz tartozik, melyekben a rendkívüli sugár törésmutatója általában kisebb, mint a rendes sugáré. A rendes sugár törésmutatója sárga fényben 1,66, a rendkívülié 1,49 és 1,66 között ingadozik. Ha a rendkívüli sugár iránya a kristályban párhuzamos az optikai tengelylyel, akkor törésmutatója 1,66, ha arra merőleges, úgy 1,49. A törésmutató fizikai jelentését (4. pont) tekintve tehát azt látjuk, hogy a rendkívüli sugár általában nagyobb sebességgel terjed a kristályban, mint a rendes sugár. A kettőnek a sebessége egyenlő az optikai tengelylyel párhuzamos irányban, a kettő közötti különbség pedig a legnagyobb az optikai tengelyre merőleges irányokban. Ha tehát egy A pontból kiindulva, minden irányban felmérjük az ahhoz az irányhoz tartozó két sebességgel arányos két hosszúságot, pl. azokat az utakat, amelyeket a kristály belsejében A-ban elhelyezett F pontszerű fényforrásból (148. ábra) kiindult fény egy igen rövid τ idő alatt megtesz, akkor ezeknek az utaknak a végpontjai fogják adni a kristály belsejében elhelyezett F-ből kiindult két fényhullámot a kibocsátásuk utáni τ időpillanatban. A rendes sugárnak megfelelő hullám természetesen egy gömbhullám, a rendkívüli sugárhoz tartozó hullám pedig egy



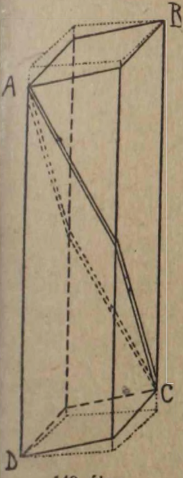
147. ábra.

forgási ellipszoid (a forgási tengely a kristály optikai tengelye), mely a kristály negatív minőségének megfelelően be van lapulva.

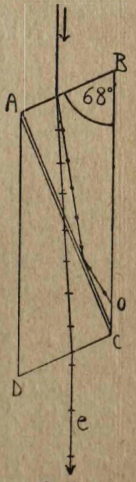


148. ábra.

115. A Nicol-féle hasáb. Ha a mészpátkristályban kettős törés útján keletkező, két egymásra merőlegesen, egyenesben poláros sugár közül az egyiket a kristályból való kilépésben megakadályozzuk, egy olyan szerkezetet nyerünk, melylyel egyenesben polározott fényt állíthatunk elő. Evégből Nicol útmutatása szerint úgy járhatunk el, hogy a megfelelő hosszúságú, kb. háromszor oly hosszú, mint vastag mészpátrhomboéder két *AB* és *CD* véglapját (149. ábra) oly módon csiszoljuk le, hogy a véglapok hajlásszöge a hasáb oldaléléhez 68^0 legyen (150. ábra). Ezután a hasábot ketté szeljük az *AC* sík mentén, mely merőleges egyrészt a hasáb véglapjaira, másrészt arra a síkra, mely a hasáb hossztengelyét és optikai tengelyét tartalmazza és a két félhasábot azután kanadabalzsammal ismét összeillesztjük. A hasáb *AB* véglapjára a hasáb hossztengelyével párhuzamosan beeső sugár kettősen törik



149. ábra.



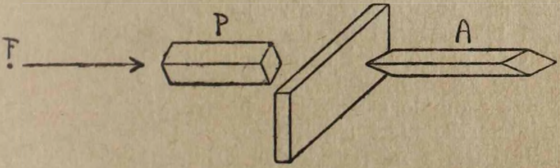
150. ábra.

(150. ábra). A rendes sugár (*o*), melynek törésmutatója nagyobb, jobban eltér a beeső sugár irányától, mint a rendkívüli. Mind a kettőben jelezve van az elektromos térerősség iránya, a rendkívüli sugárban az elektromos térerősség benne fekszik a rajz, a főmetszet síkjában, a rendes sugárban reá merőleges. A kanadabalzsam törésmutatója, n_k a mészpátkristálynak a rendes és rendkívüli sugárra vonatkozó törésmutató-értékei közé esik, $1{\cdot}66 > n_k > 1{\cdot}49$. A rendkívüli sugár ennek következtében akadály nélkül áthalad a kanadabalzsam-rétegen és a hasáb *CD* lapján eredeti irányával párhuzamosan ismét kilép. A rendes sugár a mészpátból érkezve a mészpát és a kanadabalzsam határfelületére és a fennforgó viszonyok között a beesési szög is elegendő nagynak lévén megválasztva, e határfelületen teljes visszaverődést szenved és a hasáb fekete festékkel bevont oldalán abszorbeálódik.

A Nicol-féle hasáb nemcsak egyenesben polározott fény előállítására használható, mint polarizátor, hanem annak felismerésére is mint analizátor. Az egyenesben polározott fénysugár ugyanis nyilván felismerhető arról, hogy Nicol-féle hasábbal teljesen kiolthatò, ha a hasáb főmetszete párhuzamos a beeső fény polározási síkjával.

A kanadabalzsam az ultraibolya fényt abszorbeálja, azért a Nicol-féle hasábok ultraibolya fényben nem használhatók. Ultraibolya fényben való dolgozásra a Nicol-féle hasáb egy módosítása használatos, melynél a két félhasáb között levegőréteg van; ezek a Foucault-féle hasábok, melyek véglapjai merőlegesek a hasáb tengelyére és melyek vastagságukhoz mérten rövidebbek, mint a Nicol-féle hasábok.

116. A polározási sík forgatása természetesen aktív anyagokban. Ha az *F* fényforrás fényét keresztülbocsátjuk egy Nicol-féle hasábon (151. ábra), mint polarizátoron (*P*) és azután az *A* analizáló Nicol-féle hasábon keresztül nézünk *F* felé, az *F*-ből jövő fényt kiolthatjuk, ha *A* főmetszetét merőlegesen állítjuk a *P* főmetszetére. Ha az ily módon beállított *A* és *P* között kvarckristályból, síkjával a kristály tengelyére merőlegesen kivágott planparallel lemezt helyezünk el, a látótér A-n keresztül nézve megvilágosodik. Azonban az A analizátor megfelelő szögű elforgatásával az F-ből jövő fény ismét kiolthatό. Ebből arra következtethetünk, hogy a kvarclemezből kilépő fény ugyancsak egyenesben van polározva, de polározási síkja a P polarizátorból kilépő fény polározási síkjához képest el van forgatva akkora szöggel, a mekkora szöggel az A-t eredeti helyzetéből a kvarclemez közbeiktatása után el kellett forgatni, hogy a látótér újból elsötétedjék. A kvarclemez tehát, melynek kristálytengelye a fény terjedési irányával párhuzamos, a rajta áthaladt egyenesben poláros fény polározási síkját a tovaterjedés iránya körül egy bizonyos szöggel elforgatja. Ez a rotációs polározás jelensége. Azokat az



151. ábra.

anyagokat, melyek ezt a jelenséget mutatják, aktív, még pedig megkülönböztetésül a mágneses aktívitástól, t e r m é s z e t e s e n a k t í v a n y a g o knak nevezzük. A kristályok általában nem mutatják ezt a jelenséget; ha egytengelyű kristályból kivágott planparallel lemezre, melynek síkja a tengelyre merőleges, egyenesben polározott fényt ejtünk, mely a lemezen a tengelylyel párhuzamosan halad át, akkor kettős törés nem áll elő, a lemezből kilépő egyenesben poláros fény polározási síkjának azimutja pedig általában ugyanaz, mint a lemezbe belépő fény polározási azimutja.

A szög, a melylyel az aktív kristályok a polározás síkját elforgatják, arányos az aktív lemez vastagságával, a melyen a fény áthaladt és függ azonkívül a fény hullámhosszától is. A kisebb hullámhosszúságú fény polározási síkja nagyobb szöggel fordul el. Ez a jelenség a (normalis) rotáció-diszperzió nevet viseli.

Az aktív kvarckristályok között van jobbra-, a sugárral szembe nézve az óramutató járásának irányába forgató kvarc és balraforgató kvarc. A kvarcnak a polározási sík forgatásában megnyilvánuló optikai disszimetriája a kristálynak felépítésében is kifejezésre jut. Vannak azonban folyadékok is, pl. a cukoroldat, melyek a rajtuk áthaladó fény polározási síkját forgatják. Itten a molekulának a felépítése az atómokból disszimetrikus.

A folyadékok optikai aktívitásának vizsgálata ugyanúgy történik, mint az aktív kristályoké, csak megfelelő vastagságú réteget kell átvilágítani, ha az aktív anyag a folyadékban esetleg csak kis mennyiségben van jelen. A folyadékokat a vizsgálat céljaira 2—20 cm hosszú üvegcsövekbe töltjük, melyeknek a végeit planparallel üveglemezekkel zárjuk el. A fiziológiai és pathológiai kémiában az optikai aktivitást gyakran használják fel egyes anyagok kimutatására. Az erre szolgáló eszközök a polarimeterek, vagy sachcharimeterek, mert legtöbbször valamely oldat cukortartalmának a megvizsgálására használják őket.

Mint említettük, a 151. ábrában látható berendezésen a mérés úgy történik, hogy az analizátort elforgatjuk a látótér teljes elsötétedéséig, pontosan kifejezve, az analizátort az intenzitás minimumára állítjuk be. E beállítás folyamán időben egymásután következő fénybehatásokat hasonlítunk össze erősségük szempontjából. Ez kissé bizonytalan és azért a mérés pontosságának, a beállítás érzékenységének fokozására ú. n. érzékeny félárnyéklemezeket alkalmaznak. Ez egy vékony kettőskvarclemez, melynek egyik fele balra (*b*), a másik fele jobbraforgató (*j*) kvarclemezből áll. Ezt a lemezt az analizátor előtt kell elhelyezni. A látótér két felét a (*b*) és (*j*) lemezeken keresztül általában különböző világosnak látjuk, de *A* forgatásával, ha pl. *A* főmetszete párhuzamos a félárnyéklemezre eső fény polározási síkjával, elérhető, hogy a látótér két fele egyenlő világos legyen. Ez a beállítás nagyon pontosan eszközölhető, mert térbelileg egymás mellett lévő két felület egyenlő megvilágításának a megítéléséről van szó, a mi iránt a szem nagyon érzékeny.

117. **A természetes fény.** A természetes fény a tovaterjedés iránya körül teljes szimmetriát mutat. Minthogy ilyen szimmetriával bír a körösen polározott fény is, arra lehetne gondolni, hogy a természetes fény is körösen poláros. Közelebbi vizsgálattal azonban kimutatható, hogy a természetes fény nem identikus a körösen polározottal.

A természetes fényre vonatkozólag oly képet alkothatunk magunknak, hogy igen is a természetes fénynek is van jól meghatározott elliptikus, körös, vagy lineáris polározása, de ez a polározási állapot, a pálya alakja és elhelyezkedése nagyon gyors időbeli egymásutánban ugrásszerűen változik, ugy hogy középértékben a természetes fény a tovaterjedésének iránya körül teljes szimmetriát mutat. A 93. pontban tanultuk, hogy a természetes fény interferenciaképes marad még akkor is, ha az útkülönbség kb. 2,600.000 hullámhosszúsággal egyenlő. Ennyi számú rezgés folyamán tehát a polározási állapot, a fényvektor végpontja pályájának alakja és irányítása változatlan marad. Ez a 10^{-9} másodperc nagyságrendű idő azonban túlságosan rövid ahhoz, hogy ezalatt emberi szemmel a természetes fény polározása észrevehetővé váljék.

Az elektromágneses fényelmélet.

118. A fényinterferencia jelenségei meggyőzték a fizikusokat arról, hogy a fény egy periódikusan változó állapotnak hullámszerű tovaterjedése, a polározott fényre vonatkozó tapasztalatok pedig kétségtelenné tették a fényhullámokban tovaterjedő periódikusan változó állapotnak irányított vektoriális jellegét és a hullámok tranzverzálitását, minthogy longitudinális polározott hullám nem képzelhető. A fényhullámok e tulajdonságainak megismerése idején analóg hullámok tovaterjedése rugalmas testekben, (ha egy ponton megbolygatjuk a test rugalmas egyensúlyát, már ismeretes volt a fizikusok előtt és így közelfekvő volt, hogy a fényhullámokat is egy hypothetikus, rugalmas anyag-

ban, az étherben terjedő rugalmas hullámoknak tekintsék. Az éthernek szilárd testnek kell lennie, hogy benne tranzverzális hullámok keletkezhessenek, mert tudvalévőleg tranzverzális hullámok, melyekben alakváltozások terjednek tovább, csakis olyan anyagokban jöhetnek létre, melyekben alakváltozásokkal szemben rugalmas erők működnek, vagyis a szilárd testekben. Egy gázban vagy folyadékban, melynek nincs állandó alakja, csak longitudinális hullámok terjedhetnek, kivéve a folyadék szabad felületét, melynek alakja általában a nehézségi erő által szintén meg van szabva és így rajta is keletkezhetnek tranzverzális hullámok. Másrészt a szilárd éthernek olyannak kell lennie, hogy benne longitudinális hullámok, melyekben térfogat-, illetve nyomásváltozások terjednek, ne jöhessenek létre. Ebből a célból az étherről fel kellett tenni, hogy összenyomhatatlan. Bizonyos nehézséget okozott, hogy a mindent kitöltő szilárd étherben az égitestek látszólag minden surlódó ellenállás nélkül mozognak. Feltették azonban, hogy az égitestek mozgásával szemben az éther mint surlódás nélküli folyadék viselkedik.

Az egyenesben polározott fénysugáron keresztül fektethető síkok közül kettő van kitüntetve, a polározási sík és a reá merőleges sík. Az étherrészecskék tehát az egyenesben polározott hullámban vagy a polározási síkban rezegnek, vagy a reá merőleges síkban. Az előbbi az F. Neumann-féle fényelmélet, az utóbbi a Fresnel-féle rugalmas fényelmélet álláspontja.

119. Manapság általánosan az elektromágneses fényelmélet van elfogadva, melynek alapjai Faradayre nyúlnak vissza és melyet James Clerk Maxwell öltöztetett szabatos mathematikai alakba.

Faraday felismerte, hogy az az erő, melyet pl. egy elektromossággal megtöltött vezető egy másik elektromossággal megtöltött vezetőre a Coulomb-törvény értelmében kifejt, szükségképen a két vezető között lévő szigetelő közeg közvetítésével terjed az egyik vezetőtől a másikig. A Coulomb-féle törvény értelmében fellépő erő tehát nem egy közvetlen és momentán távolbahatás eredménye, mely a két vezető jelenlétével egyidejűleg fellép és az egyik eltávolításával egyidejűleg megszűnik, hanem ez az erő egy, bár nagyon nagy, de véges sebességgel terjedő hatás, melynek ennélfogva a terjedéséhez időre van szüksége. Valószínűnek látszott, hogy a vákuumban ugyanaz az é t h e r közvetíti az elektromos erőket, mint a fényhullámokat. M a x w e l l kiépítve és mathematikai alakba öntve F a r a d a y gondolatait, megmutatta, hogy valamely közeg, pl. egy szigetelő elektromágneses egyensúlyát megzavarva a létesített állapotváltozás fénysebességgel terjed az illető közegben és viszont a fényhullámokat elektromágneses hullámoknak tekintette. H e i n r i c h H e r t z-nek sikerült azután elektromágneses hullámokat kísérletileg előállítani, a melyek épp úgy mutatták a visszaverődés, törés, interferencia és polározás jelenségeit, mint a fényhullámok.

120. Az oszcillátor. Elektromágneses rezgések. Tekintsük kissé közelebbről az elektromágneses hullámok keletkezését. E végből előbb meg kell ismerkednünk az elektromágneses rezgésekkel, azok létrejöttével.

152. ábra.

Közismert dolog, hogy az inga, ha egyensulyi helyzetéből kimozdítjuk egy *A* szélső helyzetbe (152. ábra) és ott elengedjük, visszatér az egyensúlyi helyzetébe, de ott nem áll meg, hanem tehetetlenségénél fogva tovább mozog a *B* helyzetbe és ezt a mozgást ismételve *A* és *B* között leng. Az *A* helyzetében az inga egy bizonyos maximális potenciális energiával rendelkezik, mely teljesen átalakul mozgási energiává, miközben az inga *A*-ból *E*-be esik. *E*-ben az egész energiája mozgási energia, az inga legmélyebb helyzetében van, helyzeti energiája zérus. Míg az inga *E*-ből *B*-ig mozog, a kinetikai energiája ismét helyzeti energiává alakul át. A kinetikai energia *B*-ben zérus, minthogy az inga sebessége ott zérus. Szóval az inga energiája is ezen két fajta energia között ingadozik. Az inga általában levegőben mozog, a levegő az inga mozgását akadályozza, az inga lengései csillapodnak. Még jobban csillapodik az inga, ha nagyobb ellenállású közegben, pl. valamilyen folyadékban végzi lengéseit, sőt előállhat az az eset is, hogy az ingát A-ban elengedve aperiódikusan mozog E felé, ahol megáll.

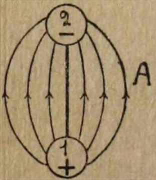

153. ábra.

Hasonló mozgásokat végez pl. a higany, melyet egy U-alakú cső egyik szárában (153. ábra) magasra felszíva esni hagyunk. Ezek a lengések is csillapodnak a surlódás folytán és a surlódás és ezáltal a csillapodás a cső egyik szárából a másikba való aperiódikus átömlésig fokozható, ha az U-alakú cső két szárát alul kis keresztmetszetű csővel kötjük össze (154. ábra).

Ugyanily rezgéseket végez pl. egy hangvilla is, melyet rugalmas egyensúlyában megbolygattunk, miközben energiája a potenciális és kinetikai energia alakjai között váltakozik. A hangvilla rezgései is csillapodnak a hangvilla anyagának belső surlódása folytán, de van a hangvilla csillapodásának még egy más oka is. A hangvilla rezgéseit átveszi a környező levegő, mely e rezgéseket, a hanghullámokat fülünkig továbbítja. A hangvilla rezgéseinek az energiája tehát a környező levegőben hullámszerűen elterjed és a hangvilla energiája a kisugárzott energia mennyiségével is csökken, a hangvilla rezgései a sugárzás következtében is csillapodnak.


154. ábra.

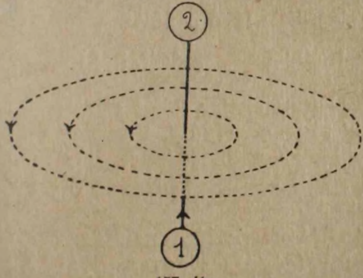
Teljesen analog rezgési jelenségek az elektromágneses rezgések. Ha egy pozitív és egy negatív elektromos töltésű vezetőgolyót egy kis ellenállású, vagyis rövid és vastag dróttal összekötünk, akkor nemcsak kiegyenlítődik a két *1.* és *2.* golyó között (155. ábra) fennálló potenciálkülönbség, hanem az elektromosság a két golyó között ide-oda mozog, a két golyót összekötő drótban egy váltakozó áram halad, mely a két golyót felváltva pozitiv, illetve negativ töltéssel látja el. Az inga A helyzetének megfelel a golyóknak az az állapota, midőn az *1.* golyó, mondjuk, pozitív és a *2.* negatív töltésű. Ekkor az *1.* és *2.* golyók között egy elektrosztatikai



155. ábra.

tér van, melynek iránya az ábrából látható*); az elektromos rezgési rendszer, az oszcillátor energiája ekkor mint elektromos energia van jelen. A két golyó között fennálló potenciálkülönbség hatása alatt ekkor az összekötő drótban *1*-től a *2.* felé áram indul, mely az önindukció folytán csak fokozatosan növekedik zérusról egy maximális véges értékig és ugyancsak az önindukció folytán nem szűnik meg abban a pillanatban, midőn a két golyó mindegyik pontjában a potenciál ugyanazon értékű, hanem tovább haladva, erőssége fokozatosan csökken le zérusra, miközben a 2. golyó kap pozitív töltést és viszont az *1.* golyó töltődik föl negatív potenciálra. Ez az állapot megfelel az inga *B* helyzetének, ekkor az oszcillátor energiája ismét mint elektromos energia van jelen, bár az elektromos erőtér iránya megváltozott (156. ábra). Látnivaló, hogy az oszcillátornál az önindukció játsza azt a szerepet, a melyet az ingánál a tehetetlenség töltött be. Az inga *A* és *B* helyzete közötti *E* egyensúlyi helyzetének megfelel az oszcillátornak az az állapota, mikor a két golyó minden pontjában az elektromos potenciál értéke ugyanaz, amikor az összekötő drótban egyik vagy másik irányban maximális erősségű áram halad, a mint az inga is egyensúlyi helyzetén a maximális sebességgel halad át. Az *E* helyzetnek megfelelő állapotban az oszcillátor energiája mint mágneses energia van jelen, az összekötő drótot, melyben az áram halad, koncentrikus

156. ábra.



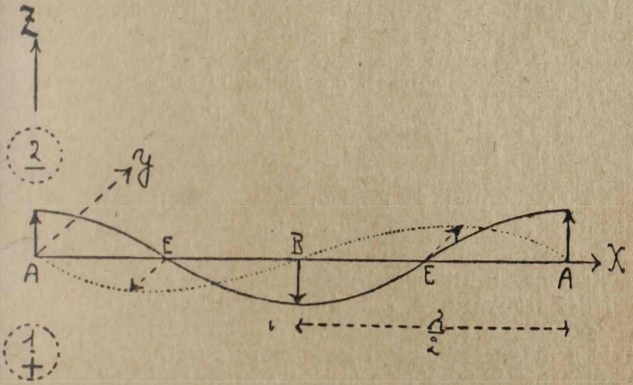
157. ábra.

*) Az ábrában látható ú. n. elektromos erővonalak oly görbék, melyekhez bármely pontban húzott érintő megadja az elektromos térerősség irányát.

körök alakjában veszik körül a mágneses erővonalak (157. ábra). Hasonlóan az inga energiájához, mely helyzeti és kinetikai energia között ingadozik, az oszcillátor energiája felváltva elektromos és mágneses energia alakjában van jelen. Éppen úgy, mint az inga lengései csillapodnak a levegő ellenállása foytán, az oszcillátor energiája is fogy, lengései is csillapodnak a két golyót összekötő vezetődrót ellenállása folytán. Ebben a vezetődrótban ugyanis az oszcillátor energiájának egy része J o u l e-törvénye értelmében átalakul hővé. Ha nagyon nagy ellenállású drótot választunk, a két golyó potenciálkülönbsége aperiodikusan, rezgések nélkül kiegyenlítődik.

121. Elektromágneses hullámok keletkezése. Az oszcillátor energiája azonban nemcsak ily módon csökken, hanem sugárzás révén is, mint a hangvilla energiája. Láttuk, hogy az oszcillátor a körülötte lévő közegben, vagy ha semmi sincs ott, a vákuumban felváltva elektromos és mágneses erőteret létesít. Ez az erőtér azonban nem szorítkozik az oszcillátor közvetlen környezetére, hanem az egész térben elterjed. Hiszen tudjuk, hogy egy *e* elektromossággal megtöltött golyó a tőle akármily nagy *r* távolságban lévő *e'* töltésű golyóra a Coulomb-törvény értelmében $\frac{ee'}{r^2}$ erőt fejt ki. Az *e* töltés által maga körül létesített erőtér tehát elterjed az akármilyen messze lévő *e'* töltésű golyóig. Faraday volt az, a ki felismerte, hogy ennek a terjedésnek bár igen nagy, de véges sebességgel kell történnie. Ugyanez áll a mágneses erőtér terjedésére is.

Láttuk, hogy az oszcillátor periódikusan zavarja az őt körülvevő közeg elektromágneses egyensulyát. Az oszcillátor *A* állapotában az elektromos térerősség alulról felfelé irányul, az *E* állapotban a térerősség zérus, a *B* állapotban a térerősség felülről lefelé irányul, *E*-ben ismét zérus és mikor ismét az *A* állapotba kerül az oszcillátor, a térerősség megint alulról felfelé irányul. Ez a periódikus állapotváltozás azután hullámszerűen elterjed az oszcillátort körülfogó közegben. A mikor az oszcillátor golyói között a térerősség nagy, ez a nagy térerősség indul el minden irányban, a mikor a térerősség kicsiny, ez a kicsiny térerősség kezd terjedni minden irányban. Az az idő, a melyik eltelik, míg az oszcillátor az A állapotából ismét A-ba kerül, a rezgés periódusa, a rezgésidő, T. Az a távolság, a menynyire a hullámszerűen terjedő térerősség T idő alatt eljut, a hullám hosszúsága, λ. Helyezzük koordinátarendszerünk z-tengelyét az oszcillátor golyóit összekötő egyenesbe és nézzük pl. a terjedést a z-re merőleges x-tengely mentén. A 158. ábrában látható, mint sorakoz-



158. ábra.

nak egymás mögé az x-tengely mentén az oszcillátor különböző állapotainak megfelelő elektromos és mágneses térerősség-értékek. A kihúzott vektor ábrázolja az elektromos, a pontozott vektor a mágneses térerősséget; a kihúzott hullámgörbe (az xz-síkban) mutatja az elektromos térerősség eloszlását az x-tengely mentén, a pontozott hullámgörbe (az xy-síkban) a mágneses térerősség eloszlását. Ez a két görbe azután a hullámok terjedési sebességével eltolódik az x-tengely mentén.

A mit itten szavakkal hosszasan körülírtunk, azt szabatosan és röviden megfogalmazta J a m e s C l e r k M a x w e l l a róla elnevezett egyenletekben (Függ. 7. pont). Két ily egyenlet vagy egyenletcsoport van. Az egyik az elektromos áram erősségét és az elektromos

$\frac{\partial^2 X}{\partial t^2} = \frac{c^2}{\varepsilon} \Delta X \qquad v^2 = \frac{c^2}{\varepsilon}$

$\frac{c}{v} = n \qquad n = \sqrt{\varepsilon}$

térerősség időbeli változását, a mi M a x w e l l szerint egy árammal aequivalens, összeköti a mágneses térerősség térbeli eloszlásával, a másik viszont a mágneses térerősség időbeli változása és az elektromos térerősség térbeli eloszlása között létesít kapcsolatot. Ezek az egyenletek tehát szabályozzák a térbelileg és időbelileg változó elektromágneses teret, melyet az oszcillátor létesít maga körül.

A M a x w e l l-féle egyenleteknek közvetlen következménye azután a hullámok terjedését leíró differenciálegyenlet, az ú. n. hullámegyenlet (Függ. 2. és 7. pont), még pedig — és ez a fontos — az elektromágneses hullámok terjedési sebessége gyanánt a vákuumban a fény terjedési sebességét, $c = 300.000$ Km/sec-t nyerjük. M a x w e l l nyomán most már viszont a fényhullámokat is elektromágneses hullámoknak tekintjük, melyeknek hosszúsága természetesen igen kicsiny, frekvenciája viszont igen nagy.

A fényhullámokat elektromágneses hullámoknak tekintve, egyszerűen adódik e hullámok tranzverzalitása, hiszen az elektromágneses hullámban úgy az elektromos, mint a mágneses térerősség merőleges a terjedés irányára. A 158. ábrában látható elektromágneses hullám egyenesben van polározva, polározási síkja a mágneses vektort tartalmazó xy-sík. Az elektromos térerősség tehát a polározási síkra merőlegesen rezeg.

122. Az a körülmény, hogy az elektromágneses hullámoknak elektromos és mágneses mérések alapján meghatározott terjedési sebessége a vákuumban egyenlőnek adódott a fény terjedési sebességével, az első nyomós ok volt a fény elektromágneses elmélete mellett.

Nézzük, hogy állunk az elektromágneses fényelmélet többi következményével, mennyire egyeznek azok a tapasztalattal? A Függ. (6a) egyenlete értelmében

$$n = \sqrt{\varepsilon}, \qquad \text{(Függ. 6}a\text{.)}$$

a törésmutató (a vákuumra vonatkoztatva) egyenlő a dielektromos állandó négyzetgyökével. Már eleve nem várhatjuk, hogy ezt az összefüggést ebben az alakjában a tapasztalat igazolja. Hiszen egyenletünk baloldalán egy függvény áll, mivel n a szín, a hullámhosszúság függvénye (24. pont), míg a jobboldalon egy állandó szerepel, mely a baloldali függvénynek a $\lambda = \infty$ argumentumhoz tartozó, elektrosztatikai kísérletekkel meghatározható speciális értéke. A törésmutató és a dielektromos állandó négyzetgyökének értékei között számszerű egyezés tehát csak oly közegeknél várható, melyeknél n kevéssé változik a színnel, pl. a gázoknál. A következő kis táblázatban össze van állítva néhány gáznak sárga fényre vonatkozó törésmutatója, n_0 és dielektromos állandójának négyzetgyöke.

	n_0	$\sqrt{\varepsilon}$
Levegő	1·000294	1·000295
H	1·000138	1·000132
CO_2	1·000449	1·000473
CO	1·000346	1·000345

Viszont más folyékony és szilárd anyagoknál igen nagy eltérések állapíthatók meg a két érték között, pl.:

	n_0	$\sqrt{\varepsilon}$
víz	1·33	9·0
alkohol	1·36	5·0
üveg	1·5	2·64

A diszperzióelmélet (138. pont) feladata az elektromágneses fényelméletet úgy kibővíteni, hogy abban ε mint λ függvénye lépjen fel és így n és $\sqrt{\varepsilon}$ értékei között egyezés létesüljön.

123. Elektromágneses hullámok terjedése és abszorpciója vezetőkben. Az elektromágneses fényelméletből következik továbbá, hogy oly anyagokban, melyek az elektromos áramot vezetik, az ú. n. vezetőkben a fényhullámok abszorbeálódnak. Az elektromosság vezetőinek tehát elegendő vastagságú rétegekben átlátszatlanoknak kell lenniök.

Tényleg a fémek, mint az elektromosság legjobb vezetői a legnagyobb mértékben, még igen vékony 0·0001 usque 0·00005 mm-es) rétegekben is átlátszatlanok. Az elektromágneses hullámoknak tekintett fényhullámok abszorpciója a vezetőkben egyszerűen értelmezhető, a mennyiben a hullámban rezgő elektromos térerősség hatására a vezetőben váltakozó áramok keletkeznek, az áram Joule törvénye értelmében hőfejlődéssel jár, a fejlődő hővel aequivalens energia tehát a hullám számára elvész, a hullám abszorbeálódik.

Ha valamely hullám valamely abszorbeáló közegben megteszi a λ utat és eközben amplitudója (energiájának négyzetgyöke) eredeti értékének $e^{-2\pi\varkappa}$ részére csökken, e a természetes logarithmusok alapszáma, akkor $\varkappa$-t a közeg abszorpciómutatójának nevezik az illető hullámra vonatkozólag.

Az n törésmutató és $\varkappa$, másrészt a közeg ε dielektromos állandója és σ vezetőképessége között az elektromágneses fényelmélet értelmében a következő két összefüggés áll fenn (Függ. 7g):

$$\left.\begin{aligned} \varepsilon &= n^2(1-\varkappa^2) \\ \sigma T &= n^2\varkappa. \end{aligned}\right\} \quad \text{(Függ. 7}g\text{)}$$

$n(1-i\varkappa)$-t röviden az abszorbeáló közeg komplex törésmutatójának nevezik. Ezek az összefüggések numerikusan szintén nincsenek kielégítve az előbbi pontban kifejtett okok következtében, legalább is akkor, ha n és $\varkappa$-nak a látható színképre vonatkozó értékeit veszszük számításba. Nagy hullámhosszúságú ultravörös hullámoknál ($\lambda = 0{\cdot}025$ mm.) az egyezés már létrejön.

124. **A törésmutató és abszorpciómutató közvetett meghatározása.** Átlátszó anyagok, pl. az üveg törésmutatóját általában közvetlenül határozzák meg pl. prizma segítségével. Abszorbeáló anyagoknál, pl. fémeknél a törésmutatónak prizma segítségével való meghatározása igen pontatlan, mert hogy a fény a prizmán egyáltalában észrevehető erősségben áthaladjon, nagyon kis törőszögű, keskeny prizmát kell készíteni, a mi már maga is nehézségekkel jár. Azonkívül az ilyen kis törőszögű prizmák nehezen mérhető, igen kicsiny szögekkel térítik csak el a fényt útjából. Mindazonáltal ily közvetlen módon is mérték a fémek törésmutatóit kicsiny, 1 ívpercnél kisebb törőszögű prizmák segítségével, de pontosabb a közvetett módszer, mely a fém határfelületéről, egy fémtükörről visszavert fény polározási állapotának analízisén alapszik.

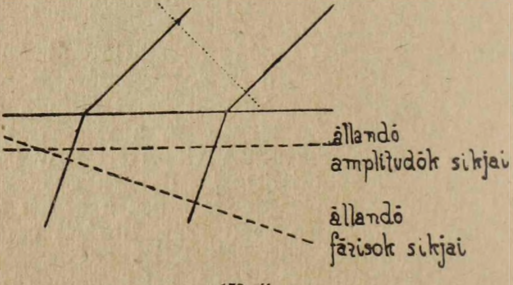
Ha átlátszó közeg határára, pl. üvegtükörre egyenesben polározott fényt ejtünk, a visszavert fény is egyenesben van polározva. Ha a beeső fény polározási síkja a beesés síkjával párhuzamos, vagy arra merőleges, akkor szimmetria-okokból a visszavert fény polározási síkja is párhuzamos a beesés síkjával, illetve arra merőleges. Ha azonban a beeső fény polározási síkja a beesés síkjával egy bizonyos ϑ szöget zár be, $0 < \vartheta < 90^0$, akkor a visszavert fény polározási síkja és a beesés síkja által bezárt szög, a polározási azimut más, ϑ' értékű lesz. A visszaverődés alkalmával tehát a polározás síkja elfordult a $\vartheta - \vartheta'$ szöggel. Ez a $\vartheta - \vartheta'$ függ az átlátszó anyag n törésmutatójától és visszafelé ez a törésmutató kiszámítható, közvetve meghatározható, ha pl. Nicol-hasábok segítségével megmérjük a $\vartheta - \vartheta'$ szöget.

Hasonló közvetett mód követhető abszorbeáló anyagoknál, pl. fémeknél n és $\varkappa$ meghatározására. Ha fémtükörre egyenesben polározott fényt ejtünk, melynek polározási azimutja legyen ϑ, a visszavert fény ellipszisben van polározva. A visszavert fény polározási állapotát két adat jellemzi. Ilyenek gyanánt választhatjuk pl. az ellipszises rezgésnek a beesés síkjában és arra merőlegesen vett két lineáris összetévő rezgése közötti δ fáziskülönbséget (Függ. 5. pont) és e fáziskülönbség eltüntetése után a két összetévő rezgésből eredő lineáris rezgésnek ϑ' azimutját. E δ fáziskülönbség és a polározási azimut $\vartheta - \vartheta'$ elforgatása n és $\varkappa$ értékeitől függnek. És megfordítva n és $\varkappa$ értékei kiszámíthatók, ha mérjük δ-t és $\vartheta - \vartheta'$-t. δ mérésére szolgálhat a Babinet-féle kompenzátor. (Függ. 5. pont.)

A következő táblázatban össze van állítva néhány fém törés- és abszorpciómutatója sárga fényben:

	n	$\varkappa$	V_0
Arany	0·47	6·03	0·81
Ezüst	0·18	20·40	0·95
Réz	0·64	4·10	0·73
Acél	2·45	1·38	0·58
Vas	1·50	1·08	0·32
Nikkel	1·58	2·16	0·65
Platina	2·63	1·35	0·59
Jód	3·34	0·17	0·30
Na	0·005	522·00	0·99

Feltűnő, hogy több fémnek a vákuumra vonatkoztatott törésmutatója kisebb mint 1, a mi a törésmutató fizikai jelentése szerint (4. pont. 1*a* formula) azt mondja, hogy a hullámok terjedési sebessége az illető fémekben nagyobb, mint a vákuumban. $\varkappa$-nak itt közölt értékei a fémben a fém sík határfelületére való merőleges beesésnél keletkező, ú. n. homogén hullámokra vonatkoznak (Függ. 8. pont). Ferde beesésnél a fémben inhomogén hullámok keletkeznek, melyekben az állandó fázisok és állandó amplitudók síkjai egymással nem párhuzamosak, mert hisz ez utóbbiak ter-



159. ábra.

mészetesen mindig a határfelület síkjával párhuzamosak. (159. ábra).

125. A visszaverőképesség. Egy sík határfelület V visszaverőképessége alatt értjük azt a számot, mely megmondja, hogy a beesett energiának hányad része verődik vissza szabályosan. Tehát $0<V<1$. V általában függ a beesés szögétől. Ha egyszerűen valamely közeg visszaverőképességéről beszélünk, akkor a levegővel sík felületben határos közeg visszaverőképességét értjük alatta merőleges beesésnél. Jelöljük ezt V_0-val.

$$V_0 = \frac{n^2(1+\varkappa^2)+1-2n}{n^2(1+\varkappa^2)+1+2n}. \tag{47}$$

Ha a közeg átlátszó, $\varkappa=0$ és

$$V_0 = \left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2. \tag{47a}$$

Az üveg ($n = 1{\cdot}5$) viszaverőképessége tehát

$$V_0 = \frac{1}{25} = 0{\cdot}04.$$

Abszorbeáló anyagoknál, melyeknél, mint pl. a fémeknél, $\varkappa$ nagy, $n^2(1+\varkappa^2)$ mellett $2n$ igen kicsiny és ezért a fémek visszaverőképessége igen nagy, megközelíti az egységet. Innen származik a fémes felületek ragyogása. A 124. pont táblázatában fel van tüntetve V_0 értéke is néhány fémre vonatkozólag. Látnivaló, hogy a fémek visszaverőképessége sokszorosan nagyobb, mint az üvegé, ezért az üvegfelületeket a tükörkészítéskor fémmel borítják. A táblázatból és (47)-ből is kitűnik, hogy V_0 annál nagyobb, mennél nagyobb $\varkappa$. Az a fém tehát, mely erősen abszorbeálja a fényt, nagy mértékben vissza is veri.

$\varkappa$ is függ a színtől, a fény hullámhosszúságától, a hogy mondani szokás, $\varkappa$-nak is van diszperziója és vele párhuzamosan V_0-nak is. Az olyan színű fényt, melyre vonatkozólag $\varkappa$ és vele V_0 nagy, a fém felülete erősebben veri vissza, mint a többi színű fényt. Ha tehát fehér fény esik oly fémre, melynek $\varkappa$-ja, mint pl. az aranyé és rézé, a színnel erősen változik, akkor az illető fémek felületét színesnek látjuk. Ha ily fémből nagyon vékony (0·00002—0·00003 mm vastag), még áttetsző réteget készítünk és fehér fénynyel megvilágítjuk, akkor az erősen visszavert sugarak a rétegben egyszersmind erősen abszorbeáltatván, az átmenő fényben hiányozni fognak. Ily rétegek színe áteső fényben megközelítőleg komplementär az általuk visszavert fény színéhez. Pl. az arany rétegek, melyek visszavert fényben sárgák, átmenő fényben zöldesek. Ezüst rétegek áteső fényben kékek.

126. A fényforrás-modell a klasszikus elektromágneses elmélet alapján. A 121. pontban láttuk, hogy az oszcillátor környezetében hogyan keletkeznek az elektromágneses hullámok. Az oszcillátor működése és a klasszikus elektromágneses fényelmélet alapján képet alkothatunk magunknak a fényhullámok kibocsátásának mechanizmusáról a fényforrásokban. Így eljutunk a fényforrások elektromágneses modelljéhez.

Felteszszük nevezetesen, hogy az atómok belsejében negatív, $-e$ elektromos töltést hordozó és kicsiny m_0 tömegű részecskék, ú. n. elektronok vannak. Ezek az elektronok legyenek bizonyos egyensúlyi helyzetekhez kötve, melyekből ha kimozdíttatnak, úgy ezen egyensúlyi helyzetük körül lengéseket végeznek, a mint egy inga leng, ha egyensúlyi helyzetéből kimozdítják. Az erők, melyek az elektronokat egyensúlyi helyzetükhöz kötik, legyenek hasonlóak a rugalmas erőkhöz, ú. n. quasielasztikus erők, melyek a negatív töltésű részecskén támadva, mindig az egyensúlyi helyzet felé irányulnak és arányosak a részecskének ezen egyensúlyi helyzetétől számított ϱ távolságával. Ezeknek az erőknek a hatása alatt az elektron a legáltalánosabb esetben elliptikus pályán mozog (Függ. 8. pont), melynek síkja tartalmazza az elektron nyugalmi helyzetét. A rezgések frekvenciája, ν_0, a 2π másodperc alatt végzett rezgések száma a Függ. 8*d* formulája szerint:

$$\nu_0 = \sqrt{\frac{k}{m_0}}, \qquad \text{(Függ. 8}d\text{)}$$

a hol k a quasielasztikus erő állandója.

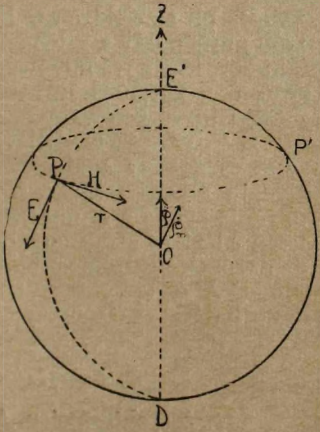
Speciális esetekben a pálya kör, vagy egyenes is lehet, ilyenkor kör-, illetve egyenes rezgésekről beszélünk. Az egyenesben rezgő elektron teljesen analóg berendezés, mint a 120. pontban tárgyalt ú. n. lineáris oszcillátor, maga körül tehát éppen oly elektromágneses hullámokat kelt, mint az oszcillátor. Az elliptikusan rezgő elektron, mely három egymásra merőleges lineáris rezgés összetevéséből keletkezik, három egymásra merőleges lineáris oszcillátornak felel meg.

A klasszikus elektromágneses elmélet szerint egy mozgó elektromos töltés akkor bocsát ki elektromágneses hullámokat, akkor sugároz, ha sebessége akár irány, akár nagyság szerint változik, más szóval, ha gyorsul.

A gyorsuló elektron által kisugárzott térerősség arányos az elektron $\ddot{\varrho}$ gyorsulásával. Valamely r irányban azonban (160. ábra) a gyorsulásnak csak az a $\ddot{\varrho}_n$ összetevője érvényesül, mely a $\ddot{\varrho}$-on és r-en átfektetett síkban merőleges az r irányára. Az E elektromos térerősség egyenlő a reá merőleges H mágneses térerősséggel. Az oszcillátortól r távolságban:

$$E = H = \frac{e\ddot{\varrho}_n}{c^2 r}, \tag{48}$$

a hol c a hullámok terjedési sebessége. Úgy az E, mint a H merőlegesek az r terjedési irányra. Végezzen pl. az elektron lineáris rezgéseket párhuzamosan a z tengelylyel. Ekkor az elektron $\ddot{\varrho}$ gyorsulása is mindig párhuzamos z-vel. A rezgő elektron köré vonjunk egy r sugarú gömböt. E gömbön a gyorsulás (vagyis a rezgések) iránya két pólust, $É$-t és D-t jelöl meg (160. ábra). E pólusokon keresztül menő legnagyobb körök a meridiánok, a PP' körök a parallel körök. A gömb felületén lévő valamely P pontban az elektromos térerősség érinti a P-n keresztül menő meridiánt, a H a P-n áthaladó parallel kört. Minden irányban tehát egyenesben polározott tranzverzális hullámok haladnak, de különböző irányokban, különböző erősségben. A pólusok irányában terjedő hullámokban az E és H térerősséget a gyorsulásnak z-re merőleges összetevője szabja meg. Minthogy ez zérus, a z-irányban terjedő hullámok erőssége is zérus. Az egyenlítő síkjában fekvő irányokban viszont $\ddot{\varrho}$ a maga egészében érvényesül, ez irányokban tehát a hullámok erőssége maximum. A 158. ábrával kapcsolatban a hullámok terjedését egy ily irányban vizsgáltuk.



160. ábra.

A drótnélküli táviratozásban az egyenes antenna, melyben váltakozó áramokat keltünk, szintén egy lineáris oszcillátor, mely úgy működik, mint pl. az egyenesben rezgő elektron. Az antenna irányában a kisugárzás zérus, a reá merőleges irányokban maximum.

Az elektron azonban általában elliptikus pályán rezeg és ezért az általa kisugárzott elektromágneses hullám is általában ellipszisben van polározva. Mivel E párhuzamos és arányos $\ddot{\varrho}_n$-el, $\ddot{\varrho}$ pedig a Függ. 8*a*. és 8*b*. formulái értelmében arányos és párhuzamos az elektronnak az egyensúlyi helyzetétől számított ϱ elmozdulásával, az E végeredményben arányos és párhuzamos az elektron elmozdulásának az r irányára merőleges összetevőjével, vagyis más szóval a P-ben az E végpontja egy oly pályán, általában ellipszisben mozog, melyet úgy nyerünk, ha az elektron pályáját vetítjük a P-ben a gömbhöz fektetett (az r irányára merőleges) érintősíkra.

Ha pl. az elektron O-ban a z-tengely körül körpályán mozog, úgy a z-tengely irányában kisugárzott hullám körösen, a reá merőlegesen kisugárzott hullám egyenesben, a közbeeső irányokban kisugárzott hullámok pedig ellipszisben vannak polározva.

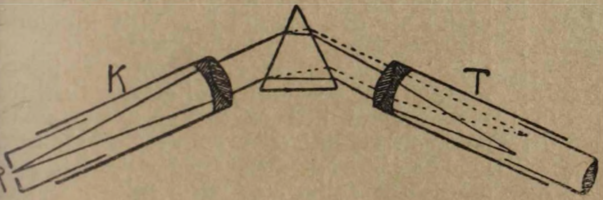
E fényforrás-modellnek, melyet még használni fogunk és a mely a klasszikus elektromágneses elmélet alapján áll, van azonban egy szépséghibája. Szerepel ugyanis benne a K quasielasztikus erő. Egy következetesen felépített elektromágneses modellben szereplő minden erőnek elektromos vagy mágneses eredetűnek kellene lennie. A K erő visszavezetése elektromos vagy mágneses hatásokra azonban bizonyos nehézségekkel jár.

A spektroszkópia.

127. A spektrometer. A spektroszkópia a különböző fényforrások által kibocsátott fény színképének, spektrumának a vizsgálatával foglalkozik. Eszköze a spektrometer. A spektrometer kollimátorból, távcsőből és valamilyen spektrumot létesítő berendezésből, prizma, rács, stb.-ből áll.

A K kollimátorcsőnek a prizma, vagy a rács felé fordított végén (161. ábra) gyüjtőlencse van, melynek gyujtópontjában van a kollimátorcső másik végén levő R rés. Ha e résre vetítjük az analizálandó fényforrás fényét, úgy a kollimátorból párhuzamos nyaláb esik a prizmára. A színkép a T távcső tárgylencséjének gyujtósíkjában keletkezik. A prizma egy kis asztalkán van elhelyezve, mely éppúgy, mint a távcső, a spektrométer tengelye körül foroghat. Úgy a távcső, mint a kollimátor tengelye merőleges a spektrométer tengelyére. Prizma helyett különböző felbontóképességű rácsokat, Lummer-lemezt stb. használhatunk. A spektrométer asztalán körosztás van, melynek segítségével a távcsőnek, vagy az asztalkának a spektrométer tengelye körüli elforgatását, pl. rácsoknál a hullámhosszúság mérése céljából, fokokban leolvashatjuk.

Az ilyen spektrométerek csak a színkép látható részében való vizsgálatokra alkalmasak, egyrészt azért, mert a kollimátor és a távcső üvegből készült optikai berendezése és az esetleges üvegprizma a nem látható ultraibolya és ultravörös sugarakat elnyelik és más-



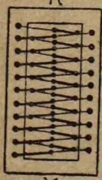
161. ábra.

részt azért, mert a nem látható sugárzások vizsgálatánál a szemet más reagenssel kell helyettesíteni.

Tudjuk viszont, hogy a különböző fényforrások a tulajdonképeni látható fényen kívül még rövidebb és hosszabb hullámhosszuságú, ultraibolya és ultravörös elektromágneses hullámokat is bocsátanak ki. Ezek színképének a vizsgálatára különleges berendezésű spektrométerek épültek. Az ultraibolya spektrométernez az összes lencsék és az esetleges prizma az ultraibolya-sugarakat átbocsátó kvarcból vagy folypátból készülnek és a távcső tárgylencséjének a gyujtósíkjába a szemet helyettesítő fényképezőlemez kerül. A nagyon rövid (100 $\mu\mu$) hullámhosszúságú ultraibolya sugarakat a levegő is erősen elnyeli, ezért Schumann vakuum-spektrográfot szerkesztett, melyben a sugarak vákuumban haladnak.

Az ultravörös spektrometer lencséi és prizmái az ultravörös sugarakat átbocsátó kősóból, vagy még inkább folypát- és sylvinből készülnek. A lencséket gyakran homorú fémtükrökkel is helyettesítik, melyek a kellemetlen chromatikus aberrációtól is mentesek. A szem helyett reagens gyanánt bolometert vagy thermoelemet használnak.

A bolometer egy nagyon vékony (0·001—0·0001 mm vastag) bekormozott platina-szalag, mely a reá eső elektromágneses sugárzó energiát elnyeli és átalakítja hővé. Ennek következtében, ha sugárzás éri, a hőmérséklete emelkedik. Minthogy pedig a fémek fajlagos ellenállása a hőmérséklettel növekedik, a platinaszalag ellenállása növekedik, ha sugárzás éri. A bolometer cllenállásának megváltozása tehát a reá eső energia mértéke. A bolometer nemcsak a sugárzó energia kvalitatív kimutatására, hanem kvantitatív mérésére is alkalmas. Ez abszolute is történhetik, ha pl. megmérjük, hogy milyen i erősségű elektromos áramot kell az ismert w ellenállású bolometeren átküldeni, hogy a t idő alatt fejlődő i^2wt hő a bolometer ellenállását ugyanoly mértékben változtassa meg, mint a reá eső sugárzó energia átalakulásából keletkezett hő.



162. ábra.

Ha a vékony platinaszalagot nagyon keskenynek választjuk, ú. n. lineárbolometert nyerünk. Ha ezt úgy állítjuk fel, hogy párhuzamos legyen a spektrometer résével és azután a színképben önmagával párhuzamosan eltoljuk, meghatározhatjuk a színkép különböző hullámhosszúságaihoz tartozó sugárzó energia mennyiségét, vagyis az energia eloszlását a színképben. A thermoelem egymáshoz forrasztott különböző fémdrótok, pl. constantan- és vasdrótok láncolatából áll, melyek pl. a R u b e n s-féle thermoelemnél a 162. ábrában látható módon vannak egy kereten elrendezve. A páratlan forrasztási helyek a K K egyenesen vannak. Ha a fény erre esik, ezek a forrasztási helyek az elnyelt energia átalakulásából fejlődött hőtől felmelegszenek és a thermoelem két vége között elektromos feszültségkülönbség lép fel, a melynek nagysága az elnyelt energia mértéke.

128. Az emissziós színképek. A spektrometerrel vizsgálva különböző fényforrások színképét, az ú. n. emissziós színképeket, azt találjuk, hogy az izzó szilárd és folyékony testek által kibocsátott fény színképe folytonos, vagyis bennük az összes színek, a hullámhosszúság összes értékei folytonosan egymás mellé sorakoznak. Az izzó gőzök és gázok színképei viszont nem folytonosak, hanem többé-kevésbbé keskeny színes csíkokból, vonalakból állanak, melyek a spektrometer vonalszerű résének többé-kevésbbé monochromatikus képei és melyek között a színek egész sora hiányzik. Az ilyen színképet vonalas színképnek nevezzük. A színes tábla 2. és 3. ábráján látható a *He*-gáz és alatta a n a t r i u m izzó gőzének vonalas színképe.

A különböző folyékony és szilárd fényforrások által kibocsátott folytonos színképek kinézésük alapján alig különböztethetők meg egymástól. A különböző folytonos színképek között különbséget legfeljebb gondos kvantitatív mérések alapján a kisugárzott energiának a különböző hullámhosszúságok közötti különböző megoszlása szempontjából állapithatunk meg.

A különböző gőzök és gázok emissziós színképei azonban vonalas természetüknél fogva kinézésük alapján kvalitatíve nagyon jól felismerhetők és megkülönböztethetők, mert a bennük fellépő emissziós vonalak színe, hullámhosszúsága különböző gázok, illetve gőzök színképében különböző, az illető gázra vagy gőzre jellemző. A tulajdonképeni spektrálanalízis a gőzök és gázok vonalas színképeihez kapcsolódik és a színkép kimérése, a vonalak hullámhosszúsága alapján következtet a színképet kibocsátó fényforrás természetére.

129. A fényforrások osztályozása. Tudjuk, hogy az elektromágneses hullámok hullámhosszúságuk szerint különböző természetűek. A 78. pont táblázatában e hullámok ama válfajaira nézve, melyekkel e mű keretében foglalkozunk, összeállítottuk a hullámok hosszúságát. Most röviden át akarjuk tekinteni e hullámok, nevezetesen az ultraibolya, a látható és az ultravörös hullámok ($\lambda = 0{\cdot}000010$ cm-től $\lambda = 0{\cdot}0313$ cm-ig) keltésének a módjait. A Röntgen-hullámok keletkezésével a 161. pontban foglalkozunk.

Az említett hullámokat kibocsátó sugárzó forrásokat nagyjából két csoportba oszthatjuk.

Az egyik csoportba azok a fényforrások tartoznak, melyekben a kisugárzott energia kizárólag és közvetlenül hőenergia rovására keletkezik, melyek többé-kevésbbé magas hőmérsékletük következtében sugároznak. Ezek a hőmérsékleti sugárzók. Ezeknek sugárzását anyagi minőségükön kívül kvalitatíve és kvantitatíve teljesen és egyedül a hőmérsékletük szabja meg. Ide tartoznak a Nap, a közönségesen használt fényforrások és általában a folytonos színképet kibocsátó szilárd és folyékony fényforrások. E fényforrások folytonos színképében a látható sugarak mellett nagyon sok ultravörös hősugár van.

A másik csoportba tartoznak azok a fényforrások, melyekben a kisugárzott energiának csak kis része jön létre hőenergia rovására, nagyobbik része pedig más, elektromos és kémiai energia átalakulásából keletkezik. Az elektromágneses hullámok keletkezésének ezt a módját lumineszcenciának nevezzük. A nem folytonos színképek emissziója a gőzök és gázok által általában a lumineszcencia körébe tartozik. A fényforrásoknak ebbe a csoportjába tartozik a különböző fémelektródok között átugró elektromos szikra és a Geissler-cső. A lumineszcencia két speciális esete a foszforeszkálás és a fluoreszkálás. Erős megvilágítás különböző testekből sugárzást vált ki. Ha a kiváltott sugárzás tovább tart, mint a megvilágítás, a jelenséget foszforeszkálásnak nevezzük. A fluoreszkálás addig tart, a míg a megvilágítás. A Stokes-féle szabály azt mondja, hogy a kiváltott sugárzás hullámhosszúsága általában nagyobb, mint a megvilágító sugarak hullámhosszúsága. Uránüveg és bariumplatincyanürrel bekent ernyő, ha láthatatlan, ultraibolya sugárzás éri őket, zöldes fényben fluoreszkálnak.

130. A hőmérsékleti sugárzó források. A hőmérsékleti sugárzó források: a szabadon égő lángok és az elektromos lámpák, mint az ívlámpa, az izzólámpa és a szabadon izzó Nernst-lámpa.

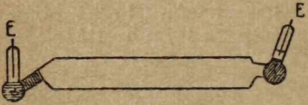
A szabadon égő lángokban szénhydrátok égnek el szénsavvá és vízgőzzé és az égés alkalmával fejlődő hő izzásba hozza a még el nem égett szilárd szénrészecskéket, melyek azután folytonos színképpel világítanak. Így világít a világítógáz lángja is. Ha a világítógázt előzőleg levegővel keverjük, a benne lévő szén rögtön teljesen elég, a láng hőmérséklete magasabb lesz, de nem világít. Ilyen magasabb hőmérsékletű, nem világító gázláng előállítására szolgál a 163. ábrában sematikusan előtüntetett B u n s e n-égő. A világítógáz egy finom nyíláson, *f*-en keresztül lép be a tágasabb *e* csőbe, melyben keveredik az oldalt lévő *nn* nyílásokon át beáramló levegővel.

A magas hőmérsékletű B u n s e n-lángot világítóvá tehetjük, ha éghetetlen anyagokat, pl. egy darabka vékony platinadrótot viszünk beléje, melyek ott izzásba jönnek. Ilyen éghetetlen anyagból készül az A u e r-harisnya is. Az alkali-, vagy földfémek vegyületeivel „megfestett" B u n s e n-láng az illető fémek gőzének vonalas színképét mutatja. A láng festése, a fémsóknak a lángba való bevitele a legegyszerűbben úgy történhetik, ha az illető sóból egy vékony *Pt*-drótból készült hurokba egy kis „g y ö n g y ö t" olvasztunk és azt a lángba tartjuk.

163. ábra.

Az elektromos ívfényben az elektromos áram két retortaszénből készült rúd, az elektródok között halad át a szénrudak között lévő felhevített levegőben. Eközben a pozitív szénrúd vége, a hol egy kráter képződik, izzásba jön, a hőmérséklete kb. 4000° lesz. A szénrudak között keletkező fényív szintén „megfesthető" izzó fémgőzökkel, mely célból a fémet akár a kifúrt szénrudak belsejében lehet elhelyezni, akár pedig magát a szénrudat lehet az illető fémből készült rúddal helyettesíteni, ha a fém olvadáspontja elég magas. A megfestett fényív az illető fém gőzének vonalas ívfényspektrumát adja.

Elektromos ívfényt higanyelektródok között is létesítettek vákuumban. Ez az ív a higanygőzök vonalas színképét sugározza ki és emissziója inkább a lumineszcencia körébe tartozik. A lámpa fényerőssége nagy és fénye igen gazdag ultraibolya sugarakban. Ezeknek kihasználása céljából a lámpát Heraeus kvarcból késziti. Az E higanyelektródok (164. ábra) a légüres kvarccső két végén vannak, a lámpát gyujtáskor meg kell dönteni ugy, hogy a higany az egyik elektródtól a másikig folyván a kettő között vezető összeköttetést létesitsen. Ez megszakadván, kifejlődik az ív és a lámpát eredeti helyzetébe billentjük vissza.



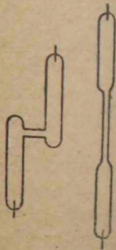
164. ábra

Az elektromos izzólámpákban szénből vagy nehezen olvadó fémekből, wolfram-, tantal- vagy ozmiumból készült fonál izzik légüres térben.

A Nernst-lámpa izzótestje szabadon izzik.

131. Vonalas színképű fényforrások létesitése. A fémek gőzeinek vonalas színképét nemcsak a megfestett Bunsen-égővel vagy megfestett ívfénynyel állíthatjuk elő, hanem úgy is, ha az illető fémből készült elektródok között elektromos szikrát létesítünk. Ezek a szikraspektrumok, az előbbiek a lángspektrumok.

A gázok színképének előállítása céljából a gázokat alacsony, 2—3 mm higanyoszlopnyi nyomás mellett üvegcsövekbe zárjuk és a csövön a cső falába forrasztott *Pt*-drótokon át nagyfeszültségű elektromos áramot, pl. egy szikrainduktor másodlagos tekercsének az áramát visszük keresztül. A 165. ábrában láthatók ily célokra használt ú. n. Geissler-csövek. A vizsgálatra szánt anyagok ezekbe szilárd és folyékony halmazállapotban is bevihetők.


165. ábra

132. Kémiai analizis emissziós színképek alapján. A különböző kémiai elemek vonalas színképei, melyeket az ismertetett módok valamelyikén előállitunk, jellemzők az illető elemre. Bár a sugárzás keltésének a módja, hogy láng-, ivfény-, szikra- vagy pedig Geissler-cső-spektrummal van-e dolgunk, továbbá bizonyos külső körülmények, mint pl. a hőmérséklet, befolyással vannak a színkép jellegére, egyes vonalak kinézésére és esetleg helyzetére, mégis minden ily színképben rendszerint egész sora van a jellemző, typikus vonalaknak, melyek alapján a színképet felismerhetjük és a színképet kibocsátó elemnek a fényforrásban való jelenlétére következtethetünk. Ily módon lehetségessé vált tehát egy minőleges kémiai analízis az emissziós színképek alapján. (Kirchhoff és Bunsen). Ismeretlen vonalak felléptéből új, eddig ismeretlen elemek jelenlétére lehetett következtetni. Így fedezték fel pl. a cäsiumot, rubidiumot, thalliumot, galliumot és indiumot, a nemes gázok közül pl. a heliumot.

133. A fény elnyelése (abszorpció). Ha egy folytonos színképet kibocsátó fényforrás sugarainak útjába valamilyen testet állítunk, az a reá eső sugárzás egy részét általában elnyeli, hővé alakítván át az elnyelt energiát. Valamely test a különböző frekvenciával sugárzott elektromágneses energiát általában különböző mértékben nyeli el, más szóval a színkép különböző részeiben különböző az elnyelőképessége, vagy abszorpció-képessége. Ilyenkor szelektív abszorpcióról beszélünk, ellentétben pl. a fémeknek a színkép ultravörös részében és azon túl a nagyobb hullámhosszúságú elektromágneses hullámok felé a vezetőképesség következtében fellépő abszorpciójával, mely minden frekvenciájú energiára egyaránt és egyenlő mértékben kiterjed.

Ily szelektív abszorpciója van pl. a vörös üvegnek, mely átengedi a vörös sugarakat és elnyeli a sárgától lefelé a rövidebb hullámhosszúságú sugárzást. A fémek abszorpciója és a vörös üveg abszorpciója között még az a különbség is van, hogy a fémek igen vékony, a hullámhosszúsághoz képest kis vastagságú rétegben teljesen elnyelik a sugárzást (125. pont), míg a vörös üvegből a hullámhosszúságnál jóval vastagabb (néhány mm-nyi) réteget kell vennünk, hogy az pl. a zöld sugarakat teljesen elnyelje. Ha valamely test abszorpciója oly nagy mértékű, mint a fémeké, fémes abszorpcióról beszélünk. Mint a 125. pontban láttuk, a fémes abszorpcióval együtt jár a fémes visszaverődés.

Szelektív abszorpciót mutat a közönséges üveg is, mely a látható sugárzást átbocsátja, az ultraibolya és ultravörös sugárzást pedig elnyeli. Újabban értékesebb olajfestményeket is üveg alatt tartanak, hogy megóvják őket az ultraibolya-sugarak kémiai hatásától. A víz szintén átengedi a látható fényt és szinte teljesen elnyeli a hősugarakat. Ezért pl. a vetítőlámpa sugarainak útjába a fényforrás és a vetítendő diapozitív közé vízzel telt üvegkádat helyezünk, hogy a diapozitívet az erős felmelegedéstől megóvjuk.

Borús téli éjszakákon a felhők hősugarakat elnyelő képessége folytán a Föld kevesebb hőt veszít sugárzás révén és ennek következtében a légkör és a Föld felülete kevésbbé hűl le, mint tiszta csillagos éjszakákon.

Kősó, folypát és sylvin a látható sugarakon kívül a hősugarakat is, kvarc és folypát az ultraibolya sugarakat is átbocsátják. Ezeket az anyagokat felhasználják ezért a különleges ultravörös és ultraibolya spektrometerek lencséinek készítésére.

Vannak olyan anyagok is, mint pl. az ebonit, melyek átlátszatlanok, de a láthatatlan hősugarakat átbocsátják.

A színkép látható részében, vagy annál rövidebb hullámhosszaknál, a fémek is mutatnak szelektív abszorpciót. Klasszikus példa erre az ezüst, mely a látható sugarakat elnyeli, de a 300 $\mu\mu$ hullámhosszúságú ultraibolya sugarakat már egészen átbocsátja.

134. Abszorpciós színkép-analizis. Ha folytonos színképet kibocsátó fényforrás, pl. az ívlámpa sugarainak útjába szelektíve abszorbeáló anyagot helyezünk, mely a folytonos színkép egyes részeit elnyeli, akkor az így keletkező színképet elnyelési vagy abszorpciós színképnek nevezzük. Az elnyelési színkép éppen úgy jellemző az elnyelő anyagra, mint az emissziós színkép a kibocsátó fényforrásra. Az abszorpciós színkép alapján is lehetséges tehát egy analízis, vagyis következtetés az abszorbeáló anyagok természetére. Az abszorpciós színképben jelentkező abszorpciós sávok vagy vonalak szélessége függ az átvilágított abszorbeáló réteg vastagságától, vagy oldatoknál az oldat koncentrációjától.

Így a vér abszorpciós színképe révén következtethetünk a vér oxyhämoglobin-tartalmára, melynek meghatározására bizonyos betegségeknél az orvosnak szüksége lehet. Szép, sávos abszorpciós színképet mutat pl. a hypermangán oldata is. Megfelelő higításnál a színkép zöld részében öt fekete csík jelenik meg, melyek fokozódó koncentrációnál szélesednek és végül egyetlen széles abszorpciós sávvá egyesülnek, mely a színképből csak a vörös és kék, illetve ibolyaszínű sugarakat hagyja meg. Innen a hypermangán ibolyaszíne.

135. Az abszorpciós színképvonalak keletkezése. Frauenhofer-féle vonalak. Ha az ívlámpa fehér fényének útjába izzó nátriumgőzöket állitunk és azután megvizsgáljuk a keletkező abszorpciós színképet (Kirchhoff), az ívlámpa folytonos színképének sárga részében egy keskeny fekete csíkot látunk pontosan ott, a hol a nátrium-gőzök emissziós színképében az ismert sárga emissziós színképvonal jelentkezik. Hogy a nátrium emissziós vonala pontosan egybeesik a nátriumgőzök abszorpciós színképében jelentkező fekete vonallal, arról közvetlenül meggyőződhetünk, ha az abszorpciós színkép előállításánál az ívlámpa és a nátriumgőzök között egy ernyőt helyezünk el úgy, hogy az ívlámpa fénye a spektrometer résének pl. csak az alsó felére essék. Ekkor a távcső látóterének csak a felső részében látjuk a nátriumgőzök abszorpciós színképét, míg közvetlenül alatta a nátrium emissziós színképe jelentkezik. A spektrometerben látható jelenséget a 166. ábra szemlélteti. Az abszorpciós színképben jelentkező sötét vonal fényerőssége nem kisebb az alul látható emissziós vonal fényerősségénél, hiszen mindkét helyre a nátriumgőzök által kibocsátott sárga fény kerül, az abszorpciós vonal csak a kontraszt révén látszik sötétnek.

166. ábra.

Az ívlámpa fényéből a nátriumgőzök tehát éppen azokat a sugarakat nyelik el, a melyeket maguk is kibocsátani képesek. Nemcsak a nátrium gőze, hanem minden más izzó és világító gőz és gáz elnyeli az ugyanoly hullámhosszúságú sugarakat, a milyeneket maga is kibocsát, mig minden más színű elektromágneses hullámra vonatkozólag teljesen átlátszó.

Így keletkeznek a Nap színképében (l. szines táblát) látható sötét Frauenhofer-féle vonalak. Ezek a sötét Frauenhofer-féle vonalak tehát úgy jönnek létre, hogy a Nap belső, fehéren izzó részének, a fotoszférának folytonos színképéből a Napot körülvevő izzó gőzök s gázok, melyek az ú. n. kromoszférát alkotják, a Frauenhofer-féle vonalaknak megfelelő sugarakat elnyelik. Minthogy a Frauenhofer-féle vonalak hullámhosszuságukat illetően megegyeznek a Földünkön előforduló elemek emissziós színképeiben látható vonalakkal, ezeknek az elemeknek a Napon való jelenlétére következtethetünk. Megjegyzendő, hogy a fotoszféra fénye természetesen Földünk légkörén is áthalad és így a Frauenhofer-féle vonalak között földi eredetűek is vannak. Ezek azonban földi eredetüket elárulják, mert reggel és este, a mikor a Nap fénye a légkörben hosszabb utat tesz meg, szélesebbek és sötétebbek, mint délben, mikor a napfény rövidebb utat tesz meg Földünk légkörében. Ezzel ellentétben a soláris eredetű Frauenhofer-féle vonalak kinézésében ezek a változások nem láthatók.

Ha teljes napfogyatkozások kezdetén és végén, mikor a fotoszféra már, vagy még teljesen el van födve, de a kromoszférának legmélyebb rétegei még, vagy már láthatók, ha ebben a pillanatban a kromoszférából jövő fényt a spektrométer résére vetítjük, néhány másodpercig látható az ú. n. flashspektrum, melyben az összes Frauenhofer-féle vonalak sötét alapon mint világos emissziós vonalak jelennek meg. A flashspektrum először Young előtt villant fel az 1870-iki napfogyatkozás alkalmával. Egyes Frauenhofer-féle vonalakat már előbb felfedeztek a protuberanciák emissziós színképeiben. (Lockyer és Janssen 1868.)

Megjegyzendő, hogy Julius a flashspektrum keletkezését az anomális diszperziónak tulajdonítja. Szerinte a flashspektrum vonalai a fotoszféra folytonos színképének anomális diszperzió következtében erősen eltérített részei. (138. pont.) Mint anomálisan szóró prizma ez esetben, a kromoszféra szerepelne.

A Frauenhofer-féle vonalakhoz hasonló sötét csíkok láthatók a különböző állócsillagok színképeiben is.

A spektrálanalízis módszere ily módon, messze a laboratórium falain túl, elterjed mindama égi testekig, melyekről fény érkezik hozzánk.

136. Kirchhoff sugárzási törvénye. Kirchhoff a világító gőzök és gázok emissziója és abszorpciója között mutatkozó összefüggést elméleti alapokra fektette.

Ha egy testre fényhullámok, vagy általában elektromágneses hullámok esnek, a beeső energia egy részét a test visszaveri, egy részét elnyeli és egy részét átbocsátja. Kirchhoff a test elnyelőképessége, vagy abszorpcióképessége gyanánt azt a számot definiálja, mely megmondja, hogy a test által elnyelt energia hányadrésze a beeső hullám energiájának. Ez tehát mindig egy valódi tört. Ez az a abszorpcióképesség függ a hullám λ hosszúságától és a test t hőmérsékletétől. Hiszen láttuk, hogy a testek a színkép különböző részeit különböző mértékben nyelik el és ugyanaz a test, pl. az üveg szobahőmérsékleten átlátszó, míg viszont izzó állapotban, magas hőmérsékleten átlátszatlan. Tehát az abszorpcióképesség λ és t függvénye, $a(\lambda, t)$. Megjegyzendő, hogy az így definiált abszorpcióképesség nem tévesztendő össze az abszorpció-mutatóval (123. pont). Az abszorpció-mutató annak a mértéke, hogy a testbe behatolt hullám abban mily gyorsan, adott úton mily nagy mértékben abszorbeálódik és a (47) formula értelmében függ össze a test merőleges beesésre vonatkoztatott V_0 visszaverőképességével.

Tekintsünk el az átbocsátott energiától (legyen pl. a test igen vastag, vagy abszorpció-mutatója igen nagy, mint a fémeknél), akkor, ha $v(\lambda, t)$ a visszaverőképesség és 1-el jelöljük a beeső energiát, nyilván

$$\left.\begin{aligned} 1 &= a(\lambda,t) + v(\lambda,t) \\ \text{vagy}\qquad a(\lambda,t) &= 1 - v(\lambda,t). \end{aligned}\right\} \quad (49)$$

A fémeknél, melyeknek abszorpció-mutatója nagy, mint tudjuk, a visszaverőképesség is nagy (125. pont). A fenti 49. egyenlet értelmében tehát kicsiny a fémek abszorpcióképessége, bár abszorpció-mutatójuk nagy. A fémek a reájuk eső energia legnagyobb részét viszszaverik, csak kis részét nyelik el, de azt a nagy abszorpciómutatójuk következtében még a hullámhosszúságához képest is igen rövid úton. Az abszorpcióképesség és az abszorpció-mutató közötti különbség e példán a legjobban áttekinthető.

Az oly testet, mely semmit sem ver vissza és semmit sem bocsát át, mely tehát bármely hőmérsékleten minden hullámhosszúságú sugárzást elnyel, a b s z o l u t f e k e t e t e s tnek nevezik. Ennek abszorcióképessége egyenlő 1-gyel.

Valamely test emisszióképessége alatt K i r c h h o f f azt az energiamennyiséget érti, melyet a test felületének 1 négyzetcentimétere egy másodperc alatt kisugároz. Ez az emisszióképesség is függ természetesen a tekintetbe vett sugarak λ hullámhosszúságától és a test t hőmérsékletétől. Valamely fényforrás, pl. egy festett B u n s e n-láng, bizonyos színű sugarakat kibocsát, más színűeket nem. Viszont ugyanaz a test, pl. egy darab vas, a sötétben láthatatlan, ha a hőmérséklete 0°, de jól látható, ha magas hőmérsékleten izzik. Tehát az emisszióképesség is λ és t függvénye, $e(\lambda, t)$.

A fent definiált abszolut fekete test emisszióképességét jelöljük $E(\lambda, t)$-vel.

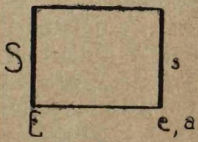
K i r c h h o f f sugárzási törvénye azt mondja, hogy ha különböző testeket veszünk, melyek mind egyenlő t hőmérsékletűek, akkor e testek egy határozott λ hullámhosszúságra vonatkoztatott emisszió- és abszorpcióképességeinek viszonya valamennyi testre vonatkozólag ugyanaz, a testek anyagi minőségétől független értékű állandó. Az állandó értéke az ugyanoly t hőmérsékletű abszolut fekete testnek a meghatározott λ hullámhosszúságra vonatkoztatott emisszióképessége. Formulában kifejezve:

$$\frac{e(\lambda, t)}{a(\lambda, t)} = E(\lambda, t). \qquad (50)$$

Egy csőben, melynek fala a hőt nem vezeti és melynek belső felülete minden reá eső sugárzást tökéletesen visszaver, állítsunk egymással szembe egy abszolut fekete testet, S-t és egy tetszés szerinti testet, s-t (167. ábra). Ha ezt az egész rendszert a külvilágtól elzárjuk egy ú. n. adiabatikus fallal, mely a hőt semmilyen módon nem közvetíti, mely tehát a rendszer és a külvilág között minden hőközlést megakadályoz, akkor egy bizonyos idő mulva a magára hagyott rendszer minden pontjában ugyanaz a hőmérséklet fog uralkodni és ebben az egyensúlyi állapotában a rendszer változatlanul meg fog maradni. Minthogy tehát a rendszer egyes részeinek a felmelegedése vagy lehűlése ki van zárva, kell, hogy pl. az s test ugyanannyi energiát nyeljen el, a mennyit kisugároz. Az s test által kisugárzott energia e, viszont s az abszolut fekete test által feléje sugárzott E energiának Ea részét nyeli el, kell tehát, hogy

$$e(\lambda, t) = E(\lambda, t)\, a(\lambda, t) \tag{50a}$$

legyen. Ugyanezt a meggondolást az abszolut fekete testre is alkalmazhatjuk. Az általa kisugárzott energia E, viszont elnyeli az s-nek feléje sugárzott e energiáját, valamint azt is, a mit az s az abszolut fekete test energiájából visszavert. Ez utóbbi nyilván $(1-a)E$. Tehát



167. ábra.

$$E = e + (1-a)E,$$

a mi ugyancsak a fenti összefüggés.

A Kirchhoff-féle sugárzási törvényből következik, hogy ha valamely test emisszióképessége a színkép bizonyos hullámhosszúságú részében nagy, ugyanoly hullámhosszúságú sugárzásra nézve a test abszorpcióképességének is nagynak kell lenni. Ezt a kvalitatív következtetést, mint láttuk, a gőzök és gázok emissziós és abszorpciós színképei teljes mértékben igazolják. Megfordítva, ha valamely testnek abszorpcióképessége nagy a színkép bizonyos hullámhosszúságú részében, nem következik, hogy az emisszióképessége is nagy ugyanott, mert lehetséges, hogy azon a hőmérsékleten az illető hullámhosszúságú sugárzásra nézve a fekete test emisszióképessége zérus. A hypermangánoldatnak pl. a színkép zöld részében vannak abszorpciós sávjai, de a sötétben nem látjuk zöldes fényben világítani.

137. Kirchhoff törvénye mint a rezonancia kifejezése. A Kirchhoff-féle sugárzási törvény levezetésének alapját képezi az a feltevés, hogy tisztán hőmérsékleti sugárzással van dolgunk, hogy a sugárzó energia tisztán hőenergia rovására keletkezik és viszont az elnyelt energia tisztán hőenergiává alakul át. Mint már említettük épen a gőzök és a gázok emissziója nem tartozik a kizárólagos hőmérsékleti sugárzás körébe. Tehát épen ott nem követelhetjük joggal e törvény teljes, kvalitatív és kvantitatív érvényességét, a hol kvalitatív vonatkozásaiban eddig a legszebb igazolásra talált.

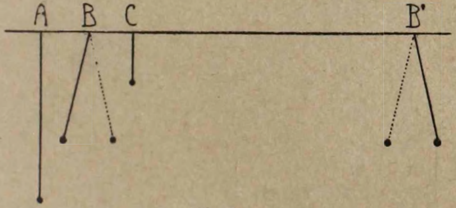
De bár a Kirchhoff-féle törvény levezetése alapján kvantitative csak a hőmérsékleti sugárzás körében teljes érvényű, nyilvánvaló, hogy kvalitatív vonatkozásaiban a hullámszerűen terjedő energia emissziójának és abszorpciójának minden fajtájánál érvényesnek kell lennie, mert hiszen nem egyéb, mint a minden fajtájú rezgő rendszerek emissziójánál és abszorpciójánál fellépő rezonancia jelenségének kifejezése.

A hullámszerűen terjedő energiának igen lényeges sajátsága a frekvenciája. Minden rezgő rendszer, inga, hangvilla vagy quasielasztikus erővel megkötött elektron bizonyos meghatározott frekvenciával rezeg, melyet az ingánál és hangvillánál az inga és hangvilla tömegeloszlása és a nehézségi, illetve rugalmas erő, a kötött elektronnál az elektron tömege és a quasielasztikus erő szabnak meg (126. pont). Ez az illető rezgő rendszer saját frekvenciája és ilyen frekvenciáju a rezgő rendszer által kisugárzott energia is. A rezgő rendszerek azonban nemcsak energia kibocsátására, hanem annak elnyelésére is képesek és épen úgy, mint az emissziónál, az abszorpciónál is kitüntetnek egy bizonyos frekvenciáju energiát, mert csak olyan energiát képesek elnyelni, melynek frekvenciája egyenlő az elnyelő rendszer saját rezgésének frekvenciájával. Ez a rezonancia jelensége.

Ha egy hosszú, vízszintesen kifeszitett drót egyik végén pl. három különböző hosszúságú A, B és C ingát akasztunk fel (168. ábra) és a drót másik végén egy B' ingát, melynek hosszúsága egyenlő a B inga hosszával, és a B'-t lengésbe hozzuk, azt tapasztaljuk, hogy az általa a drót mentén kisugárzott mechanikai energiát csak a B inga nyeli el, csak az jön lengésbe, míg A és C, melyeknek saját frekvenciái különböznek a B' által kisugárzott energia frekvenciájától, nyugalomban maradnak.

Ha egy hangvillát több más hangvilla szomszédságában pl. vonóval megszólaltatunk, akkor a többiek közül csak az a hangvilla fog egy bizonyos idő múlva „magától" megszólalni, melynek hangmagassága egyezik a vonóval megszólaltatott hangvilla hangmagasságával.

Némi bepillantást nyerhetünk a rezonancia jelenségének mechanizmusába, ha visszagondolunk azokra a tapasztalatokra, melyeket hintázás közben gyermekko-



168. ábra.

runkban mindnyájan szereztünk. A hinta csak akkor jött erőteljes, nagy amplitudójú lengésbe, ha a hintának adott lökések üteme megegyezett a hintának mint ingának a saját frekvenciájával. Egy-egy lökésnek a hintát gyorsító hatása ugyanis nagyon csekély, de ha a lökések a megfelelő ütemben következnek egymásra, a lökések hatása alatt a hinta sebességében létrejött változások egyenlő előjellel összegeződnek és a hinta nagy sebességre, nagy amplitudóra tesz szert.

Az m tömegű elektron, mely k quasielasztikus erővel van megkötve,

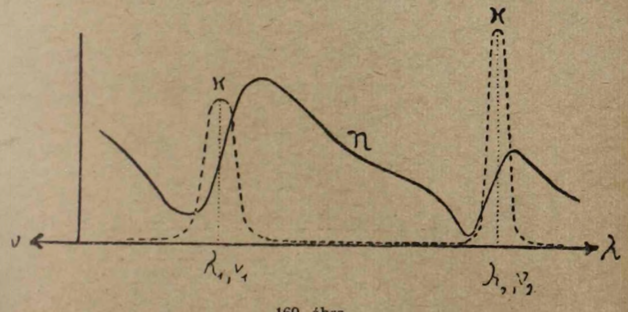
$$\nu_0 = \sqrt{\frac{k}{m}}$$

frekvenciájú rezgéseket végez és ily frekvenciájú elektromágneses hullámokat sugároz ki. Folytonos színképet kisugárzó fényforrásban tehát végtelen sok különböző, de folytonosan egymás mellé sorakozó frekvenciával rezgő elektront kell feltételeznünk, míg a vonalas színképet annyi különböző frekvenciájú elektron emissziójának kell tulajdonitanunk, a hány különböző hullámhosszúságú színképvonal a színképben van.

. A vonalas színképet kibocsátó gőzök- és gázokban tehát meghatározott frekvenciájú elektronok rezegnek. Ezek a rezonancia alapján csak a saját rezgésük által meghatározott frekvenciájú elektromágneses energiát nyelik el, egy folytonos színképből tehát csak azokat a sugarakat abszorbeálják, melyeket maguk is kibocsátani képesek. Az elnyelt energia az elektron különben csillapodó rezgéseinek ébrentartására fordíttatik. A rezgések csillapodása a saját frekvencia fenti formulájánál nincs tekintetbe véve. (Függ. 9. pont.) A csillapodás tekintetbevétele ν_0 értékét némileg módositja.

138. A színszórás és az abszorpció összefüggése. Valamely test tehát kétféle okból nyelheti el az elektromágneses energiát. Vagy vezetőképessége folytán, mint a fémek, vagy pedig azért, mert az atomjaiban bizonyos frekvenciájú rezgésekre képes kötött elektronok vannak. Az előbbi körülmény egy általános, az utóbbi szelektív abszorpcióra vezet. Kötött elektronok jelenléte úgy szigetelő anyagokban, pl. vízben, üvegben, kvarcban, stb. lehetséges, mint az elektromosságot jól vezető fémekben. A kötött elektronok jelenléte valamely szigetelőben azonban nemcsak az illető anyag szelektív abszorpciós sávjainak létrejöttét magyarázza meg. Ha egy periódikus elektromágneses hullám terjed a szigetelőben, a hullámban rezgő elektromos térerősség hatása alatt a kötött elektronok annál erőteljesebb rezgésbe jönnek, mennél jobban megközelíti a hullám frekvenciája az elektron saját frekvenciáját. Ez a körülmény azonban befolyásolja a hullám hatására a szigetelőben keletkező elektromos teret és egyszersmind az elektromágneses hullám terjedési sebességét az illető szigetelőben, vagyis a szigetelő dielektromos állandóját, illetve törésmutatóját. A kötött elektronok rezgésének ez a befolyása a dielektromos állandó, illetve a törésmutató értékére erőteljesebb, vagy gyengébb, a szerint, hogy a kötött elektronok a hullámra erőteljesebben vagy gyengébben rezonálnak, vagyis, hogy a hullám frekvenciája jobban vagy kevésbbé egyezik az elektronok saját frekvenciájával. A dielektromos állandó, illetve négyzetgyöke, a törésmutató tehát ilyen módon függ a hullám frekvenciájától, a törésmutató mint a λ hullámhosszúság függvénye jelentkezik. A kötött elektronok tehát nemcsak az anyagok szelektiv abszorpciójának, hanem egyszersmind diszperziójának is magyarázatát adják.

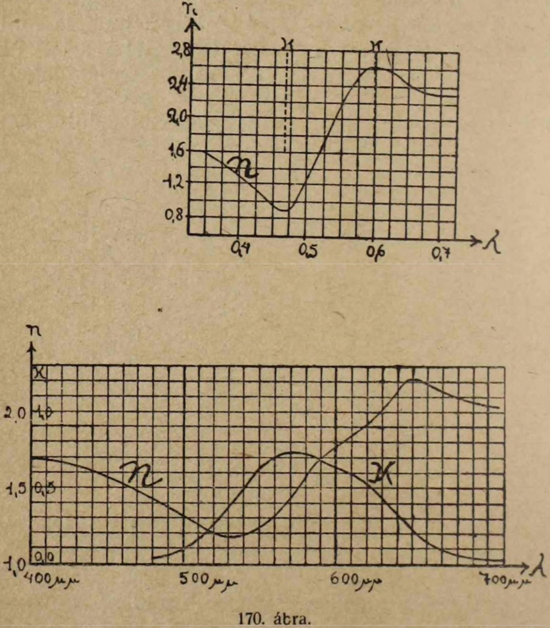
A színszórás és abszorpció elektronelmélete mathematikailag követi a vázolt gondolatmenetet és a 169. ábrában feltűntetett eredményre jut. Az abszcisszatengelyen, mely jobbfelé a növekvő hullámhosszúságok, balfelé a növekvő frekvenciák tengelye, meg van jelölve a szi-



169. ábra.

getelő két különböző frekvenciájú kötött elektronjának saját frekvenciája, illetve saját hullámhosszúsága. A kihúzott görbe a törésmutatót, a vonalkás görbe az abszorpciómutatót ábrázolja, mint λ, illetőleg ν függvényét. A vonalkás görbe, mely az illető anyag abszorpciós színképét adja, természetesen maximumokat mutat a saját frekvenciák helyén, két abszorpciós vonal között pedig szinte zérusra csökken. Általában tehát a szigetelők törésmutatója is komplex szám (123. pont), de az abszorpciót jelentő imaginárius résztől a színkép oly részében, mely bizonyos távolságban van ν_1-től és ν_2-től, eltekinthetünk, ott a szigetelő közeg átlátszó, a törésmutatója valós szám.

A törésmutató értéke két abszorpciós vonal között, tehát a színképnek abban a részében, melyre vonatkozólag a közeg átlátszó, növekvő hullámhosszakkal csökken (normális színszórás), az abszorpciós sávon belül azonban növekvő hullámhosszakkal együtt nő (anomális színszórás). Az elmélet e következtetését a tapasztalat teljes mértékben igazolta. Az összes átlátszó

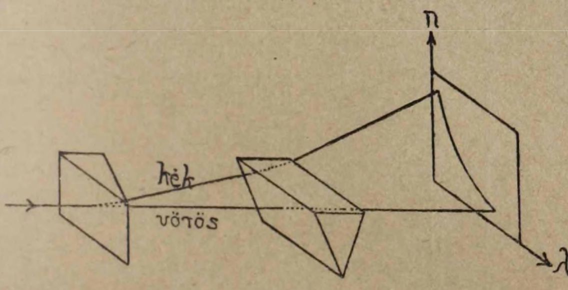


170. ábra.

anyagok kivétel nélkül a színképnek abban a részében, melyben átlátszóak, normálisan szórják a fényt, anomális diszperziót valamely anyag a színképnek csak abban a részében mutat, melynek sugarait elnyeli.

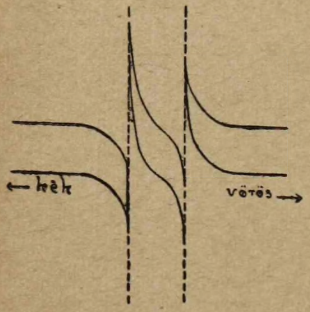
A színkép látható részében szelektiv abszorpciója van pl. a fukszinnak és cyaninnak. A 170. ábrában látható ez anyagok törésmutatója és abszorpciómutatója mint a fény levegőben mért hullámhosszúságának függvénye. A görbék habitusa teljesen egyezik a 169. ábrában látható elméleti görbékével.

Az izzó gőzök és gázok abszorpciós vonalai különösen keskenyek. Az abszorpciós vonalak közelében közvetlenül is megmutatható az anomális színszórás a keresztezett prizmák módszerével. (Kundt.) Ha két üvegprizmát egymásra merőleges élekkel felállítunk úgy, a hogy a 171. ábrában látható és fehér fényt ejtünk reájuk, az első prizma egy vízszintesen kiterített színképet ad, melynek egyes részeit a második annál jobban eltéríti felfelé, mennél nagyobb az illető színű fényre vonatkozólag a második prizma törésmutatója.



171. ábra.

A prizmák mögött felállított ernyőn látható színképgörbe közvetlenül adja a második prizma n törésmutatóját mint λ függvényét a prizmák éleivel párhuzamos tengelyű (n, λ) koordinátarendszerben. Helyettesítsük a második üvegprizmát izzó nátriumgőzök által alkotott prizmával, a melyet úgy állíthatunk elő, hogy egy lapos Bunsen-égő lángját nátriummal megfestjük. A láng alakja ekkor egy vízszintes élű prizmához hasonlít és a láng prizmatikus hatása még fokozódik azáltal, hogy a nátriumgőzök sűrűsége a láng alsó részében nagyobb, mint fent. A prizmák sorrendje természetesen felcserélhető és az első üvegprizma helyett pl. egy Rowland-féle rácsot is használhatunk. Ha tehát az ívlámpának egy vízszintes résen és a nátriumgőzök prizmáján áthaladt fényét egy spektrometer függélyes résére ejtjük, melynek asztalán egy R o w l a n d-féle rács van elhelyezve, akkor a spektrometer távcsövében a színes tábla 5. ábrájában előtüntetett jelenséget látjuk. A színképgörbének a *Na* abszorpciós vonalától távolabb fekvő részei vízszintesen húzódnak át a látótéren, a *D*-vonal környezetében azonban a színkép meredeken le-, illetve felhajlik, jeléül annak, hogy a *D*-vonal két oldalán a Na-gőz törésmutatója ellenkező irányokban erősen eltér normális értékétől. A *D*-vonalnak a rövidebb hullámhosszak felé néző oldalán a törésmutató a normálisnál kisebb, a másik oldalán a normálisnál nagyobb. A felfelé és lefelé hajló ágak megfelelnek a normális diszperzió menetének. A *D*-vonal helyén természetesen a Na-gőzök abszorpciója következtében a színképgörbe megszakad. A hiányzó rész, melyet rekonstruálhatunk, ha a le- és felhajló ágak végeit összekötjük, az anomális diszperziónak megfelelő darab. Ha kisebb gőzsűrűségű prizmát alkalmazunk, a *D*-vonal a nagy felbontóképességű R o w l a n d-rács színképében ketté oszlik a D_1 és D_2 abszorpciós vonalakra és a kettő között előtűnik a Na-gőz erős normális diszperziója (172. ábra). Ezt a jelenséget először H. B e c q u e r e l észlelte.



172. ábra.

XII.14

A hőmérsékleti sugárzás törvényei.

139. A fekete sugárzás előállítása. A K i r c h h o f f-féle sugárzási törvény értelmében valamely test emisszió- és abszorpcióképességének viszonya határozott λ-ra és t-re vonatkoztatva egyenlő az abszolut fekete test emisszióképességével:

$$\frac{e(\lambda, t)}{a(\lambda, t)} = E(\lambda, t).$$

A kisérleti kutatás fontos feladatai közé tartozott az $E(\lambda, t)$ univerzális függvény meghatározása. Evégből meg kellett valósítani az abszolut fekete testet. Erre vonatkozólag a Kirchhoff-féle törvény nyujt útmutatást. Ha valamely test semmiféle sugárzást nem bocsát át, akkor, mint láttuk [136. pont, (49)],

$$a(\lambda, t) = 1 - v(\lambda, t).$$

Tehát

$$e(\lambda, t) = E(\lambda, t) - v(\lambda, t) E(\lambda, t),$$

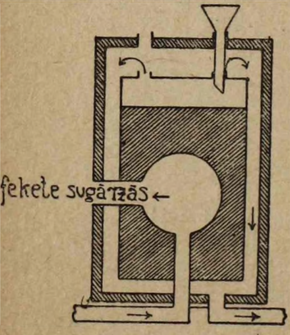
vagy

$$E(\lambda, t) = e(\lambda, t) + v(\lambda, t) E(\lambda, t).$$

Kirchhoff sugárzási törvénye ebben az alakjában úgy szól, hogy az abszolut fekete test emisszióképessége egyenlő egy tetszésszerinti test emisszióképességével, plus azzal a sugárzással, melyet az illető test a fekete test sugárzásából visszaver. Ha tehát egy tetszésszerinti test ki van téve a vele egyenlő hőmérsékletű fekete test sugárzásának, az általa kisugárzott és visszavert sugárzás együttvéve ugyancsak a fekete sugárzást adja. Ha a 167. ábrában (136. pont) megérzékített berendezésben két tetszésszerinti teljesen „átlátszatlan" egyenlő hőmérsékletű testet állítunk egymással szembe, akkor az egyik által kisugárzott és visszavert sugárzás együtt a fekete sugárzást adja, ha a másik ugyanúgy viselkedik és viszont. Mihelyt ez az állapot, a stabil sugárzási egyensúly állapota a kettő között létrejött, állandóan meg is marad. Két tetszésszerinti test között tehát, melyek a 136. pontban körülírt módon egymással szemben állanak, fekete sugárzás létesül, a fekete sugárzás jellemzi a közöttük fennálló thermikus egyensúlyt. Általában tehát, ha egy üreget veszünk, melynek falain a sugárzás nem hatol át és melynek a falai mind egyenlő hőmérsékletűek, úgy az üregben az üreg hőmérsékletének megfelelő fekete sugárzás keletkezik. Ha az üreg falán egy kicsiny nyílást létesítünk, a fekete sugárzás azon kiléphet a külvilágba.

Az abszolut fekete testet tehát úgy valósíthatjuk meg, ha egy nagyobb üregnek, melynek falai a sugárzást nem bocsátják át és teljesen egyenlő és állandó hőmérsékletűek, a falán egy kis nyilást létesítünk. Különböző t_1, t_2, t_3, stb. hőmérsékleteken meghatározva a nyílásból kilépő sugárzás színképében az energia eloszlását a bolometerrel, vagy a thermoelemmel, az $E(\lambda, t_1)$, $E(\lambda, t_2)$, $E(\lambda, t_3)$, stb. függvényeket nyerjük.

Különösen Pringsheim, Lummer és Kurlbaum foglalkoztak a fekete test sugárzásának ily módon való előállításával és vizsgálatával. A 173. ábrában látható kettősfalú edénynyel valósították meg az abszolut fekete testet a —180° C-tól 700° C-ig terjedő hőmérsékleti közben. A két fal közötti teret különböző, állandó hőmérsékletű fürdőkkel töltötték meg. Alacsony hőmérsékletek előállítására folyékony levegőt, szilárd szénsavat, olvadó jeget, a magas hőmérsékletek előállítására forró víz gőzét és salétromos fürdőket használtak.



173. ábra.

Magasabb hőmérsékletü fekete sugárzás létesitésére, egészen 1500° C-ig, elektromos árammal fűtött, tűzálló anyagból készült és egyik végén elzárt csövet használtak. A tűzálló anyagból készült csővet szorosan körülvette egy vékony 0·01 mm vastag platina-pléhből készült henger és ezen vezették át a fűtésre szolgáló elektromos áramot. A fekete test hőmérsékletét Le Chatelier-féle platina és platinarhodiumból álló thermoelemmel mérték.

Még magasabb, 1600° C-on felüli hőmérsékletű fekete testet úgy készítettek, hogy az elektromos áramot közvetlenül bevezették egy széncsőbe, melynek belső átmérője 1 cm, falvastagsága 1·2 mm és hossza kb. 34 cm volt. A cső egyik vége széndugókkal el volt zárva és az izzított cső másik végén lépett ki a fekete sugárzás. 160 Ampére-nyi áramerősség mellett a cső falainak hőmérséklete kb. 2300° abs.-ra emelkedett.

140. A Stefan—Boltzmann-féle törvény. Ezekkel a berendezésekkel igazolták először is a fekete test integrális sugárzására vonatkozó Stefan—Boltzmann-féle törvényt. A fekete test, mint általában minden más szilárdan sugárzó forrás egyidejűleg, ugyanazon a hőmérsékleten végtelen sok különböző frekvenciával sugározza ki az energiát. Integrális sugárzás, S_t alatt értjük az ugyanazon t hőmérsékleten kisugárzott összes különböző frekvenciájú energiák összegét, a mathematikusok nyelvén szólva az

$$S_t = \int_0^\infty E(\lambda, t)\, d\lambda \tag{51}$$

integrált. Az integrális sugárzás nyilván függ még a hőmérséklettől, $S(t)$ és a Stefan—Boltzmann-féle törvény éppen azt mondja, hogy a fekete test integrális sugárzása a T abszolut hőmérséklet 4-ik hatványával arányos:

$$S_t = \sigma T^4. \tag{51a}$$

Abszolut hőmérséklet alatt értjük tudvalévőleg a Celsius-skálán a 273°-tól számított hőmérsékletet, tehát

$$T^0 = t^0\, C + 273^0.$$

100° C-nak pl. megfelel 373° abs.

Ha ismert T hőmérsékleten az integrális sugárzás értékét, S_t-t megmérjük, az (51a) egyenletből a σ állandó értékét kiszámíthatjuk. Ha S_t alatt az 1 cm²-nyi felület által 1 mp alatt kisugárzott energiát értjük, úgy a σ állandó értéke még attól függ, hogy milyen egységekben mérjük az energiát. Ha S_t-t kalóriákban mérjük,

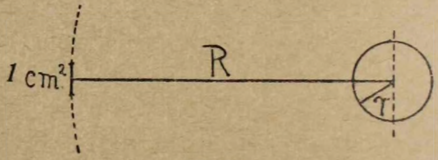
$$\sigma = 1{\cdot}28.10^{-12} \text{ gramm kalória pro cm}^2 \text{ és sec.}$$

Lummer és Pringsheim a Stefan—Boltzmann-féle törvényt pl. úgy ellenőrízték, hogy különböző kísérletileg meghatározott T_1, T_2, T_3 stb. hőmérsékleteken megmérték az integrális sugárzás nagyságát, S_1, S_2, S_3 stb.-t. Ezután a Stefan—Boltzmann-féle törvényből a σ állandó fenti értékének felhasználásával kiszámították az S_1, S_2, S_3 stb.-hez tartozó T_1, T_2, T_3 értékeket és összehasonlították azokat a hőmérséklet kísérletileg meghatározott értékeivel. A következő kis táblázatban össze vannak állítva a mért és a Stefan—Boltzmann-törvény alapján számitott T értékek.

T mérve.	T számitva.
373·1	374·6
492·5	492·0
723·0	724·3
745·0	749·1
810	806·5
868	867·1
1378	1397
1470	1468
1497	1488
1535	1531

E táblázatból kitűnik, hogy a mérések a kérdéses törvényt minő pontossággal igazolták.

141. Feltéve, hogy valamely fényforrás úgy sugároz, mint a fekete test, a Stefan—Boltzmann-



174. ábra.

féle törvény segitségével kiszámithatjuk a hőmérsékletét, ha megmértük integrális sugárzását. Azt az értéket, melyet ilyen módon pl. a Nap hőmérsékletére nyerünk, a Nap effektiv hőmérsékletének nevezzük. A Nap S_t integrális sugárzását kiszámithatjuk az S soláris konstans alapján (37. pont). A soláris konstans jelentette azt az energiát, melyet Földünk egy cm^2-e merőleges beesésnél a Naptól egy perc alatt kap. Ennek az energiának a kisugárzásában a Nap felületének nemcsak egy cm^2-e vesz részt, hanem az r sugarú Nap (174. ábra) felületének a fele, $2\pi r^2$ cm^2. Ennélfogva a soláris konstansnak az a része, melyet a Nap felületének 1 cm^2-e sugároz:

$$\frac{S}{2\pi r^2}.$$

Ez viszont csak egy kicsi része a Nap felületének 1 cm.²-e által kisugárzott S_t energiának, az a része, a melyik a Föld felületén 1 cm²-re, vagyis az $\frac{1}{R^2}$ nyílású kúpba esik, ha R a földpálya sugara. Valamely felület emisszióképessége azonban felöleli a felületből az összes lehetséges irányokban kilépő sugarakat, melyek egy 2π nyílású félgömböt töltenek meg. S_t tehát annyiszor nagyobb, mint $\frac{S}{2\pi r^2}$, a hányszor a 2π nyílásszögben az $\frac{1}{R^2}$ nyílásszög foglaltatik. Tehát

$$S_t = \frac{S}{2\pi r^2} \cdot \frac{2\pi}{1/R^2} = S\frac{R^2}{r^2}.$$

Ha φ-vel jelöljük azt a szöget, mely alatt Földünkről a Nap r sugarát látjuk,

$$\sin\varphi = \frac{r}{R},$$

tehát

$$S_t = \frac{S}{\sin^2\varphi}.$$

Másrészt az integrális sugárzás, $S_t = \sigma T^4$ lévén,

$$T = \sqrt[4]{\frac{S}{\sigma . \sin^2\varphi}}.$$

S-nek egy másodpercre vonatkoztatott értéke (v. ö. 7. pontot) $\frac{2 \cdot 2}{60}$, $\varphi = 16$ ívperc. Ha ezeket az értékeket, valamint σ fent közölt értékét legutolsó formulánkba helyettesítjük,

$$T = \sqrt[4]{\frac{2 \cdot 2 . 10^{12}}{60 . 1 \cdot 28 . \sin^2 16'}} = 6033^0 \text{ abs.},$$

s Celsius-skálán mérve

$$t = 5760^0 \text{ C.}$$

Ez volna tehát a Nap ama rétegének effektív hőmérséklete, a melyből a sugárzása hozzánk kerül. Ez a szám nagy pontosságra támaszthat igényt, mert φ értéke asztronómiai megfigyelések, σ-é pedig a Lummer—Pringsheim-féle sugárzási megfigyelések alapján nagy pontossággal ismeretes és legfeljebb a soláris konstans értékében lehet Földünk légkörének változó abszorpciója következtében némi bizonytalanság. Ez azonban, minthogy a T hőmérséklet egy menynyiség 4-ik gyöke gyanánt adódik, nagyon kevéssé esik latba. Ha S helyén pl. egy kb. 30%-kal magasabb értéket veszünk tekintetbe, T értéke csak néhány száz fokkal lesz magasabb.

142. A Wien-féle eltolódási törvény és a Planck-féle sugárzási formula. A 139. pontban leirt fekete testek segítségével történt azután az $E(\lambda, t)$ univerzális függvény meghatározása is. Evégből a fekete testet különböző t_1, t_2, t_3, stb. állandó hőmérsékleteken tartva, meghatározták az általa kisugárzott színképben az energia eloszlását, hogy hogyan függ E a hullámhosszúságtól, más szóval az $E(\lambda, t_1)$, $E(\lambda, t_2)$, $E(\lambda, t_3)$, stb. függvényeket.

Ily mérések eredményeit a 175. ábra görbéi ábrázolják. Az abszcissza-tengelyre a λ hullámhosszúság van felmérve 10^{-4} cm-ekben, az ordináta-tengelyre az E energia. Mindegyik görbe egy-egy $E(\lambda, t_k)$ függvényt ábrázol, t_k értéke mindegyik görbe mellé be van jegyezve. Látható, hogy a hőmérséklet emelkedésével minden frekvenciájú kisugárzott energia mennyisége növekedik, de legjobban növekedik a kis hullámhosszúságú energia mennyisége a színképben. Az energia-eloszlást előtüntető görbének minden hőmérsékleten van egy maximuma. Jelöljük λ_m-el a hullámhosszúságnak azt az értékét, melynél E a maximumát felveszi. A görbék alapján közvetlenül igazolható a Wien-féle ú. n. eltolódási törvény, melynek értelmében E annál rövidebb hullámhosszúságnál veszi fel maximális értékét, mennél magasabb hőmérsékleten sugárzik a fekete test. Pontosabban

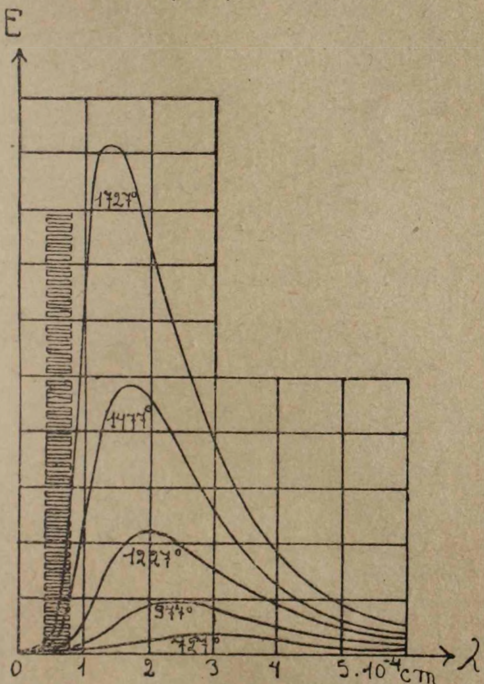
$$\lambda_m T = \text{állandó}. \tag{52}$$

Ha λ_m-t 10^{-4} cm-ben, vagyis μ-ben mérjük,

$$\lambda_m T = 2940.$$

A maximális energia, E-nek λ_m-hez tartozó értéke, $E(\lambda_m, t)$ arányos a fekete test abszolut hőmérsékletének 5-dik hatványával, T^5-el.

$$E(\lambda_m, t) = C \cdot T^5. \tag{53}$$



175. ábra.

A fekete sugárzásra vonatkozó ezeket a törvényeket először elméleti úton nyerték és utólag kisérletileg igazolták.

Hosszú fáradozások eredménye volt az $E(\lambda, t)$ univerzális függvénynek, az ú. n. színképegyenletnek teljes meghatározása, melynek folyamán a kisérleti és elméleti kutatás egymásnak az utat mutatva kölcsönösen egymásba kapcsolódtak.

A Lord Rayleigh által felállított színképegyenlet kicsiny hullámhosszaknál és alacsony hőmérsékleteken nem egyezett a tapasztalattal, a W. Wien-féle színképegyenlet viszont nagy hullámhosszaknál és magas hőmérsékleteken. Végül 1900-ban M. Planck-nak sikerült meghatározni az $E(\lambda, t)$ függvény alakját, mely a tapasztalattal teljesen, minden hőmérsékleten és minden hullámhosszúságra nézve egyezett és mely λT kicsiny értékei mellett a Wien-féle, λT nagy értékei mellett a Rayleigh-féle sugárzási formulába megy át. Planck szerint

$$E(\lambda, t) = \frac{c^2 h}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{ch}{k\lambda T}} - 1}, \tag{54}$$

a hol e a természetes logarithmusok alapszáma és c, h és k pedig állandók. c a fénysebesség,

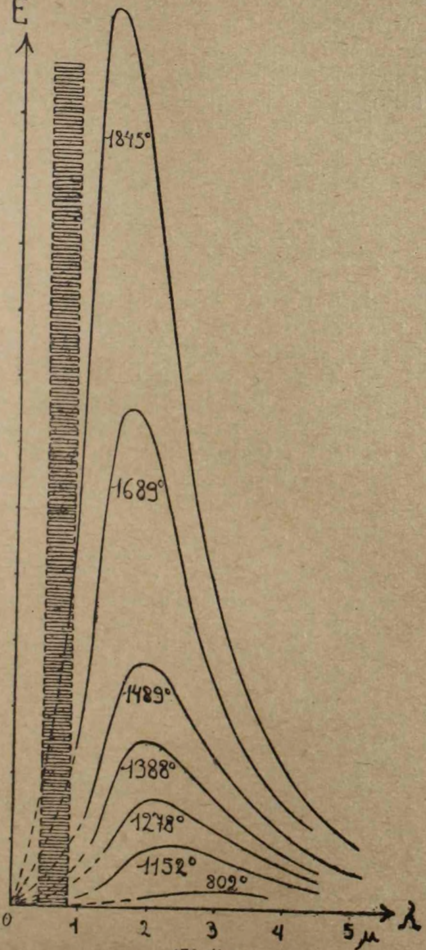
$$c = 3.10^{10} \text{ cm/sec},$$
$$h = 6{,}55.10^{-27} \text{ erg sec},$$
$$k = 1{,}346.10^{-16} \text{ erg/C fok}.$$

Sugárzási formulájának levezetése alkalmával, hogy a tapasztalattal egyezésben maradjon, kénytelen volt Planck egy eddig szokatlan feltevéshez folyamodni, a mennyiben fel kellett tennie, hogy a vákuumban sugárzó oly nagy frekvenciájú elektromágneses energiának, mint a látható fény, Röntgenfény, hősugarak, stb., az elnyelése, valamint kisugárzása az anyag részéről nem történik folytonosan, hanem az elnyelt vagy kisugárzott energia mennyisége minden alkalommal egész számú többszöröse egy bizonyos elemi energiaadagnak, energiakvantumnak. Ez az ε energiakvantum különböző ν frekvenciával sugárzó energiára vonatkozólag különböző,

$$\varepsilon = h\nu. \tag{55}$$

A klasszikus elektrodynamika a kis frekvenciájú elektromágneses energiára vonatkozólag tudvalévően a tapasztalattal egyezésben a folytonos emisszió és abszorpció álláspontján van.

143. A platina sugárzása. Lummer és Pringsheim szerint a használatos fényforrások, Nap, ív-



176. ábra.

lámpa, izzólámpa, stb. sugárzása kvalitás szempontjából többé-kevésbbé a mindent elnyelő fekete test és a fémesen visszaverő platina sugárzása közé esik. Ezért a fémes platina sugárzását is megvizsgálták és azt találták, hogy arra vonatkozólag egészen hasonló törvények érvényesek, mint a fekete test sugárzására. A platina **integrális** sugárzása az abszolut hőmérséklet 5-ik hatványával arányos

$$S_t = \sigma' . T^5, \tag{56}$$

továbbá

$$\lambda_m T = 2630 \tag{56a}$$

és végül

$$E(\lambda_m, t) = C' T^6. \tag{56b}$$

E mint λ függvénye különböző hőmérsékleteken a 176. ábrán látható. Az ordináta-tengelyre az energia más egységekben van felrajzolva, mint a 175. ábrában, mert a platina sugárzása csekélyebb, azért a két görbe-sereg közvetlenül nem hasonlítható össze.

144. **Fényforrások hőmérsékletének meghatározása a kibocsátott sugárzás energiaeloszlása alapján.** A Wien-féle eltolódási törvény alapján is meghatározhatjuk valamely fényforrás, pl. a Nap hőmérsékletét, ha felteszszük, hogy az illető fényforrás mint fekete test sugároz. Langley mérései szerint, ki az energia eloszlását a Nap színképében megvizsgálta, az emisszió maximuma $\lambda_m = 500\ \mu\mu = 0{\cdot}5\ \mu$ körül, a színkép zöld részében van. Ennek alapján a feketén sugárzó Nap hőmérséklete

$$T = \frac{2940}{0{\cdot}5} = 5880^0 \text{ absz.}$$

volna. Ha a Nap úgy sugárzik, mint a fémes *Pt*, akkor hőmérséklete:

$$T = \frac{2630}{0{\cdot}5} = 5260^0 \text{ absz.}$$

Abbot és Fowle újabb meghatározásai szerint az emisszió maximuma a színkép kék részében van, $\lambda_m = 0{\cdot}433\mu$, minek alapján a fekete Nap hőmérséklete

$$T = 6790^0 \text{ absz.},$$

illetve a *Pt* módjára sugárzó Napé

$$T = 6074^0 \text{ absz.-nak}$$

adódik. Ez utóbbi értékek a Stefan—Boltzmann-féle törvény alapján számított hőmérséklethez elég közel állanak.

Az említett feltevések mellett a Wien-féle törvény alapján más fényforrások hőmérsékletét is két határ közé szoríthatjuk, ha színképeikben λ_m értékét meghatározzuk. Így pl.:

	λ_m	$T_{fek.}$	T_{Pt}
Izzólámpa	1·4 μ	2100°	1875°
Auerharisnya ...	1·2 „	2450°	2200°
Ívlámpa...	0·7 „	4200°	3750°.

145. A látható fény emissziója, mint a hőmérséklet függvénye. Optikai pyrometria. A Kirchhoff-féle sugárzási törvényből következik, hogy valamennyi test között a fekete test emisszióképessége a legnagyobb. Hőmérsékleti sugárzás révén tehát semmiféle fényforrással nem lehet nagyobb felületi fényerősséget elérni, mint legfeljebb a fekete testét. Az integrális sugárzás, mint az 51. formulából (140. pont) következik, arányos az *E* görbe és az abszcissza-tengely közötti területtel. Tehát az az energia, melyet a fekete test a színképnek λ_1 és λ_2 hullámhosszúságok közé eső részében kisugároz, arányos azzal a területtel, melyet a λ_1 és λ_2-höz tartozó ordináták, valamint a görbének és az abszcissza-tengelynek λ_1 és λ_2 közé eső darabjai bezárnak. A színkép látható része $\lambda_1 = 0{\cdot}4\mu$ és $\lambda_2 = 0{\cdot}8\mu$ közé esik. Mint a 175. ábrából látható, a fekete test által kisugárzott energiának csak nagyon kis része esik a színkép látható részébe. Azonban, midőn a hőmérséklet emelkedésével az emissziós görbe maximuma eltolódik a kicsiny hullámhosszak felé, a színkép látható részére eső energia mennyisége igen tetemesen növekedik.

Ugyanezt tapasztalták Lummer és Kurlbaum a platina sugárzásánál. Méréseik szerint a platina látható sugárzásának energiája a fehér izzás hőmérsékletei mellett az abszolut hőmérséklet 12-dik hatványával növekszik. A platina látható sugárzására vonatkozó ennek a törvénynek alapul vétele mellett tehát, ha a fényforrás hőmérséklete 2000°-ról 4000°-ra emelkedik, mint pl. az izzólámpáról az ívlámpára való átmenetnél, úgy a felületi fényerősség $1:2^{12}$ arányban, tehát kb. 4000-szeresen megnövekedik. Igen előnyös tehát, ha a fényforrások hőmérsékletét lehető magasra emeljük. Ezért újabban az izzólámpák fémszálát nehezen olvadó fémekből, tantalból, wolframból, stb. készítik, hogy magas hőmérsékletű izzást kibirjanak.

A Nap kb. 6000°-on sugároz. A Nap felületi fényerőssége az izzólámpáéhoz (2000°) képest tehát $3^{12}:1$ arányban, vagyis kb. 530000 : 1 arányban nagyobb.

Egyetlen hullámhosszúsághoz, pontosabban egy határozott hullámhosszúságnak egy nagyon kicsiny, $d\lambda$ környezetéhez tartozó energia is rohamosan növekedik a hőmérséklet emelkedésével. A görbe, mely egy határozott λ_0 hullámhosszúsághoz tartozó $E(\lambda_0, t)$ energiának a hőmérséklettől való függését ábrázolja, az isochromatikus görbe. Ha a Planck-féle sugárzási formulában (54) a változó hullámhosszúság helyébe egy határozott λ_0 értéket helyettesítünk, E csak a T függvénye lesz:

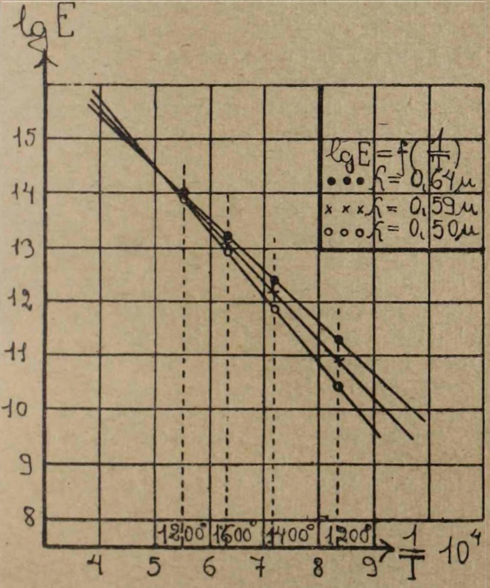
$$E(\lambda_0, t) = \frac{c^2 h}{\lambda_0^5} \frac{1}{e^{\frac{ch}{k\lambda_0 T}} - 1}.$$

Igen nagy megközelítéssel

$$\log E = c_1 - c_2 \frac{1}{T},$$

a hol c_1 és c_2 állandók. Ha tehát olyan alakjában rajzoljuk fel az isochromatikus görbét, hogy az abszcissza-tengelyre $\frac{1}{T}$-t, az ordináta-tengelyre $\log E$-t mérjük fel, úgy igen nagy megközelítésben egy egyenest kapunk. Ily isochromatikus görbék kísérleti úton is nyerhetők, ha pl. egy meghatározott hullámhosszúságra vonatkozólag a spektrál-fotometerrel megmérjük a fekete test sugárzásának erősségét különböző hőmérsékleteken. A 177. ábrában látható egyenesek a fekete sugárzásnak

Lummer és Pringsheim által a spektrálfotometer segítségével kísérletileg meghatározott isochromatikus görbéi. A három egyenes vörös, sárga és kékeszöld fényre vonatkozik. Látható, hogy a zöld fény erőssége a hőmérséklet emelkedésével gyorsabban növekszik, mint a vörösé. Általában a hőmérséklet csekély megváltozása a kisugárzott monochromatikus fény



177. ábra.

erősségének nagy mértékű megváltozásával jár. Ennek következtében, ha pl. a spektrálfotometerrel megmérjük egy fényforrás monochromatikus sugárzásának erősségét, úgy a megfelelő isochromatikus görbe alapján megfordítva igen nagy pontossággal következtethetünk a fényforrás hőmérsékletére. Nem is kell a fényerősséget valami nagy pontossággal mérni, a hőmérsékletre mégis nagyon pontos értéket kapunk. Persze az így nyert hőmérséklet annak feltevése mellett adódik, hogy a fényforrás úgy sugárzik, mint a fekete test. Azonban a fényforrásoknak ilymódon nyert „fekete“ hőmérséklete azoknak tényleges hőmérsékletétől Lummer és Pringsheim szerint még akkor is kevéssé tér el, ha a fényforrás sugárzása a fekete sugárzástól annyira eltér, mint pl. a platináé. A monochromatikus sugárzási erősségnek, $E(\lambda_0, t)$-nek a hőmérséklettől való függésén, vagyis az isochromatikus görbéken alapuló optikai temperaturamérés magas hőmérsékleteken, az ú. n. optikai pyrometria igen kényelmes és pontos eljárás fényforrások és olvasztókemencék hőmérsékletének mérésére. Az optikai pyrometer egy vagy több színre berendezett spektrálfotométer, melylyel E értékét valamely λ_0-ra vonatkozólag meghatározzuk, és a $\log E$-t azután a 177. ábrának λ_0-hoz tartozó görbéjébe beillesztve, az abszcissza-tengelyen leolvassuk a hozzá tartozó T hőmérsékletet. A 144. pontban láttuk, hogy az izzólámpa hőmérsékletét, midőn sugárzási maximuma $\lambda_m = 1{\cdot}4\mu$-nél van, a Wien-féle eltolódási törvény alapján a $T_{fek} = 2100^0$ és $T_{Pt} = 1875^0$ határok közé zárhatjuk. Ugyanily viszonyok között az izzólámpa hőmérséklete az optikai pyrometerrel 2040^0-nak adódik.

146. Fényforrások gazdaságossága. Bár a fekete és *Pt*-szerű fényforrások által kisugárzott energiának a színkép látható részébe eső hányada a hőmérséklet emelkedésével rohamosan növekszik, mégis a látható energia mindig nagyon kicsiny hányada marad az integrális sugárzás energiájának. A 175. és 176. ábrában sraffozott területből a görbe és a λ-tengely közé eső rész a vörös izzás hőmérsékletén alig 1000-ed része, az észlelt nagyobb hőmérsékleteken pedig még mindig csak kb. 100-ad usque 10-ed része az egész görbe és a λ-tengely közé eső területnek. Ily fényforrásoknál tehát nagymértékű energiapazarlás folyik, mert hogy a látható sugárzás energiáját a fényforrásból kihozzák, egyszersmind kb. tíz usque százszor annyi láthatatlan sugárzó energiát kell feleslegesen produkálni. A leggazdaságosabb fényforrás az a test volna, a mely a látható sugarakat teljesen elnyeli $[a(\lambda, t) = 1]$, melynek emiszszióképessége a látható színképben tehát egyenlő volna a fekete test emisszióképességével, mint az emisszióképesség maximumával, mely test viszont a hősugarakat teljesen visszaverné $[v(\lambda, t) = 1]$, mely tehát ilyeneket ki sem bocsátana. Ily irányú kísérletek történtek. Az Auer-harisnyában izzó thoriumoxydnak van ilyen szelektív emissziós képessége, melynek tekintélyes része a színkép látható részébe esik, míg az ultravörös sugarak emissziója aránylag gyenge.

A vonalas színképek törvényszerűségei.

147. Vonalas színképek általános jellemzése. Láttuk, hogy a gázok és gőzök színképei, ellentétben a szilárd és cseppfolyós testek folytonos színképeivel, általá-

178. ábra.

ban vonalas színképek. A gőzök és gázok csak egészen kivételes körülmények, nagy nyomás vagy nagy gőzsűrűség mellett adnak folytonos színképet. A vonalas színképek között megkülönböztetünk szorosabb értelemben vett vonalas színképeket és sávos színképeket. A sávos színképek általában nagyon sok színképvonalat tartalmaznak, melyek helyenként halmozódnak és ugyanott a fényerősségnek is maximuma van. Ha kisebb felbontóképességű rácscsal nézzük az ilyen színképeket, a halmozási helyeken az egyes színkép-vonalakat nem külön látjuk, hanem szélesebb sávokká egyesülve, innen a sávos színkép elnevezés. Az ilyen sávos színkép sajátságos sraffozott kinézése, mint az pl. a 178. ábrában látható, emlékeztet az oldalról megvilágított barázdált oszlopokra, azért barázdált színképnek is nevezik.

Sávos színképet mutatnak az összes vegyületek, a mennyiben gőzalakban fényt bocsátanak ki a nélkül, hogy alkatrészeikre bomlanának. Azonkívül nagyon sok elem is mutat sávos színképet.

A szorosabb értelemben vett vonalas színképek kizárólag az elemekre szorítkoznak. Ezekben a szorosabb értelemben vett vonalas színképekben, ha egyes helyeken halmozódnak is a vonalak, ott nincs egyszersmind a fényerősségnek maximuma. A következőkben ezekben a szorosabb értelemben vett vonalas színképekben fellépő törvényszerűségekkel foglalkozunk és e színképekről tárgyalásaink folyamán egyszerűen mint vonalas színképekről fogunk beszélni.

148. A szeriesek. Kayser, Runge és Rydberg vizsgálatai alapján kitűnt, hogy a legtöbb vonalas színképben összetartozó vonalak egy szabályos sorozatba illeszthetők. Egy ilyen sorozatot szeries-nek nevezünk. Ha a színképben növekedő frekvenciák felé haladunk, a szeriesben egymásra következő vonalak távolsága szabályosan csökken és ezzel együtt csökken a színképvonalak fényerőssége is. A csökkenő intenzitású vonalak a szeries határán halmozódnak. A szeriesek nemcsak egyes vonalakból állhatnak, hanem két-két vagy három-három vonalból álló csoportok, páros vagy hármas vonalak is sorakozhatnak szeriesbe. Ezek a dublet-, illetve tripletszeriesek, vagy páros, illetve hármas szeriesek. Az egy szeriesbe tartozó vonalak egyébként is hasonló tulajdonságúak, mindnyájan élesek vagy elmosódottak, mágneses és elektromos térben egyformán bomlanak fel, stb.

149. Az elemek periódikus rendszere. A vonalas színképek törvényszerűségeinek megbeszélésénél szükségünk lesz az elemek ú. n. természetes vagy periódikus rendszerének az ismeretére. Az elemek periódikus rendszerét (Lothar Meyer és Mendelejeff) ugy nyerjük, ha az elemeket növekvő atómsúlyaik szerint egymás után egy sorba írjuk és a sort alkalmas helyen megszakítva, új sort kezdünk úgy, hogy a hasonló, ill. azonos tulajdonságú, rokon elemek egymás alá egy függélyes oszlopba kerüljenek. A 249. oldalon lévő táblázat mutatja az elemek így keletkező periódikus rendszerét. Minden elem szimbóluma alá oda van jegyezve az atómsúlya és eléje az elemet a természetes rendszerben megillető sorszám, Z. Az első periódus

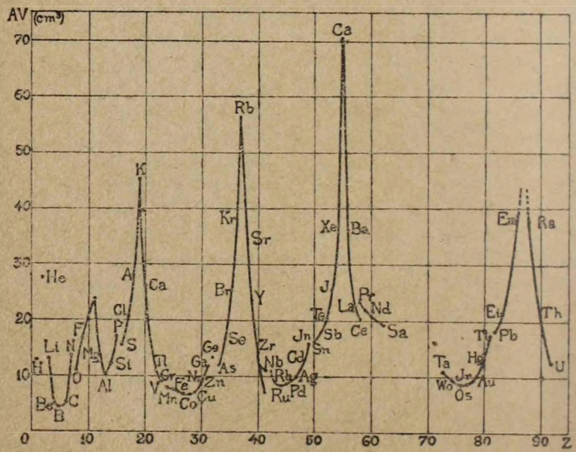
Az elemek periodikus rendszere:

	I.	II.	III.	IV.	V.	VI.	VII.	VIII.
1.	1 H 1,008	—	—	—	—	—	—	2 He 4,00
2.	3 Li 6,94	4 Be 9,1	5 B 11,0	6 C 12,00	7 N 14,01	8 O 16,00	9 F 19,0	10 Ne 20,2
3.	11 Na 23,00	12 Mg 24,32	13 Al 27,1	14 Si 28,3	15 P 31,04	16 S 32,06	17 Cl 35,46	18 A 39,88
4.	19 K 39,10 29 Cu 63,57	20 Ca 40,07 30 Zn 65,37	21 Sc 44,1 31 Ga 69,9	22 Ti 48,1 32 Ge 72,5	23 V 51,0 33 As 74,96	24 Cr 52,0 34 Se 79,2	25 Mn 54,93 35 Br 79,92	26 Fe 27 Co 28 Ni 55,84 58,97 58,68 36 Kr 82,92
5.	37 Rb 85,45 47 Ag 107,88	38 Sr 87,83 48 Cd 112,40	39 Y 88,7 49 In 114,8	40 Zr 90,6 50 Sn 118,7	41 Nb 93,5 51 Sb 120,2	42 Mo 96,0 52 Te 127,5	43* 53 J 126,92	44 Ru 45 Rh 46 Pd 101,7 102,9 106,7 54 X 130,2
6.	55 Cs 132,81 79 Au 197,2	56 Ba 137,37 80 Hg 200,6	Ritka földek 81 Tl 204,0	82 Pb 207,20	73 Ta 181,5 83 Bi 208,0	74 W 184,0 84 Po (210,0)	75* 85*	76 Os 77 Ir 78 Pt 190,9 193,1 195,2 86 Em (222,0)
7.	87*	88 Ra 226,0	89 Ac (227)	90 Th 232,15	91 Pa (230)	92 U 238,2	—	—

Ritka földek:

57 La	58 Ce	59 Pr	60 Nd	61*	62 Sm	63 Eu	64 Gd	65 Tb	66 Ds	67 Ho	68 Er	69 Tu I	70 Ad	71 Cp	72 Tu II
139,0	140,25	140,6	144,3		150,4	152,0	157,3	159,2	162,5	163,5	167,7	168,5	173,5	175,0	(178)

két elemből áll, a hidrogénből és héliumból. A második és harmadik periódus 8—8, a negyedik és ötödik 18—18 elemet ölel fel, míg a hatodik periódusban már 32 elemmel találkozunk. Táblázatunknak 8 oszlopa van. A 4-ik és 5-ik periódus 18 eleme ezekben csak úgy fér el, hogy az első hét oszlopba két-két elem és a VIII. oszlopba 4 elem, pl. a három ferromágneses fém és egy nemes gáz kerül. A 4-dik periódustól kezdve tehát az oszlopok ketté oszlanak, pl. az 5-dik periódus I. oszlopában *Rb* balra az alkáli fémek alá, ezüst jobbra, a nemes fémek közé kerül. A 6-dik (32-es) periódus III. és IV. oszlopában



179. ábra.

egy-egy hely üres ; oda való a ritka földek alul külön összefoglalt tizenhatos csoportja. A 7-dik periódus, mely rádióaktív elemeket tartalmaz, nem teljes, az uránnal megszakad. A rádióaktiv anyagok bomlását tekintve, nincs kizárva, hogy ennek oka az, hogy az uránnál nagyobb atomsúlyú elemek atomjai a Földünkön létező viszonyok között nincsenek stabil egyensúlyban. Az említett periódusok az elemek több tulajdonságában megnyilvánulnak. A 179. ábrában látható pl. a különböző elemek atomtérfogata, mint a *Z* sorszám függvénye. Az atomtérfogat a grammatomnyi anyag térfogata = atomsúly osztva a sűrűséggel. A sűrűség azonban természetesen mindig szilárd vagy cseppfolyós halmazállapotban veendő.

Az atomsúlyok az elemek túlnyomó többségénél igen nagy megközelítéssel egész számok, melyeknek alakja általában

$$4n \text{ vagy } 4n\text{-}1,$$

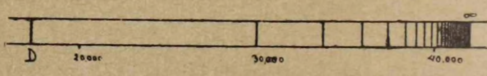
ha n helyébe a pozitiv egész számokat helyettesítjük, $n = 1, 2, 3, 4, \ldots$ stb. Az atomsúly tehát elemről-elemre középértékben 2 egységgel növekedik.

Ha ügyelünk arra, hogy rokon elemek egymás alá kerüljenek, az argont kell a 18-as sorszámmal és a káliumot a 19-essel ellátni, bár az argon atomsúlya nagyobb mint a káliumé. A sorrend ily felcserélése egyebütt is szükséges, ezek a helyek a táblázatban kettős nyíllal meg vannak jelölve.

A Röntgen-sugarak spektroszkópiája igazolni fogja, hogy az elemek természetes rendszerének a felépítésénél, az elemek sorba állításánál nem az atomsúly a döntő, hanem a táblázatunkba bejegyzett Z sorszám, melynek fizikai jelentéséről később (193. pont) lesz szó. Minthogy az atomsúly elemről-elemre átlagban két egységgel növekszik, a sorszám átlagban kb. a fele az elem atomsúlyának. Az atomsúly fele azonban gyorsabban növekedik, mint a sorszám, úgy hogy a periódikus rendszer elejétől eltekintve az atomsúly fele mindig nagyobb, mint Z.

Az elemek vonalas színképeiben szerieseket különösen a periódikus rendszer első három oszlopában álló elemeknél találunk, vannak azonban szeriesek az ón, antimon, oxigén, kén, szelén és mangán vonalas színképeiben is. Vajjon az összes elemek vonalas színképeiben vannak-e szeriesek, még nincs eldöntve. A legáttekinthetőbbek az I. oszlopba tartozó alkáli fémek páros szeriesei. A II. és III. oszlopba tartozó elemeknél az egyes vonalakból álló szerieseken kívül páros és hármas szeriesek is fellépnek. Az utolsó oszlopokban a színkép szerfölött gazdag vonalakban és ez nagyon megnehezíti azok rendezését. Az elemek rokonsága, a periodicitás színképeikben is kifejezésre jut oly módon, hogy a rokonelemek színképei azonos felépítésű szerieseket és szeriesrendszereket (151. pont) mutatnak, pl. az alkáli fémek és az I. oszlopba tartozó *Cu* és *Ag* mind páros szerieseket, stb.

150. A 180. ábrában látható a *Na* vonalas színképéből annak a szeriesnek a sémája, a melyhez a sárga *D*-vonal tartozik. Ez egy páros szeries, a *D*-vonal a D_1 és D_2 vonalakból áll. Az ábrába azonban csak egyes vonalak vannak berajzolva. Így jelentkezik ez a színkép kicsiny diszperzió mellett. Az abszcissza-tengelyre az ú. n. hullámszám, $\nu = \frac{1}{\lambda}$ van felmérve, vagyis az 1 cm-re eső hullámok száma; λ a vákuumban van mérve. A szeriesek tanulmányozása szempontjából előnyösebbek az abszorpciós színképek. Ugyanis az emissziós színképekben a vonalak fényerősségének csökkenése miatt a szeries magasabb rendszámú vonalai, melyek már közel esnek a szeries határához, nem láthatók. Pl. a hidrogén



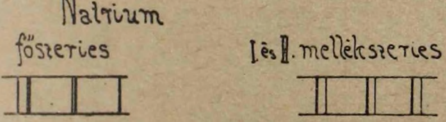
180. ábra.

ú. n. főszeriesének vonalaiból a laboratóriumban a Geissler-cső csak 13 vonalat bocsát ki, míg ködcsillagok vonalas színképeiben 33 hidrogén-vonalat is láthatunk. A laboratóriumban előállítható abszorpciós színképekben azonban a vonalak a szeries határának közvetlen közelébe nyúlnak, pl. W o o d a *Na*-gőz abszorpciós színképében 47 vonalat számlálhatott meg.

151. A fő- és mellékszeriesek. Egy elem vonalas színképében általában több szeries van. K a y s e r és R u n g e nyomán megkülönböztetünk egy fő- és két mellékszeriest, továbbá az ú. n. B e r g m a n n-szeriest. Mindegyik szeries állhat egyes vonalakból, de páros vagy hármas vonalakból is. A páros szeriest pl. két párhuzamosan egymás mellett futó szeriesnek tekinthetjük. Ilyenkor két részszeriesről beszélünk. A főszeriesnek jellemző sajátsága, hogy a mennyiben páros vagy hármas vonalakból áll, a komponensek távolsága a szeries határa felé haladva mind kisebb és kisebb lesz, más szóval az egyes részszerieseknek közös határuk van.

A főszeries vonalait jellemzi továbbá, hogy az illető elem színképében könnyen és viszonylag nagy erősségben jelennek meg és a páros vagy hármas fő-szeriesekben a páros vagy hármas vonalon belül a leg-erősebb vonal mindig nagy frekvenciák felé esik.

A mellékszeriesek közül az egyik az első, a másik a második mellékszeries. Az alkáli fémeknél az egyik mellékszeries vonalai nagyon elmosódottak, azért az egyik mellékszeriest Rydberg elmosódott, diffúz mel-lékszeriesnek nevezi. A mellékszeries vonalai nehezeb-ben jelennek meg a színképben. A mennyiben a mellék-szeries páros vagy hármas vonalakból áll, a kompo-nensek rezgésszámainak különbsége az összes párokban



181. ábra.

ill. hármas vonalakban ugyanaz, más szóval a rész-szerieseknek különböző határaik vannak. Egy páros vagy hármas vonalon belül a legerősebb vonal mindig a kis frekvenciák felé esik. Lásd a 181. ábrát.

A fő- és a két mellékszeries együtt egy szeries-rendszert alkot. Egy-egy elem színképében több ilyen szeries-rendszer ismeretes.

152. A szeries-szabályok. A szeriesekre vonatkozó-lag a spektroszkópiai kutatás a következő empírikus szabályokra talált:

1. Két ugyanazon szeriesrendszerbe tartozó mellék-szeriesben a páros vagy hármas vonalak komponen-seinek rezgésszámbeli különbsége ugyanaz.

2. A két mellékszeries megfelelő részszerieseinek közös határai vannak.

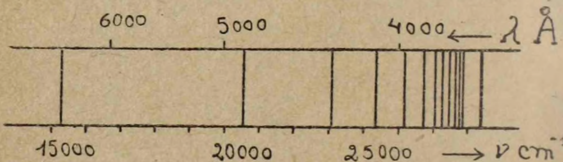
3. A mellékszeriesek páros vagy hármas vonalai-ban a komponensek rezgésszámainak különbsége

egyenlő a főszeries első páros vagy hármas vonalában a megfelelő komponensek rezgésszámainak különbségével.

4. A főszeries részszerieseinek közös határuk van.

5. A főszeries határának és a két összetartozó mellékszeries közös határának rezgésszámbeli különbsége egyenlő a főszeries első vonalának rezgésszámával. Ez a R y d b e r g—S c h u s t e r-féle szabály, melyhez hozzátehető még, hogy a főszeries első vonalának rezgésszáma egyenlő a második mellékszeries első tagjának a rezgésszámával.

153. A Balmer-szeries. A 182. ábrában látható a hidrogén vonalas színképében előforduló szeries. Ennek a látható színképbe eső vonalai szerepelnek a Nap



182. ábra.

színképében is mint F r a u e n h o f e r-féle abszorpciós vonalak. B a l m e r, egy bázeli középiskolai tanár felfedezte (1885), hogy a hidrogén-szeriesben előforduló vonalak rezgésszáma kiszámítható az

$$\frac{1}{\lambda} = \nu = R\left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{m^2}\right) \mathrm{cm}^{-1} \tag{57}$$

formula alapján, ha m helyébe a következő egész számokat helyettesítjük:

$$m = 3, 4, 5, 6, \ldots .$$

ν jelenti az 1 cm-re eső hullámok számát (λ-t vákuumban mérve), az úgynevezett hullámszámot, mely a szoros értelemben vett rezgésszámmal vagy frekvenciával $\left(\frac{2\pi}{T}\right)$ arányos. R a R y d b e r g-frekvencia,

$$R = 109677{,}69\ \mathrm{cm}^{-1}.$$

A következő kis táblázatban össze vannak állítva a hidrogén szeriesének az u. n. Balmer-szeriesnek kísérletileg meghatározott és a Balmer-formula alapján számított hullámhosszúságai Å-ben.[1])

	$m=3$	$m=4$	$m=5$	$m=6$	$m=7$	$m=8$	$m=9$
λ mérve ...	6563,07	4861,52	4340,64	4101,90	3970,24	3889,21	3835,54
λ számítva	6563,04	4861,49	4340,66	4101,90	3970,25	3889,21	3835,53

A Balmer-formula a rezgésszámot mint egy állandó és egy változó tag különbségét adja. Ha a Balmer-féle formulába $m = \infty$-t helyettesítünk, megkapjuk a szeries határát,

$$\nu_\infty = \frac{R}{4}\,\mathrm{cm}^{-1}\text{-t.}$$

154. A szeries-formulák. Balmer nyomán Rydberg, Ritz és sokan mások foglalkoztak a szeriesek vonalainak rezgésszámai között fennálló törvényszerűségek megállapításával, vagyis a szeries-formulák felállításával. Ezeknél a vizsgálatoknál mintaképül szolgált a Balmer-formula, mely szerint a rezgésszám mint egy állandó és egy változó tag különbsége irandó. Rydberg felismerte, hogy R egy univerzális állandó, melynek értéke minden elem minden szeriesénél ugyanaz. Rydberg a változó tagot az

$$(m, a) = \frac{R}{(m+a)^2}$$

alakba írja, a hol a egy empirikus parameter, mely jellemzi az illető elem illető szeriesét, m egy egész szám, vagy pedig egy egész szám $+\frac{1}{2}$. Ha $a = 0$, a Balmer-szeries változó tagját nyerjük. Az a parameter helyett különböző betüket szokás írni a szerint, hogy a változó tag a fő-, az első mellék-, a második mellék-, vagy a Bergmann-szeries változó tagja.

Ha a fő- (principális) szeries változó tagjáról

[1]) $1\,\text{Å} = 10^{-8}\,\mathrm{cm} = 10^{-7}\,\mathrm{mm} = 10^{-1}\,\mu\mu$.

van szó, az

$$(m, p) = \frac{R}{(m+p)^2} \qquad \text{P. S.}$$

jelölést használjuk. Az első, diffúz mellékszeriesnél

$$(m, d) = \frac{R}{(m+d)^2}\text{-t}, \qquad \text{I.M.S.}$$

a második mellékszeriesnél

$$\left(m + \tfrac{1}{2}, s\right) = \frac{R}{(m+0{,}5+s)^2}\text{-t} \qquad \text{II.M.S.}$$

és végül a Bergmann-szeriesnél

$$(m, b) = \frac{R}{(m+b)^2}\text{-t} \qquad \text{B. S.}$$

írunk változó tag gyanánt.

Hogy a szeriesformulák megfeleljenek a 152. pontban felsorolt szabályoknak, az állandó tagokat a következőképen kell megválasztani. A főszeries állandó tagja egyenlő kell legyen a II. M. S. változó tagjával $m = 1$ értéke mellett, a két M. S. állandó tagja egyenlő a főszeries változó tagjával $m = 2$ értéke mellett és végül a B. S. állandó tagja egyenlő az I. M. S. változó tagjával $m = 3$ értéke mellett. Tehát az állandó tag:

P. S.-ben	$(\frac{3}{2}, s)$
az I. M. S.-ben	$(2, p)$
a II. M. S.-ben	$(2, p)$
a B. S.-ben	$(3, d)$.

A szeriesformulák tehát ily alakúak lesznek:

a P. S.-nél	$\nu = (\frac{3}{2}, s) - (m, p)$,	$m = 2, 3, 4, \ldots$
az I. M. S.-nél	$\nu = (2, p) - (m, d)$,	$m = 3, 4, 5, \ldots$
a II. M. S.-nél	$\nu = (2, p) - (m + \frac{1}{2}, s)$,	$m = 2, 3, 4, \ldots$
a B. S.-nél	$\nu = (3, d) - (m, b)$,	$m = 4, 5, 6, \ldots$

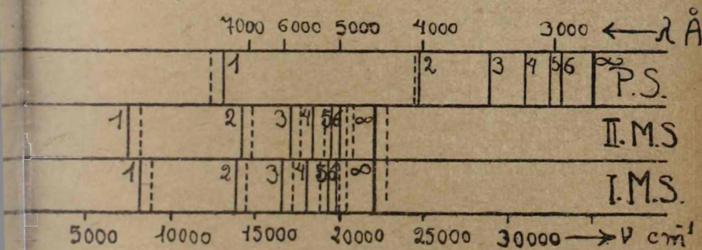
Tehát a két mellékszeriesnek közös határa van, $\nu = (2, p)$. (2. szabály). A főszeries határának $\nu = (\frac{3}{2}, s)$-nek és a mellékszeriesek $\nu = (2, p)$ határának különbsége adja a főszeries első vonalának rezgésszámát. (5. Rydberg—Schuster-féle szabály). A második mellékszeries $m=1$ értéke mellett adja ellenkező előjellel a főszeries első ($m=2$) vonalának rezgésszámát (5. szabály második része).

A páros és hármas szeriesekre vonatkozó szabályoknak, mint könnyen áttekinthető, eleget tehetünk, ha a főszeries változó tagját többszörösnek választjuk, p-nek két vagy három értéket tulajdonítunk a szerint, hogy páros vagy hármas szeriesekről van szó. Tehát

$$(m,\ p_i)\begin{cases} i=1,\ 2 & \text{illetve} \\ i=1,\ 2,\ 3. \end{cases}$$

i ugyanazon értékéhez tartozó vonalak alkotják a részszerieseket.

A szeriesekre vonatkozó törvényszerűségeket elő-



183. ábra.

tünteti a 183. ábra, mely a kálium páros szerieseit ábrázolja a B e r g m a n n-szeries nélkül.

A hidrogénnél általában csak a B a l m e r-szeries lép fel, ennek következtében a hidrogénre vonatkozólag $p=d=0$ és fel kell tennünk, hogy a hidrogén színképében a főszeriesnek és a második mellékszeriesnek megfelelő, nem egész számú tagokkal előállítható vonalak nincsenek.

155. A Ritz-féle kombinációelv. A szeriesek rendszerébe foglalható színképvonalakon kívül egyes elemek színképében számos oly szeriest, illetve egyes vonalakat figyeltek meg, melyek számára az ismert szeriesek rendszerében nem volt hely. W a l t e r R i t z felismerte, hogy a szeriesformulák változó és állandó tagjainak különböző alkalmas kombinációjával ily be nem illeszthető egyes színképvonalak, illetve szeriesek rezgésszámai kiszámíthatók, sőt ily módon új, még meg nem figyelt vonalak, illetve szeriesek exisztenciájára következtethetünk. Ez a Ritz-féle kombináció-elv a hidrogénnél, az alkáli fémeknél, stb. fényesen bevált.

A hidrogénnél pl. ha a Balmer-szeriesnek az $m = 3$ értékhez tartozó változó tagját veszszük állandó tagnak és változó tagul az $m = 4, 5, 6$, stb.-hez tartozó értékeket, a következő kombinációs szeriest kapjuk:

$$\nu = R\left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{4^2}\right), \quad \nu = R\left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{5^2}\right), \ldots$$

Ezeket a $\lambda = 18751{,}3$ Å és $\lambda = 12817{,}5$ Å hullámhosszúságú vonalakat Paschen-nek sikerült kimutatni a hidrogén-színkép ultravörös részében. Ezek az első két vonalát képezik a H ultravörös szeriesének. Ha a Balmer-szeriesnek $m = 1$-hez tartozó változó tagját veszszük állandó tagnak és változó tagul az $m = 2, 3, 4, \ldots$ stb.-hez tartozó értékeket, az ultraibolya H-szeriest nyerjük, melyet Lymann figyelt meg.

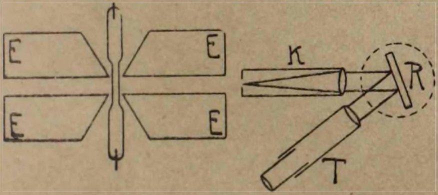
Stark-nak a He színképében sikerült az emisszió körülményeinek alkalmas megválasztásával egyes kombinációs szeriesek felléptét előidézni.

A mágneses és elektromos tér befolyása a fénykibocsátásra és a fényelnyelésre.

156. Az emissziós Zeeman-jelenség. Már Faraday kereste a mágneses erők hatását a fényemisszió folyamatára. 1896-ban és a következő évben egy holland fizikusnak, P. Zeeman-nak sikerült kimutatni, hogy a mágneses térnek közvetlen befolyása van a vonalas színképek emissziójára. Ha a fényforrást mágneses térbe helyezzük és a fényforrás által az erővonalakkal párhuzamos irányban kibocsátott fény vonalas színképét vizsgáljuk, azt találjuk, hogy minden színképvonal a mágneses térben kettéoszlik. Az egyik vonal rezgésszáma valamivel nagyobb, a másiké ugyanannyival kisebb, mint az eredeti (mágneses tér nélküli) vonalé. Az erővonalakra merőleges irányban kibocsátott fényben minden térnélküli színképvonal három vonalra, három mágneses összetévőre bomlik, melyek közül a középső a térnélküli, eredeti vonal helyén van, a másik kettő ott, a hol az erővonalakkal párhuzamos emisszió két vonala jelentkezik. A színképvonalaknak ez a felbontása a mágneses tér által a Zeeman-jelenség nevet viseli. Az előbbi a longitudinális Zeeman-féle dublet, az utóbbi a tranzverzális triplet. A felbontás nagysága, vagyis a szélső vonalaknak az eredeti vonal helyétől mért távolsága frekvenciákban

$$\Delta\nu = \frac{e}{m} \cdot \frac{H}{4\pi c} = 4{,}70 \,.\, 10^{-5} H, \qquad (58)$$

a hol $\frac{e}{m}$ az elektron fajlagos töltése (lásd 161. pont), H



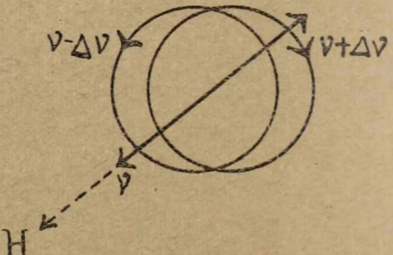
184. ábra.

a mágneses tér erőssége (Gauss-okban mérve) és c a fény terjedési sebessége. A fenti (58) formula hullámszámokban, cm^{-1}-ben méri a frekvenciakülönbséget.

A kísérleti berendezés, melylyel a Zeeman-jelenség észlelhető, a 184. ábrában van vázolva. A fényforrás pl. egy Geissler-féle cső, vagy megfestett Bunsen-láng az E elektromágnes pólusai között van elhelyezve. Az elektromágnes polusai a longitudinális jelenség megfigyelése céljából tengelyük mentén keresztül vannak fúrva. A kibocsátott fényt egy spektrometer K kollimátorán keresztül pl. nagy felbontóképességű sík Rowland-rácsra (R) ejtjük és a színképet a T távcsővel vizsgáljuk. Jól észlelhető felbontások elérésére erős (30000—40000 Gauss) mágneses tereket kell alkalmazni.

P. Zeeman-nak legelső megfigyelésénél nem állottak teljes felbontások eléréséhez elég erős mágneses terek és elég nagy felbontóképességű spektroszkópikus berendezések rendelkezésére. Teljes felbontások helyett csak a színképvonalak kiszélesedését észlelte mágneses térben. Azonban a kiszélesedett színképvonal szélein úgy a longitudinális, mint a tranzverzális észlelésnél fellépett az eredeti vonal két oldalán keletkező mágneses összetevőknek az elmélet által követelt polározási állapota.

Zeemannal egyidőben egy másik honfitársa, H. A. Lorentz elméleti úton vizsgálta meg, hogy a tetszésszerinti elliptikus pályán ν frekvenciával rezgő



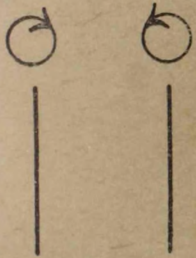
185. ábra.

elektron rezgéseit hogyan befolyásolja a mágneses tér. Vizsgálatai szerint az elektron rezgése a mágneses térben három rezgésnek az összetétele gyanánt fogható fel, melyek közül az egyik lineáris rezgés az eredeti (mágneses tér nélküli) ν frekvenciával, párhuzamosan a mágneses erővel, a másik kettő pedig két ellenkező irányú körös rezgés, melyeknek síkjai merőlegesek a mágneses erőre és melyek közül az egyiknek frekvenciája $\nu - \Delta\nu$, a másiké $\nu + \Delta\nu$. Az összetévő rezgési pályákat a 185. ábra tünteti elő. Hogy a két ellenkező irányú körös rezgés közül melyiknek a frekvenciája nagyobb, az függ az elektron töltésének előjelétől.

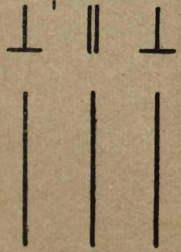
A 126. pont értelmében nyilvánvaló, hogy a mágneses erővonalakkal párhuzamos irányban a ν frekvenciájú lineáris rezgés emissziója zérus, ebben az irányban a

Zeeman-féle dubletet látjuk, melynek két vonala ellentetten körösen poláros, 186. ábra. Az erővonalakra merőleges irányban a körös rezgések emissziója két lineáris polározású hullám, az erővonalakra merőleges elektromos térerősséggel és $\nu \pm \Delta\nu$ frekvenciákkal (187. ábra $\perp$) és a kettő között látható a ν frekvenciájú rezgés emissziója, melyben az elektromos térerősség párhuzamosan rezeg a mágneses erővonalakkal. (187. ábra $\|$).

Az első teljes felbontást Zeeman 1897-ben a kékeszöld kadmium-vonalon nyerte és a kísérleti eredmények a Lorentz-féle elméletet úgy a felbontások nagyságát, mint a mágneses összetevők polározási állapotát illetően teljes mértékben igazolták. A longitudiná-



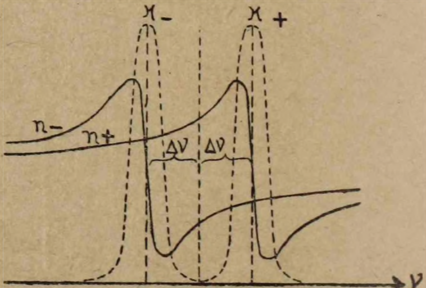
186. ábra.



187. ábra.

lis mágneses összetevők polározási állapotából arra lehetett következtetni, hogy a fényhullámokat kibocsátó elektronok negatív töltésűek és a felbontás nagyságából a rezgő elektronok fajlagos töltésére nyert érték egyezett azokkal az értékekkel, melyeket az elektron fajlagos töltésére vonatkozóan a lassú katódsugarakon (161. pont) végzett mérések eredményeztek. Ez egy igen nagy horderejű eredmény volt, mely az elektronelméletnek (diszperzió, abszorpció) hatalmas támaszává vált.

157. Az abszorpciós Zeeman-jelenség. A mágneses tér azonban nemcsak az emissziót befolyásolja, hanem az abszorpciót is. Ha az ívlámpa folytonos színképét izzó gőzökön bocsátjuk keresztül, a színképben megjelennek az izzó gőz emissziós vonalainak megfelelő abzorpciós színképvonalak. Ha az abszorbeáló gáz mágneses térbe kerül, az abszorpciós színképvonal ugyanoly változásokat mutat, mint az emissziós színképvonal. Longitudinális észlelésnél kettéoszlik, tranzverzális észlelésnél a triplet áll elő. Ezt a jelenséget az emissziós vonalaknál fellépő közvetlen Zeeman-féle jelenséggel szemben inverz Zeeman-jelenségnek nevezik. A közvetlen longitudinális jelenségnél két körösen polározott vonal keletkezik, ennek megfelelően az inverz longitudinális jelenség két abszorpciós vonala közül egyik csak balra körösen polározott fényt abszorbeál, a másik csak jobbra körösen polározott fényt. Hasonlóképen az inverz tranzverzális jelenségnél az



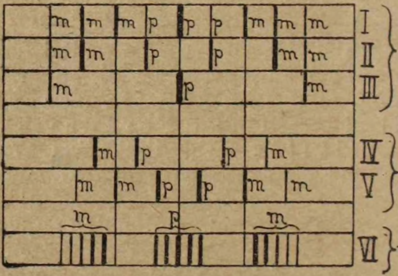
188. ábra.

abszorpciós vonalak csak az erővonalakkal párhuzamosan, illetőleg reájuk merőlegesen polározott fényt abszorbeálnak. A mágneses térbe helyezett közegben az erővonalakkal párhuzamosan haladó fényhullám kettősen törik, az egyik hullám jobbra, a másik balra körösen poláros és az egyik hullám abszorpciós csíkja az eredeti (mágneses tér nélküli) abszorpciós vonaltól a kisebb, a másik a nagyobb rezgésszámok felé van eltolódva $\Delta\nu$ darabbal. Legyen n_+ és $\varkappa_+$ a jobbra, n_- és $\varkappa_-$ a balra körösen poláros hullám törés-, illetve abszorpciómutatója, melyek a 188. ábrában vannak feltüntetve mint a ν rezgésszám függvényei. Ha $H=0$, vagyis $\Delta\nu=0$, az n_+ és n_--hoz tartozó görbék egybeesnek.

éppúgy a $\varkappa_+$ és $\varkappa_-$-t ábrázoló görbék is. Ha a mágneses tér erőssége zérustól különböző, a görbék szétválnak és a H-val arányos $2\Delta\nu$ távolságba kerülnek egymástól. A ν rezgésszám mindegyik értékéhez a törésmutatónak két, n_+ és n_- értéke tartozik, melyek egymástól különböznek. A kettős törés útján keletkező két körösen poláros hullám tehát különböző sebességgel terjed a mágneses erőtérbe helyezett közegben az erővonalakkal párhuzamosan. Ennek az a következménye, hogy az erővonalakkal párhuzamosan beejtett, egyenesben poláros fény a mágneses erőtérbe helyezett közegből kilépve, ismét egyenesben lesz polározva, de polározási síkja a mágneses erővonalak mint tengely körül egy bizonyos szöggel el lesz forgatva a beeső fény polározási síkjához képest. A mágneses térbe helyezett anyagok tehát forgatják az erővonalakkal párhuzamosan rajtuk áthaladó fény polározási síkját. Ez a F a r a d a y által felfedezett jelenség, mely analóg ahhoz, melyet pl. cukoroldatoknál tapasztaltunk. (116. pont). Ott t e r m é s z e t e s e n a k t í v anyagokról beszéltünk, a F a r a d a y-jelenség a m á g n e s e s a k t i v i t á s megnyilatkozása. Valamely ν rezgésszámú fény polározási síkjának forgatása arányos a ν-höz tartozó n_+ és n_- értékek $n_- - n_+$ különbségével. Mint a 188. ábrából látható, különösen nagy a mágneses forgatás az abszorpciós vonalak közelében. A F a r a d a y-jelenség észlelése a 151. ábrában leírt berendezéssel történhetik. Az analizátor és a polarizátor közé kell iktatni a tengelyében átfúrt elektromágnest, úgy, hogy tengelye párhuzamos legyen az analizátor és polarizátor tengelyével és az elektromágnes sarkai közé kell helyezni a testet, melynek F a r a d a y-jelenségét vizsgálni óhajtjuk. A polározási sík mágneses forgatásának szöge függ a fény hullámhosszúságától is. Ez a mágneses forgatás diszperziója. Igen nagy mértékben forgatják a polározás síkját a ferromágnses fémek, vas, kobalt és nikkel. Egy cm vastagságú vasréteg pl. a vörös fény polározási síkját kb. 200000°-al forgatná el, ha ily vastagságban egyáltalában még átlátszó volna. A fémek mágneses forgatásának mérésénél természetesen még átlátszó rétegeket kell használni, melyek vastagsága a fény hullámhosszúságának kicsiny tört része.

158. Bonyolultabb tipusú mágneses felbontások. A 156. pontban leírt Zeeman-jelenség az ú. n. normális Zeeman-jelenség, mely aránylag csekély számú színképvonalnál lép fel.

A színképvonalaknak nagyobb része, különösen azok, melyek szeriesekbe sorakoznak, bonyolultabb tipusú mágneses felbontást mutat. A bonyolult felbontások a normális Zeeman-jelenségtől a mágneses összetévők számában, azok viszonylagos távolságában és viszonlagos fényerősségében különböznek. A 189., 190. és 191. ábrában sematikusan fel van tüntetve néhány, a mágneses erővonalakra merőleges észlelésnél látható bonyolultabb tipusú felbontás. Az ábrák közepén végighuzódó függőleges egyenes a mágneses tér



189. ábra.
190. ábra.
191. ábra.

nélküli színképvonal helyét jelöli, tőle jobbra és balra a normális, (57) által megszabott $\Delta\nu$ távolságban még egy-egy függélyes egyenes látható. Az egyes mágneses összetévők mellé írt *p*, illetve *m* betü azt jelenti, hogy az illető színképvonalban az elektromos térerősség az erővonalakkal párhuzamosan, illetve azokra merőlegesen rezeg. Fényerősebb vonalak vastagon, gyengébbek vékonyabban vannak kihúzva.

A 189. ábra a *Hg* színképének triplet-szeriesében, a 190. a *Na* főszeriesében (D_1 és D_2) észlelt felbontásokat mutatja. A 191. a Neon-színkép egy vonalának Zeeman-jelensége. A *Hg*-vonalaknál tehát 9-es, 6-os és 3-as, a *Na*-nál 4-es és 6-os, a Neon színképében 15-ös felbontásokat találunk. Ezeken a tipusokon kívül azonban még számos más, részben még bonyolultabb mágneses felbontás ismeretes.

Ebben a nagy változatosságban a Preston-féle és a Runge-féle szabály teremt bizonyos rendet.

Preston szabálya azt mondja, hogy egy szeries valamennyi (esetleg páros vagy hármas) vonalának mágneses felbontása egyenlő tipusú és a mágneses összetévők rezgésszámokban mért viszonylagos távolsága, a felbontások nagysága is valamennyi (esetleg páros vagy hármas) vonalra nézve ugyanaz, továbbá, hogy ugyanez érvényes rokonelemek megfelelő szerieseire nézve is. Preston szabályának kísérleti igazolásával Runge és Paschen foglalkoztak. Preston szabályának második része értelmében a 189. ábra tipusaival egyezőek az elemek periódikus rendszerében a Hg-al együtt ugyancsak a II. oszlopban álló Mg, Ca, Zn, Sr és Cd tripletszerieseiben fellépő felbontások típusai. A periódikus rendszer I. oszlopában álló réz és ezüst páros főszerieseiben keletkező mágneses felbontásoknak tipusai egyeznek a Na D_1 és D_2 vonalának mágneses felbontásával (190. ábra). Ugyanez vonatkozik az Al és Tl páros szerieseinek vonalaira, mely fémek a periódikus rendszer III. oszlopában foglalnak helyet, stb.

Preston szabálya első részének fontossága abban rejlik, hogy lehetővé teszi, illetve megkönnyíti az egy szeriesbe tartozó vonalak felismerését.

A Runge-féle szabály azt mondja, hogy a bonyolult tipusú felbontásoknál a felbontások nagysága, vagyis a mágneses összetévőknek az eredeti vonal helyétől számított távolsága frekvenciákban mérve kicsiny egész számú többszöröse a normális $\Delta\nu$ felbontás kicsiny nevezőjű tört részének, vagyis hogy e felbontások nagysága

$$\frac{h}{k}\Delta\nu,$$

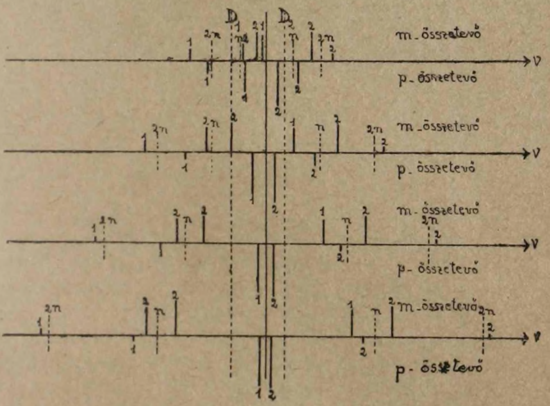
a hol h és k kicsiny egész számok.

A 189. ábrában látható Hg-tipusoknál pl. $k=2$ és $h=0, 1, 2, 3, 4$, a 190. ábrában a Na-tipusoknál $k=3$ és $h=1, 2, 3, 4, 5$.

A bonyolult mágneses felbontások elméletével a Lorentz által megkezdett úton W. Voigt foglalkozott.

159. A normális Zeeman-jelenségnek, vagyis a longitudinális észlelésnél keletkező normális felbontású dubletnek, illetve a tranzverzális észlelésnél keletkező normális felbontású tripletnek különös jelentőséget kölcsönöz a Paschen és Back által 1912-ben felfedezett az a jelenség, hogy páros és hármas szeriesek vonalainak bonyolult tipusú felbontásai növekvő erősségű mágneses erőterekben oly módon deformálódnak, hogy a térerősség növekedésével mindjobban megközelítik a normális Zeeman-jelenséget, még pedig úgy a mágneses összetévők számát és a felbontások nagyságát, mint pedig a mágneses összetévők polározási állapotát és viszonylagos fényerősségét illetőleg. A bonyolult tipusú mágneses felbontások tehát csak kis erősségű, vagyis oly mágneses erőterekben létesülnek, melyekben a normális felbontás kisebb, mint a (mágneses tér nélküli) dublet vagy triplet összetévőinek viszonylagos távolsága. Erős mágneses terekben, melyekben az (57) alatti $\Delta\nu$ normális felbontás nagy a térnélküli dublet vagy triplet összetévőinek viszonylagos távolságához képest, a normális Zeeman-jelenség áll elő. Az átmenet a bonyolult tipusú felbontásról a normális jelenségbe a térerősség növekedése alkalmával természetesen fokozatos és W. Voigt-nak az általa felállított tisztán fenomenologikus elmélet alapján sikerült ezt az átalakulást lépésről-lépésre számítással követnie.

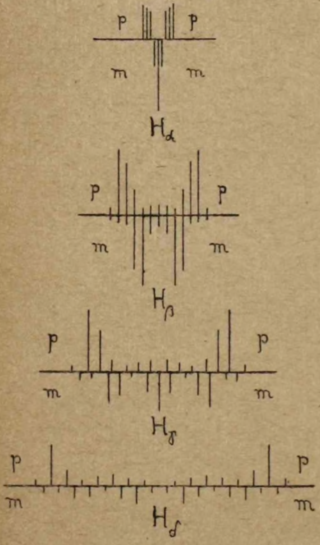
A 192. ábrában látható Voigt szerint, hogy a *Na D* vonalának bonyolult mágneses felbontása hogyan alakul át normális tripletté tranzverzális észlelés alkalmával. Az ábra 4 különböző mágneses térerősségre vonatkozik. A kihúzott függőleges egyenes a D-vonalak súlyvonala megfelelően annak, hogy a D_2 fényerőssége a D_1 fényerősségének kétszerese. Az n-el és $2n$-el jelölt egyenesek a normális felbontás nagyságát és annak kétszeresét tüntetik elő. A merőlegesen rezgő mágneses összetévők a ν-tengely fölé, a párhuzamos mágneses összetévők a ν-tengely alá vannak rajzolva és az egyes vonalak fölé, illetve alá írt **1** és **2** számok megjelölik, hogy az illető mágneses összetévő a D_1 illetve a D_2 vonal felbontásából származik. A mágneses összetévőket ábrázoló egyenesek hosszúsága arányos az illető összetévők fényerősségével. A térerősség növekedésével a D_1 párhuzamos összetévői közül a nagyobb rezgésszámú és a D_2 párhuzamos összetévői közül a kisebb rezgésszámú fényerősségük növekedése közben összehúzódnak a két D-vonal súlyvonalára és adják a normális triplet párhuzamos összetevőjét. A D_2-vonal két, az eredetinél kisebb rezgésszámú merőleges összetévője adja a normális triplet kisebb rezgésszámú merőleges összetévőjét,



192. ábra.

míg a D_1-vonal nagyobb rezgésszámú merőleges összetévője és a D_2-vonalnak az eredetinél nagyobb rezgésszámú merőleges összetévői közül a kisebb rezgésszámú adják a normális tripletnek nagyobb rezgésszámú merőleges összetevőjét. A normális triplet alakításában tehát a D_1 és D_2 10 mágneses összetevője közül csak 6 vesz részt, a többi 4-nek fényerőssége a mágneses tér erősségének növekedésével zérus lesz. A megfigyelések a 192. ábrával összhangban vannak.

160. A Stark-jelenség. Épúgy mint a mágneses tér, az elektromos tér is befolyásolja a szinképvonalakat. S t a r k 1913-ban fedezte fel az elektromos tér befolyását a hidrogén B a l m e r-vonalainak emissziójára. A B a l m e r-szeries emissziójára nem a Geissler-csövet használta fel, mert az túlságosan jó vezető ahhoz, hogy benne nagyobb elektrosztatikai erőteret lehessen létesíteni, hanem a hidrogénben keltett ú. n. csősugarak vagy más néven G o l d s t e i n-sugarak emisszióját közvetlenül az átlyukasztott katód mögötti térben. A katóddal párhuzamosan attól néhány mm-nyire egy másik elektródot állított fel és a kettő között magas feszültségű akkumulátor battériával és dinamóval nagy erősségű elektromos tereket létesített. A megfigyelések eredményeit a B a l m e r-szeries első vonalaira vonatkozólag az elektromos térerősség irányára merőleges emisszióban a 193. ábra tünteti elő. Mint látható, a színképvonalak elektromos felbontása sokkal bonyolultabb, mint a Z e e m a n-jelenség, pl. az elektromos összetevők száma annál nagyobb, mennél nagyobb a színképvonal rendszáma a szeriesben. Az erővonalra merőleges emisszióban az összetevék egyenesben vannak polározva, még pedig részben az erővonalakkal párhuzamosan rezgő elektromos erővel (p-összetevők), részben azokra merőlegesen rezgő elektromos erővel (m-összetévők). Az erővonalakkal párhuzamos emisszióban természetesen csak az m-összetévők jelennek meg, de nincsenek polározva. A felbontás a H vonalainál szimmetrikus; az ábra egyes vonalainak hosszúsága arányos az elektromos összetévők fényerősségével. A felbontások nagysága arányos az elektromos tér erősségével.

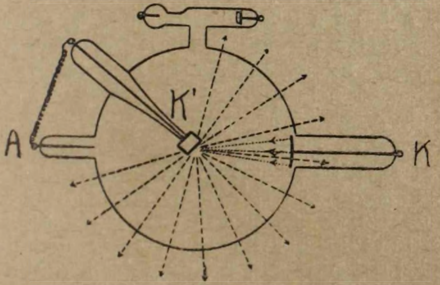


193. ábra.

A Stark-jelenség elméletének megalkotása a klasszikus elektromágneses elméletre támaszkodó fényforrásmodell alapján, ellentétben a Zeeman-jelenség elméletével, nem volt lehetséges. XII. 15

A Röntgen-fény.

161. A Röntgen-sugarak keletkezése. Ha az elektromos áramot ritkított gázokon vezetjük keresztül, a mi úgy történik, hogy a ritkított gázt tartalmazó zárt üvegedény falát két fémes vezetővel, az elektródokkal (194. ábra) átfúrjuk, akkor a K eletródon, a katódon, melyen a pozitív áram az edényből távozik, fellép a katódsugárzás. A másik A elektródot, melyen a pozi-



194. ábra.

tív áram belép, anódnak hívjuk. A katódsugárban negatív elektromos töltést hordozó részecskék, az elektronok repülnek el a katódtól, a katód felületére merőleges irányban. Megemlítjük itt, hogy az elektronok m_0 tömege a legújabb és ezidőszerint legpontosabb spektroszkópiai mérések szerint a hidrogénatom tömegének, m_H-nak 1846·9-ed része,

$$m_0 = \frac{m_H}{1846{\cdot}9};$$

az elektron e töltése pedig viszonyítva m_0 tömegéhez, az ú. n. specifikus töltés

$$\frac{e}{m_0} = 1{\cdot}7686 \times 10^7 \text{ cm}^{1/2} \text{ g}^{1/2} \text{ sec.}^{-2},$$

ha a töltést elektromágneses abszolut töltésegységekben mérjük. Az elektron sebessége, melylyel a katódtól elrepül, változó, kisebb-nagyobb a szerint, hogy az elektród között kisebb vagy nagyobb potenciálkülönbséget létesítünk. Kaufmann mérései szerint az ú. n. lassú katódsugarakban, ha a potenciálkülönbség az elektródok között 14.000 Volt, az elektronok sebessége

$$0{,}68 \times 10^{10} \frac{\text{cm}}{\text{sec.}} = 68.000 \frac{\text{Km}}{\text{sec.}} \cdot$$

Az elektronok sebessége tehát igen nagy, nagyobb, mint bármely más mozgó anyagnak a sebessége.

A katódsugárzás nem sugárzás olyan értelemben, mint a fény, vagy a hang. A mikor pl. a fény üvegben vagy a hang a levegőben tovaterjed, akkor elektromágneses, illetve mechanikai energia terjed tovább, de az anyag, mely az energiát hordozza, az üveg, illetve a levegő helyben marad, az energia az anyagban terjed. A katódsugárban tovaterjedő energiát a mozgó részecske, az m_0 tömegű elektron hordozza, az energiával együtt az energiát hordozó anyag is mozog. Az ilyen fajta energiatovaterjedéseknél célszerűbb volna (konvektív) áramlásról beszélni. A kifejlődött nyelvhasználat azonban nem tesz ily megkülönböztetést, a mint azt a vízsugár elnevezés is mutatja, melynél az eleven erő szintén a vízzel együtt mozog, hanem megmarad a katódsugár elnevezés mellett.

Ha a katódsugár útjába egy K' testet állítunk (194. ábra), ez az elektronokat megállítja és hatalmas sebességüket lefékezve zérusra, elveszi energiájukat. A katódsugár útjába állított K' antikatód a Röntgen-sugárzás forrása, melyből a Röntgen-sugarak, mint a fény a fényforrásból, minden irányban tovább terjednek. A Röntgen-sugárzás elektromágneses sugárzás, épúgy mint a fény, azért Röntgen-fénynek is nevezhetjük. A katódsugár energiájának azonban csak nagyon csekély része, alig egy ezredrésze alakul át a Röntgen-fény elektromágneses energiájává az antikatódon, a zöme az antikatód felmelegítésére fordíttatik. A katód általában egy homorú aluminium tükör, hogy a belőle kiinduló katódsugarak lehetőleg egy kicsiny folton érjék az antikatódot, hogy tehát a Röntgen-fény forrása lehetőleg pontszerű legyen. Az antikatód rendszerint valamilyen nehezen olvadó fémből, pl. platinából vagy wolframból készül.

162. A Röntgen-fény különböző hatásai. A sugarak keménysége. A Röntgen-fény hatással van a fényképezőlemezre, alkalmas fluoreszkálás felkeltésére és a gázokat, melyeken áthatol, ionizálja, vagyis elektromos vezetőképességet kölcsönöz nekik. A Röntgen-fényre vonatkozó különböző vizsgálatoknál a három hatás mindegyike használható a Röntgen-fény kvalitatív kimutatására. Kvantitativ mérésekre legalkalmasabb az iónizáló hatás. A Röntgen-fény hullámhosszúsága, mint látni fogjuk, sokszorosan kisebb, mint az ultraibolya fény hullámhossza, a fluoreszkálás gerjesztése tehát a Stokes-féle szabály (129. pont) értelmében történik. A fentemlített három tulajdonság mindegyikével rendelkezik az ultraibolya fény is. Nagy mértékben különbözik azonban a Röntgen-fény az ultraibolya fénytől a különböző anyagokban létrejövő abszorpciót illetőleg, a mennyiben a Röntgen-fény áthatoló képessége igen nagy, pl. 2—3 cm vastag fenyőfadeszka, bőr, állati izomszövetek, egy vékony sztaniollap, stb. Röntgen-fényben igen nagy mértékben átlátszóak. Állati csontok, fémek, stb. a Röntgen-fényt elnyelik. Már maga Röntgen legelső közleményeiben megállapította, hogy különböző anyagok Röntgen-fényt abszorbeáló képessége első, durva megközelítésben az anyagok sűrűségétől függ és annál nagyobb, egyenlő rétegvastagságokat feltételezve, mennél nagyobb valamely anyag sűrűsége.

Azonban a Röntgen-fényben is megkülönböztetünk különböző áthatolóképességű sugarakat és mielőtt ösmerték a Röntgen-hullámhosszak mérésének a módját, épen az áthatolóképességük szerint osztályozták a különböző Röntgen-sugarakat. Ezért beszélünk nagy áthatolóképességű, ú. n. kemény sugarakról és könnyen elnyelhető ú. n. lágy sugarakról és ennek megfelelően kemény és lágy Röntgen-lámpákról. A keménység azt a szerepet játsza a Röntgen-fénynél, mint a szín a látható fénynél. A mióta Laue nyomán tudjuk mérni a Röntgen-sugarak hullámhosszúságát, a keménység fogalmát közelebbről meghatározhatjuk, a mennyiben keménység alatt érthetjük a sugárzás frekvenciáját, a rezgésszámot

$$\nu' = \frac{1}{\tau} = \frac{c}{\lambda}\text{-t,}$$

vagy a hullámszámot

$$\nu = \frac{1}{\lambda}\text{-t.}$$

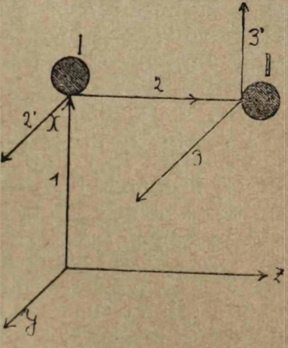
Nyilván $\nu' = c\nu$ és ν' mérete sec.$^{-1}$, míg ν mérete cm^{-1}. ν' jelenti az 1 másodperc alatt végzett rezgések számát, ν jelenti az 1 centiméternyi útra eső hullámhosszúságok számát.*) Nagy keménységű Röntgen-fény alatt tehát nagy frekvenciájú, kicsiny hullámhosszúságú sugarakat értünk, míg a lágy sugaraknak nagy a hullámhosszúsága és kicsiny a rezgésszáma.

163. A másodlagos és harmadlagos Röntgen-sugárzás. Ha a Röntgen-lámpából kilépett Röntgen-sugarak valamely testre esnek, akkor az egyrészt Röntgen-sugarakat bocsát ki magából, ezek a másodlagos (szekundär) Röntgen-sugarak, másrészt katódsugarakat, ezek a másodlagos katódsugarak. A másodlagos sugarak által ért testekből analóg módon indul ki a harmadlagos Röntgen-sugárzás. A másodlagos Röntgen-fény keménységére vonatkozólag egyelőre csak azt jegyezzük meg, hogy azt a primär Röntgen-sugárzás keménysége szabja meg és hogy az a primär Röntgen-fény keménységénél nagyobb nem lehet.

164. A másodlagos és harmadlagos sugárzás polározása. A másodlagos és harmadlagos Röntgen-fény polározási viszonyai alapján sikerült Barklá-nak kimutatni, hogy a Röntgen-fény nem longitudinális, hanem tranzverzális elektromágneses rezgés.

* Bizonyos esetekben frekvencia alatt értjük a 2π másodperc alatt végzett rezgések számát, $\frac{2\pi}{\tau}$-t.

A polározott fénynél ugyanis a hullám rezgési állapota a tovaterjedés irányán keresztül fektethető végtelen sok sík közül egyet kitüntet. Az egyenesben poláros fénynél ez a polározás síkja, melyben a mágneses vektor rezeg, vagy a reá merőleges rezgési sík, melyben az elektromos vektor rezeg. Ilyen kitüntetett sík longitudinális rezgéseknél nem lehetséges. Az a tény tehát, hogy a másodlagos sugárzás poláros (még pedig egyenesben), a Röntgen-fény tranzverzalitása mellett bizonyít. Hogy megérthessük, hogy analizátor (N i c o l-féle hasáb) hiányában hogyan lehet megállapitani a Röntgen-fény polározott voltát, néhány szót kell szólanunk a másodlagos és az elsőleges Röntgen-fény keletkezésének a mechanizmusáról. Mint látni fogjuk, az anyagok atomjai egy pozitív töltésű magból és elektronokból állanak. Ha az atomokat bizonyos frekvenciájú (keménységű) primär Röntgen-hullám éri, az abban rezgő elektromos erő az elektronokat ugyanoly frekvenciájú rezgésekre kényszeríti és pedig e kényszerrezgések elmozdulási iránya megegyezik a hullámban rezgő elektromos erőnek az irányával. Az ilyen rezgő elektron azonban a 126. pont értelmében elektromágneses sugárzást bocsát ki magából minden irányban, melynek frekvenciája ugyanakkora, mint az elektroné, vagyis a primär Röntgen-fényé. Ha így fogjuk fel a másodlagos sugarak keletkezését, érthető, hogy a primär sugárra merőleges irányban haladó másodlagos Röntgen-fény lineárisan van polározva és pedig az elektromos vektor a másodlagos sugárban merőleges az elsőleges és másodlagos Röntgen-fény tovaterjedési irányai által meghatározott síkra. Ha pl. (195. ábra) a primär Röntgen-fény az x tengely irányában haladva éri az I. anyag atomjait, akkor a primär Röntgen-hullámban az elektromos erőnek a tranzver-

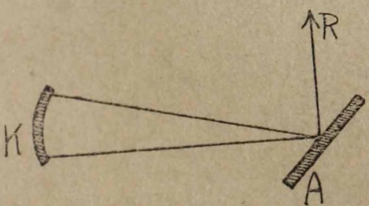


195. ábra.

zalitás folytán nem lévén x-menti összetevője, az *I.* atomjaiban kikényszerített elektron-rezgések is mind az yz-síkkal párhuzamos síkokban mennek végbe. A z-tengelylyel párhuzamosan haladó másodlagos sugárban az elektromos erő iránya a 126. pont értelmében az elektron y-menti elmozdulásának irányával párhuzamos, a z-menti összetévő a tranzverzalitás miatt nem érvényesülhet, a 2 irányban haladó másodlagos sugárzás tehát lineárisan van polározva. Erről analizátor hiányában úgy győződhetünk meg, hogy a másodlagos sugárzással harmadlagos sugárzást gerjesztünk a *II.* anyag atomjaiban és megvizsgáljuk annak intenzitását az xy-síkkal párhuzamos 3, 3′ irányokban. Ha a 2 lineárisan van polározva úgy, hogy az elektromos erő benne párhuzamos az y-tengelylyel, akkor kell, hogy a harmadlagos sugárzás intenzitása a $3' \parallel x$ irányban maximum, a $3 \parallel y$ irányban pedig zérus legyen. A mennyiben Barkla mérései szerint az xy-síkkal párhuzamos harmadlagos sugárzásban az intenzitás tényleg így oszlik meg, ezzel igazolva van a 2 irányban haladó Röntgen-fény lineáris polározottsága és egyszersmind a primär hullám tranzverzalitása.

165. A primär Röntgen-sugárzás összetétele. A fehér Röntgen-fény. Barkla vizsgálatai szerint azonban már a másodlagos Röntgen-fény intenzitása sem teljesen egyenlő az egymásra merőleges $2' \perp 2$ irányokban, a miből a primär sugárzás részleges polározottságára következtethetünk, vagyis arra, hogy a primär sugárzás polározott és nem polározott hullámoknak a keveréke.

Kérdés, hogyan keletkezik a primär sugárzásnak e két része? Tudjuk, hogy a primär Röntgen-fény ott keletkezik, a hol a katódsugarak elektronjait az antikatód megállítja, a hol a katódsugárban repülő elektronok tehát elvesztik sebességüket. Miközben sebességük zérusra csökken, negativ vagyis eredeti sebességükkel ellenkező irányú gyorsulásuk van. A gyorsuló elektron pedig a 126. pont értelmében elektromágneses sugárzás centruma, mely sugárzásban az elektromos erő párhuzamos és arányos az elektron gyorsulásának a sugárzás irányára merőleges összetévőjével. A katódsugárban repülő valamennyi elektron sebessége első megközelítésben egymással párhuzamos lévén, ezen sebességek lefékezése alkalmával fellépő (negatív) gyorsulások is mind párhuzamosak lesznek a katódsugarak irányával, vagyis a keletkező primär Röntgen-fénynek egyenesben polárosnak kell lennie, az erőssége első megközelítésben (lassú katódsugaraknál) a legnagyobb kell hogy legyen a katódsugár irányára merőleges irányokban és végül minden irányban annál erősebbnek kell lennie, minél nagyobb az elektronok (negatív) gyorsulása vagyis eredeti sebessége. A tapasztalat ezzel összhangzásban arra az eredményre vezetett, hogy a primär Röntgen-fény erőssége (és keménysége is) annál nagyobb, mennél nagyobb az elektronok sebessége a katódsugárban és hogy a primär Röntgen-fény poláros része egyenesben van polározva és benne az elektromos erő a katódsugár és a primär Röntgen-sugár által meghatározott síkban fekszik. A primär Röntgen-fénynek ezt a poláros részét,



196. ábra.

eredetét feltüntetendő, f é k e z é s i s u g á r z á s n a k is szokás nevezni. A fékezési sugárzás polározása is azonban egy bizonyos mértékig határozatlan, amennyiben a katódsugarak nem egy párhuzamos, hanem kissé konvergens nyalábot alkotnak, (196. ábra), továbbá a katódelektronok fékezésük tartama alatt az antikatód anyagának atomjaiba és elektronjaiba való ütközésük következtében még irányváltozásoknak vannak kitéve, gyorsulásuk nem mindig párhuzamos az eredeti katódsugár irányával és ezáltal is hozzájárulnak a primärsugárzás polározásának bizonyos mértékű határozatlanságához. Kérdés, hogy milyen lesz a fékezési sugárzás spektruma? Nyilvánvalóan folytonos, a mit könnyen beláthatunk, ha meggondoljuk, hogy bár az elektron fékezése nem periódikus jelenség, mégis a fékezés időtartama alatt az elektron gyorsulását és a vele arányos elektromos vektort is a fékezés következtében kibocsátott Röntgen-hullámban mint az idő függvényét a Fourier-féle theoréma értelmében végtelen sok növekvő rezgésszámú periódikus (harmónikus) rezgésre bonthatjuk fel épen úgy, mint a húr egyszeri megpendítése alkalmával keletkező hang az alaphangra és a felhangok végtelen sorára bontható fel. A fékezési sugárzást tehát mindenesetre végtelen sok harmónikus rezgés szuperpoziciójának eredménye gyanánt foghatjuk fel. A fékezési sugárzás Röntgen-spektroszkópikus vizsgálata ezt megerősítette úgy, hogy a fékezési sugárzást, minthogy spektruma folytonos, mint pl. a fehéren izzó szilárd testeké, fehér Röntgen-fénynek is szokás nevezni. A fehér Röntgen-fény színképében előforduló rezgésszámok végtelen sorában mindenesetre van egy rezgésszám-intervallum, mely maximális erősséggel van a színképben képviselve. Ez szabja meg a spektrum uralkodó színét, a fékezési sugárzás keménységét. A fékezési sugárzás keménysége független az antikatód anyagi minőségétől, azt a Röntgen-lámpa feszültsége szabja meg. A mint a szilárdan izzó test folytonos színképében az intenzitás-maximum az izzó test hőmérsékletének emelkedésével eltolódik nagyobb frekvenciák felé, úgy a fékezési sugárzás keménysége is fokozódik a Röntgen-lámpa elektródjain alkalmazott feszültségkülönbség növelésével. Míg azonban a fehéren izzó test folytonos színképében a sugárzás erőssége a növekedő frekvenciák felé asymptotikusan közeledik zérushoz, addig a fehér Röntgen-fény folytonos színképének a növekedő frekvenciák felé éles határa van. E rövid hullámhosszúságú éles határ helyzete szintén független az antikatód anyagi minőségétől, a Röntgen-lámpa feszültsége által meg van szabva és annak növelésével azzal arányosan szintén eltolódik kisebb hullámhosszak felé. A fehér Röntgen-fény rövid hullámhosszúságú éles határának a keletkezését annak a képnek az alapján, melyet a fékezési sugárzás keletkezéséről magunknak az imént alkottunk, s a mely kép a sugárzás keletkezésének klasszikus elektromágneses felfogása alapján áll, megmagyarázni nem tudjuk, mert hiszen a Fourier-féle sor egy végtelen sor, az éles határ a növekvő frekvenciák felé pedig azt jelentené, hogy a sornak csak véges számú tagja van. Az ú. n. kvantumelmélet, midőn erre vonatkozólag felvilágosítással szolgál, túlmegy a klasszikus elmélet eredményein.

166. A jellemző sugárzás. Barkla vizsgálatai szerint azonban az elektron-fékezés révén keletkezett, polározott fehér Röntgen-fényen kívül van a primär-sugárzásnak egy másik, nem polározott alkatrésze is. Mint a Röntgen-spektroszkópia kiderítette, a primär-sugárzás másik nem polározott részének, ellentétben a polározott fehér Röntgen-fénynyel, vonalas színképe van, vagyis a nem polározott rész néhány monochromatikus hullámból áll. E monochromatikus hullámok keménysége függ az antikatód anyagi minőségétől. Mennél nagyobb az antikatódot alkotó elem atomsúlya, pontosabban a rendszáma (149. pont), annál nagyobb a monochromatikus hullámok rezgésszáma. A nem polározott monochromatikus primär Röntgen-fény keménysége tehát jellemző az antikatód anyagára, azért a primär sugárzás e másik részét jellemző sugárzásnak, vagy sajátos sugárzásnak is szokás nevezni. A jellemző sugárzás annál nagyobb erősségben jelentkezik, mennél nagyobb az antikatód atomsúlya. Az atomsúlylyal tehát nemcsak a jellemző sugárzás keménysége, hanem erőssége is növekszik. A kicsiny atomsúlyú anyagok jellemző sugárzásának intenzitása kicsiny és a sugárzás igen lágy, úgy hogy a levegőn már igen rövid úton abszorbeálódik. Ha az antikatódot kis atomsúlyú anyagokból készitjük, akkor a primär sugárzás lényegében a polározott fehér Röntgen-fényből áll. Viszont a nehéz fémek, pl. platina, wolfram nagy intenzitású és igen kemény jellemző sugárzást bocsátanak ki. A jellemző sugárzás fellépéséhez szükséges, hogy a katódsugarak sebessége, vagyis a Röntgen-lámpa feszültsége egy bizonyos minimális határértéknél nagyobb legyen. Ha a feszültséget ezen túl növeljük, a jellemző homogén sugárzásnak csakis intenzitása változik, keménysége azonban nem, minthogy azt az antikatód anyagi minősége szabja meg. Ezek alapján a jellemző Röntgen-fény keletkezését annak tulajdonítják, hogy a katódsugarak elektronjai az antikatód atomjainak elektronjaiba ütközve, azokat stabil helyzetükből (pályájukból) kiemelik, kilökik és ez által alkalmat adnak az antikatód atomjaiban lévő elektronoknak arra, hogy stabil egyensúlyi helyzetükbe való visszatérésük közben bizonyos, az antikatód atómját jellemző rezgésszámú elektromágneses hullámokat bocsássanak ki. A katódsugárzás elektronjai csak kiváltják az antikatód atómjainak elektronjainál a sajátos frekvenciákat, csak megindítják az emisszió folyamatát, a mennyiben a Röntgen-lámpa feszültsége folytán ahhoz elegendő energiával rendelkeznek és ennek következtében érthető, hogy a kibocsátott elektromágneses sugárzás nincsen polározva és hogy a sugárzást kiváltó katódsugaraknak a sugárzás rezgésszámára semmiféle befolyásuk nincsen.

167. Épúgy, mint a primär sugárzásban, a másodlagos Röntgen-sugárzásban is megkülönböztethetünk két részt, a polározott fehér Röntgen-fényt és a monochromatikus hullámokból álló, nem polározott jellemző sugárzást. A másodlagos sugárzás polározott, fehér része, a melyet itten, ha keletkezését jellemezni óhajtjuk, szétszórt sugárzásnak is nevezhetünk, mint a 164. pontban láttuk, a primär sugárzás rezgései által lesz kikényszerítve. Ennek következtében folytonos színképe (keménysége) ugyanaz, mint a primär sugárzásé. A másodlagos jellemző sugárzás sajátságai, intenzitása és egyes vonalainak keménysége viszont ugyanúgy függenek a primär sugárzás által ért elemek anyagi minőségétől, illetve atomsúlyától (rendszámától), mint a hogy a primär sugárzás jellemző részének sajátságai függenek az antikatódot alkotó elem rendszámától. Ha a primär Röntgen-fénynyel nagy atomsúlyú elemeket világítunk meg, nagy erősségű és keménységű jellemző sugárzást kapunk. Ha a primär vagy másodlagos Röntgen-fényt viszont kis atomsúlyú anyagokra bocsátjuk, a keletkező másodlagos, illetve harmadlagos sugárzás lényegében szétszórt és polározott fehér Röntgen-fényből áll, mert a kis atomsúlyú anyagok amúgy is

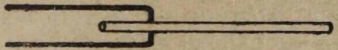
kicsiny intenzitású jellemző sugárzását lágyságuk következtében a levegő rövid úton elnyeli. Ezért Barkla a Röntgen-fény polározására vonatkozó vizsgálatainál, melyekkel a Röntgen-sugárzás tranzverzalitását kimutatta és melyeknél a nem polározott jellemző sugárzás zavarólag hatott volna, kis atomsúlyú, vagy más szóval könnyű anyagokat, pl. szenet, paraffint használt, melyeknek jellemző sugárzásától a levegő abszorpciója révén könnyen megszabadult.

A másodlagos sugárzás jellemző részének kiváltása a primär sugárzás által csak akkor lehetséges, ha a primär sugárzás keményebb, mint a jellemző sugárzás monochromatikus hullámai. A fluoreszkálásra vonatkozó Stokes-féle szabálylyal való ezen analógia alapján Barkla a jellemző sugárzást fluoreszkálási sugárzásnak is nevezte. Ez az elnevezés annyiban is találó, mert a jellemző sugárzás keménysége épúgy független a kiváltó primär sugárzás keménységétől, a mennyiben a kiváltás egyáltalában létrejön, mint a fluoreszkálás alkalmával kibocsátott fény színe független a fluoreszkálást kiváltó fény színétől; a jellemző sugárzást az atomban rezgő elektronok szabják meg épúgy, mint a fluoreszkálás fényét a fluoreszkáló test anyagi minősége.

168. A Röntgen-fény által létesitett árnyékképek. Említettük már, hogy a Röntgen-sugaraknak igen nagy az áthatoló képességük és hogy különben egyenlő körülmények között a sűrűbb anyagok a Röntgen-fényt jobban elnyelik, mint a kevésbbé sűrű anyagok. Ennek következtében a ritkább anyagba beágyazott sűrűbb anyagok, pl. fatokban lévő rézsúlyok árnyékot vetnek, mert a réz erősebben nyeli el a Röntgen-fényt, mint a fa. Ezeket az árnyékképeket akár a bariumplatincyanürrel bekent fluoreszkáló ernyőn szemlélhetjük, akár a fényképezőlemezen rögzithetjük. Már maga Röntgen volt az első, ki átvilágított kezét, a csontok sötét árnyékát fluoreszkáló ernyőn szemlélte és reámutatott az általa felfedezett sugaraknak az orvosi gyakorlatban, a diagnosztikában való fontosságára. Természetesen különböző keménységű sugarak jöhetnek tekintetbe a szerint, hogy milyen testrészek átvilágításáról van szó. A kéz és vég-tagok átvilágításához lágyabb, a mellkas és még inkább a medence átvilágításához keményebb sugarak szükségesek. Bizonyos therapiai célokra szintén nagyon kemény sugarak szükségesek. Láttuk, hogy a Röntgen-lámpa által kibocsátott (fehér) sugarak keménysége annál nagyobb, mennél nagyobb a lámpa elektródjain alkalmazott feszültség. A Röntgen-lámpa megkíván egy bizonyos minimális feszültséget ahhoz, hogy az elektromos áram a lámpán keresztül menjen, hogy a katódon a katódsugárzás létrejőjjön. A normális nyomású levegő ugyanis elég jól szigetel, az elektromos vezetőképessége csekély. A nyomás csökkenésével a vezetőképesség növekszik, elér egy maximumot, a melyen túl ismét a levegő szigetelőképessége növekszik; mennél kisebb ezen túl a nyomás, annál jobban megközelítjük az abszolut vákuumot, mely tökéletesen szigetel. A Röntgen-lámpák vákuumával túl vagyunk e maximumon, mennél kisebb a gáz nyomása a lámpában, annál nagyobb az a feszültség, mely szükséges ahhoz, hogy a lámpán az áram egyáltalában átmenjen. A kemény Röntgen-lámpákat tehát jobban kell evakuálni, mint a lágyakat. A lámpák a használat következtében maguktól keményednek. Ez javarészben arra vezethető vissza, hogy az elektrodokról (katódról) elporladó fémrészek a lámpa gáztartalmát abszorbeálják. Ez különösen akkor áll elő, ha a lámpát rosszul kezelik, ha csak rövid időközökre is, az antikatód szerepel katód gyanánt, mert annak anyaga a *Pt* mint katód nagyon könnyen porlad. Ha a lámpa keménysége ily módon egy bizonyos határon túl növekszik, átvilágításokra hasznavehetetlenné válik, mert a túlkemény sugarak elnyeletése az emberi test különböző sűrűségű részeiben aránylag kevéssé különbözik egymástól és ezáltal az árnyékképek kontrasztja elvész.

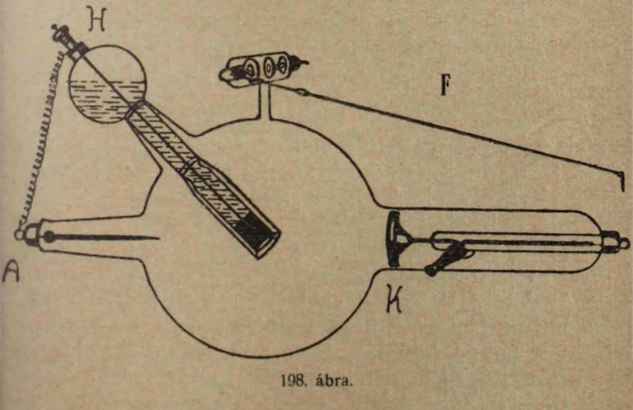
169. A Röntgen-lámpák keménységének szabályozása. Különböző berendezések segítségével a lámpák ismét lágyabbakká tehetők. A 197. ábrában látható szabályozó egy kis palladiumcsövecske, mely a Röntgen-lámpa egy kis nyúlványába van beforrasztva. Ha a kinyuló végét borszeszlánggal gyenge vörösizzásig hevítjük, a lángból hidrogént vesz fel, a melyet lehűléskor részben a Röntgen- lámpa belsejének ad át.

Más szabályozók úgy működnek, hogy valami módon szabaddá teszik a gázokat, a melyeket valamely a lámpa belsejében elhelyezett anyag, pl. szén, csillám-



197. ábra.

lemezkék, stb. elnyelt. Az elnyelt gáz szabaddá tételére magát a Röntgen-lámpát tápláló elektromos áramot lehet felhasználni. A 198. ábrában látható egy ilyen automatikusan működő regenerátor. A Röntgen-lámpa *T* alakú toldalékában van elhelyezve egy aluminium-rudacskán néhány csillámlemez, melyek gázokat adnak le, ha az aluminiumrudacska katód. Az *F* egy merev drót, mely irányitható és ez által csúcsát a katódhoz tetszésszerint közelíthetjük vagy távolíthatjuk. Ha a cső túlkemény, az áram nem a rendes úton halad, hanem a kisebb ellenállású utat választva *K*-nál *F*-re ugrik át, az aluminiumrudacska katód lesz, gázt ad le, a cső ke-



198. ábra.

ménysége csökken. Ha ilyen segédkatódokon *Pt*-át porlasztunk el, a lámpa keménységét növelhetjük és ilyen módon bizonyos határok között a Röntgen-lámpák keménysége szabályozható.

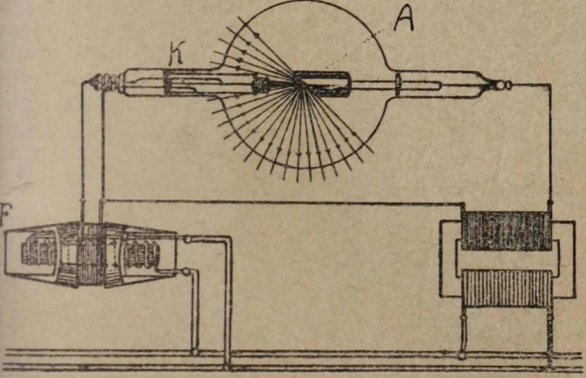
170. A Röntgen-pillanatfelvételekhez szükséges nagy intenzitású és különösen therapiai célokra szükséges nagy keménységű sugarak előállitása céljából a feszültséget gyakran igen nagynak kell választani. Említettük, hogy a katódsugarak energiájának nagy része az antikatódon hővé alakul át. Mennél nagyobb az elektronok sebessége a nagy feszültség következtében, annál nagyobb a fejlődő hő. Ennek eltávolítására az antikatódon különböző hűtőberendezéseket alkalmaznak. Legprimitívebb módja a hűtésnek, ha az antikatód vastag fémrudat alkot, mely a fejlődő hőt kivezeti és egy nagyfelületű, bordaszerű hűtőtest közvetítésével átadja a környező levegőnek. Vannak vizhűtésre berendezett antikatódok is. Különösen beváltak azok, melyeknél az antikatódot tartó üvegcső egy vizet tartalmazó *H* hűtőgömbben (198. ábra) végződik. A gömbben lévő víz az antikatódon fejlődő hő következtében forrásba jön. A víz nagy párolgási hője gondoskodik az antikatódon fejlődő hő gyors elvezetéséről. A berendezés előnye az is, hogy a víz nem melegedhetvén 100° C fölé, az antikatód és a lámpa hőmérsékletét állandósítja.

Az antikatódokat platina, iridium, tantál vagy wolfram-lemezekkel borítják nemcsak azért, mert ezeknek olvadáspontja igen magas és így magas hőmérsékleteket kibírnak, hanem azért is, mert ezek atomsúlya nagy lévén, a belőlük készült antikatódok a fehér fékezési sugárzás mellett erőteljes, kemény jellemző sugárzást is adnak. A wolfram különben a platinához viszonyítva oly olcsó, hogy tömör tömbökben alkalmazható antikatód gyanánt.

171. A Röntgen-lámpákat általában induktóriumok vagy magasfeszültségű transzformátorok váltakozó áramával táplálják. Ezt egyirányúvá kell tenni, mert, mint láttuk, lényeges, hogy mindig ugyanaz az elektród legyen a lámpa katódja. Erre szolgálnak a különböző egyenirányító szelepberendezések, melyeknek működéséről itt helyszűke miatt nem szólhatunk.

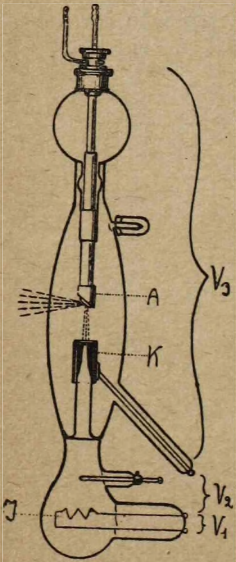
172. **A gázmentes Röntgen-lámpa.** A különböző regenerátorokkal a Röntgen-lámpák keménysége csak bizonyos szűkebb határokon belül szabályozható. Nagyon tág határok között lehetséges ez a szabályozás a

Coolidge által szerkesztett lámpáknál. A Coolidge-lámpa energikus és hosszantartó szivattyúzással az elérhető legnagyobb vákuumig ki van szivattyúzva úgy, hogy a legnagyobb feszültség sem képes a lámpán az áramot áthajtani, mert nincsenek a lámpában gázatomok, melyekről leváló elektronok a katódsugárzás alakjában az áramot közvetíthetnék. A kisülés különös intézkedés nélkül inkább megkerüli a lámpa belsejét és a külső normális nyomású levegőben halad. Coolidge ezért felhasználja a fémeknek azt a tulajdonságát, hogy izzó állapotban elektronokat bo-



199. ábra.

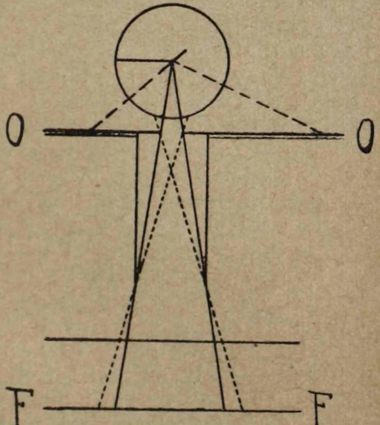
csátanak ki magukból. A katódot magas hőmérsékleten olvadó fémből (wolfram) készült drótspirális alkotja, melyet egy külön fűtőáram izzásba hoz és így nyerjük az elektromos áram közvetítéséhez, a katódsugárzáshoz szükséges elektronokat. A katód hőmérsékletének emelésével az izzó katódból kilépő elektronok száma, az áram erőssége rohamosan növekszik. A 199. ábrában látható egy Siemens-féle Coolidge-lámpa sematikus rajza az elektromos áramforrás kapcsolásával együtt. A katód egy wolframdrótspirális, melyet az *F* fűtőtranszformátor árama izzít. Az *M* magasfeszültségű transzformátor szekundärtekercse adja az elektronok sebességét megszabó lámpafeszültséget. Ez utóbbi az *M* transzformátor áttételének változtatásával változtatható. Az izzó katódból kilépő elektronok száma a katód hőmérsékletétől függvén, a katódsugárzás és vele együtt a Röntgen-sugárzás intenzitását a fűtőáram erősségével lehet szabályozni. Viszont a Röntgen-sugárzás keménysége az elektronok sebességétől függvén, a lámpa keménysége azzal a feszültséggel szabályozható, melyet a magasfeszültségű transzformátor a katód és antikatód között létesít. A Coolidge-lámpa előnye tehát az, hogy egymástól függetlenül és igen tág határok között lehet a Röntgen-sugárzás erősségét és színét (keménységét) változtatni. A keménység változtatása természetesen a fékezési sugárzásra vonatkozik, mert hiszen a jellemző sugárzás hullámhosszait az antikatód (wolfram) anyaga minősége szabja meg. A Siemens—Coolidge-lámpa további előnye, hogy nem igényel külön áramegyenirányító szelepberendezést, mert a lámpa maga mint szelep működik, az áramot csak egy irányban engedi át úgy, hogy mindig az izzó elektród legyen a katód. Az áram ellenkező fázisánál ugyanis, mikor az antikatód negatív, az izzó katód pedig pozitív elektromos lesz, az izzó katódból előkerült elektronok nem indulnak meg a pozitív töltésű izzó katód környezetéből a negatív töltésű antikatód felé.



200. ábra.

Gázmentes Röntgen-lámpa a 200. ábrában látható Lilienfeld-lámpa is. A *J* izzó spirális hőmérséklete és a fűtőáram erőssége ennél állandó. V_1 = állandó. Az áram erősségének vagyis a *J*-ből kilépő elektronok számának a változtatása a *J* és a kifúrt *K* katód között néhány száz, usque 2000 Volt feszültségkülönbséggel létesitett ú. n. gyujtóáram erősségének, vagyis a J és K közötti V_2 feszültségkülönbségnek a változtatásával történik. A kifúrt katódon áthaladt elektronok a K és A közötti nagy V_3 feszültségkülönbség következtében nagy sebességre tesznek szert és úgy ütköznek az A antikatódba. A K és A közötti feszültségkülönbség változtatásával lehet tehát a lámpa keménységét szabályozni épúgy, mint a Coolidge-lámpánál. A Lilienfeld-lámpa vízhűtésre van berendezve.

173. A diafragmák szerepe Röntgen-felvételeknél. Mindazon testekből, melyeket Röntgen-fény ér, másodlagos sugárzás indul ki. Így pl. maga a Röntgen-lámpa üvegfala és egyéb alkatrésze, melyet Röntgenfény ér, szintén másodlagos sugárzás forrása lesz. Ezek a másodlagos sugarak az antikatódból kiinduló primär sugárzás által létesitett árnyékképet elmosódottá teszik, elfátyolozzák. De nemcsak a Röntgen-lámpa alkatrészei, hanem a lámpát környező levegő, az átvilágított testrészek maguk, és a sugarak útjába eső más tárgyak, pl. a fényképezőlemezt tartalmazó kazetta falai is másodlagos sugárzási források lesznek, melyek sugarai szintén hozzájárulnak a felveendő árnyékkép elfátyolozásához. Megjegyzendő, hogy a másodlagos sugarak keménysége könnyű testeknél, melyeknél a sugárzás lényegében fehér szétszórt Röntgen-fényből áll, ugyanakkora, mint a primär sugárzásé. A másodlagos sugárzás e zavaró hatásának kiküszöbölésére diafragmákat alkalmaznak, néhány mm vastag ólomernyőket, melyekbe megfelelő alakú és nagyságú nyílás van vágva. Igen hatásos a 201. ábrában látható cső-



201. ábra.

d i a f r a g m a, mely tulajdonképen két diafragma, a cső két végén lévő két nyílásnak megfelelően. Az *OO* ólomernyőből lenyúló 10 cm átmérőjű ólomcső hossza 22 cm, a felső, a lámpa felé fordított nyílás átmérője 3 cm. A felső nyílást a lámpától kb. 2 cm-nyire helyezik el, míg az *F* fényképező-lemez, vagy fluoreszkáló ernyő kb. 20—25 cm-nyire a cső alsó nyílása alá, az átvilágított testrész mögé kerül. A diafragmát úgy kell elhelyezni, hogy az antikatód a cső tengelyében legyen. A csődiafragma a Röntgen-lámpából kiinduló másodlagos sugárzás zavaró hatását erősen csökkenti, az átvilágított testrészekből kiinduló másodlagos sugárzás zavaró hatása azonban csak annyiban csökken, hogy a diafragma megakadályozza a szomszédos, felvételre vagy átvilágításra nem szoruló testrészek megvilágítását és így másodlagos sugárzását. A tényleg átvilágított testrészek másodlagos sugárzása azonban megmarad és annál jobban zavar, mennél vastagabb az átvilágított testrész. Mennél vastagabb testrészt kell átvilágítani, annál keményebb sugarakat kell használni, a mivel együtt a másodlagos sugárzás keménysége is nő. A vastagsággal tehát a másodlagos sugárzás forrása is kiterjedtebb lesz és keménysége is növekszik. Az átvilágított testrészekből kiinduló másodlagos sugárzás zavaró hatásának megszüntetésére szerkesztette B u c k y az ú. n. l é p d i a f r a g m á t. Ez a diafragma, mely az átvilágított testrész és a fluoreszkáló ernyő vagy fényképezőlemez közé kerül, 3—4 cm széles, élére állított rézszalagokból készült olyanféle hálószerű rácsos szerkezet, mint a méhek által készített lép. Ez a csődiafragmáknak egy rendszere, melynél ismét irányadó az, a mit az egyszerű csődiafragmáról mondottunk, hogy t. i. kell, hogy az antikatód a cső tengelyében legyen. A rézszalagok tehát úgy vannak elrendezve, hogy az egyes csövek tengelyei konvergálva az antikatódban messék egymást, hogy az antikatódból kiinduló primär sugárzás a cső tengelyével és a rézszalagok síkjával párhuzamosan akadálytalanul átmehessen az egyes diafragmákon. A másodlagos sugárzásból a lépdiafragma szintén csak azokat a sugarakat bocsátja át, melyek a primär sugarakkal párhuzamosan haladva a primär sugárzás árnyékképét nem zavarják, a primär sugarakhoz képest ferde irányban haladó, zavaró másodlagos sugárzást pedig elnyeli. A rézszalagok rendszere mint finom hálózat jelenik meg a fényképezőlemezen. A lépdiafragma használata mellett természetesen az átvilágítandó testrészek nem kerülhetnek közvetlenül a lemez szomszédságába, mert közbe kell a diafragmát elhelyezni. A lépdiafragma mindig ugyanoly távolban kell hogy legyen az antikatódtól, hogy az antikatód mindig az egyes csövek tengelyének metszéspontjába kerüljön.

A Röntgen-spektroszkópia.

174. Az előzőekben már néhány általános megjegyzést tettünk a különböző Röntgen-sugárzások színképeire vonatkozólag. Most rátérünk a Röntgen-spektroszkópia módszereire, melyekkel a Röntgen-spektrumokra vonatkozó ismereteinket szereztük. Láttuk a látható fény spektroszkópiájában, hogy a színkép előállítható az ú. n. rácsok segélyével. Hogy egy rács egy bizonyos hullámhossz-intervallumban a színkép előállitására alkalmas legyen, mint láttuk, szükséges, hogy a rács állandója nagyobb legyen, mint a tekintetbe jövő hullámhosszak, de ne legyen nagyon nagy, hanem a hullámhosszakkal összemérhető.

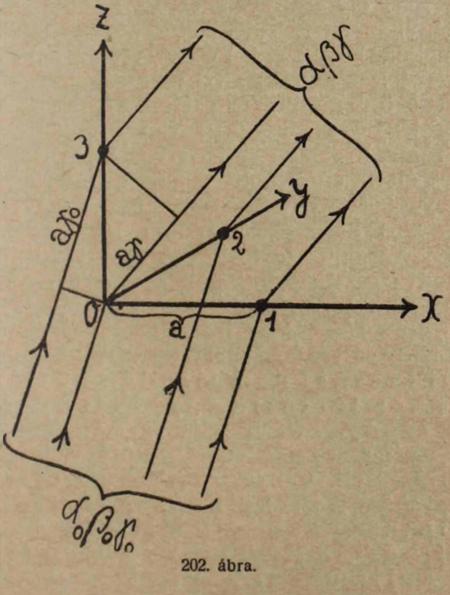
Egy kemény Röntgen-lámpa fényét egy ékalakú résre bocsátva, az előálló elhajlási jelenség alapján Sommerfeld a sugárzás hullámhosszúságának nagyságrendjéül 4×10^{-9} cm-t* nyert. Az összehasonlítás kedvéért idézzük emlékezetünkbe, hogy az ibolyaszínű fény hullámhosszúsága 4×10^{-5} cm, vagyis tízezerszer nagyobb. Már a látható fényben való használatra szánt rácsok előállítása nagy feladatot ró a műszerészre, gondolni sem lehetett tehát a Röntgen-fény színképének létesítéséhez szükséges rács mesterséges előállítására. A közönséges optikai rácsot másodlagos sugárzó centrumok aequidistans, szabályos sorozatának foghatjuk fel. Hasonlóképen a kétdimenziós kereszt-

*) 10^{-9} cm. egy ezermilliomod cm.

rácsot, mint a sugárzó centrumok kétdimenziós aequidistans szabályos sokaságát tekinthetjük.

A mineralógusok már régóta tanítják, hogy a kristályok szabályos alakja onnan ered, hogy a kristályos anyag molekulái, illetve atomjai szabályos elrendeződésben helyezkednek el egymás mellett. Egy kristály atomjai tehát egy aequidistans csoportokból álló három dimenziós, szabályos elrendezésű sokaságot, egy atomrácsot, vagy kristályrácsot alkotnak. M. von L a u e-nak támadt az a geniális ötlete (1912), hogy mivel primär Röntgen-sugarakkal való megvilágítás által az anyag atomjai a szétszórt másodlagos sugárzás centrumaivá (forrásaivá) lesznek és mivel a kristályokban az atomok egymástól való távolságának nagyságrendje (10^{-8} cm) valamivel nagyobb, mint a Röntgen-fény hullámhossza, magukat a kristályokat, a kristályrácsokat kell felhasználni a Röntgen-fény spektrumának az előállítására.

175. A térbeli rács. Vegyük szemügyre az egyszerű kubusos térbeli háromdimenziós rácsot, mely a 106. pontban tárgyalt keresztrácsból úgy keletkezik, ha az egymással párhuzamos (a z-tengelyre merőleges) síkú keresztrácsok sorozatát állítjuk fel úgy, hogy azoknak a z tengely mentén mért merőleges távolsága egyenlő legyen a-val, a keresztrács állandójával. A másodlagos sugárzó vagy egyszerűen szóró centrumok tehát egy a-élű kocka csúcsaiban lesznek elhelyezve. Ha mostan egy ily rácsra primär Röntgen-fényt bocsátunk, melynek iránya és az x, y, z tengelyek által bezárt szögek cosinusai, a beeső sugár iránycosinusai rendre α_0, β_0, γ_0 legyenek, akkor a szabályos rácsot alkotó szóró centrumok, Röntgen-fénynél a kristályt felépítő atomok minden irányban sugározni fognak. Vegyük tekintetbe pl. az α, β, γ iránycosinusok által meghatározott irányt. Minden atom sugározni fog ebben az irányban és az egyes atomok által kibocsátott hullámok a kristálytól nagy távolságban egy egységes hullámmá tevődnek össze. Ennek az egyes atomokból kibocsátott hullámok interferenciája révén keletkező eredő hullámnak azonban csak akkor lesz véges intenzitása, ha az egyes interferáló hullámok útkülönbsége a hullámhosszúság egész számú többszöröse. Ennek feltétele az, hogy két szomszédos sugárzó centrumból az $\alpha\beta\gamma$ irányban haladó sugarak útkülönbsége a hullámhossz egész számú többszöröse legyen. Bármely két más, nem szomszédos sugárzó centrumból az $\alpha\beta\gamma$ irányban kiinduló hullámok útkülönbsége ugyanis a szomszédos centrumokból kiinduló hullámok (sugarak) útkülönb-



202. ábra.

ségének egész számú többszöröse. Az O sugárzó centrumnak (202. ábra) három irányban vannak szomszédjai, az x, y és z tengely mentén. Ennek megfelelően három feltételt nyerünk arra vonatkozólag, hogy az $\alpha\beta\gamma$ irányban keletkező eredő hullám intenzitása maximum (vég[illegible]) legyen. A négyzetes keresztrácsra vonatkozó

$$a(\alpha-\alpha_0)=h_1\lambda \qquad (59)$$

és

$$a(\beta-\beta_0)=h_2\lambda \qquad (59')$$

feltételekhez járul harmadiknak a teljesen analóg

$$a(\gamma-\gamma_0)=h_3\lambda \tag{59''}$$

feltétel, ahol h_1, h_2 és h_3 egész számok.

Az (59) feltételek által megszabott $\alpha\beta\gamma$ irányban a kubusos kristályrácsot alkotó valamennyi atom által kisugárzott hullám erősíti egymást. Csakis ezekben az irányokban kapunk véges intenzitású sugarakat. Minden más oly irányban eredő hullám intenzitása, mely irányban a rácsot alkotó atomoknak (sugárzó centrumoknak) csak egy r é s z e erősíti egymás sugárzását, zérus lesz az (59) által megszabott irányban haladó eredő hullám intenzitásához képest.

Egy lényeges különbség van azonban a kubusos térbeli rácsnál előálló interferencia-jelenség és a keresztrács által elhajlított sugarak interferenciájának eredménye között. A keresztrácsnál épúgy, mint az egydimenziós közönséges optikai rácsnál, minden λ hullámhosszúsághoz tartozik egy bizonyos irány, melyben haladva az illető hullámhosszúságú sugarak (hullámok) egymást erősítik. A keresztrácsnál épúgy mint a közönséges rácsnál az interferencia eredménye gyanánt különböző rendű spektrumokat kapunk, míg a t é r b e l i r á c s n á l n e m m i n d e n h u l l á m h o s z- s z ú s á g h o z t a r t o z i k e g y b i z o n y o s e l h a j- l í t á s i i r á n y, hanem csak egyes kiválasztott hullámhosszúságú sugarak erősíthetik egyáltalában egymást kiválasztott irányokban, az interferencia eredménye gyanánt a t é r b e l i r á c s n á l m e g h a t á r o- z o t t i r á n y o k b a n e l h a j l í t o t t m e g h a t á- r o z o t t h u l l á m h o s s z ú s á g ú m o n o c h r o m a- t i k u s h u l l á m o k a t k a p u n k.

Ez könnyen belátható, ha meggondoljuk, hogy egy térbeli irány meghatározásához két független adat szükséges. A három iránycosinus, α, β és γ közül ugyanis csak kettő független a közöttük fennálló

$$\alpha^2+\beta^2+\gamma^2=1 \tag{59'''}$$

összefüggés miatt. Az α, β, γ három ismeretlen meghatározására tehát az (59), (59'), (59'') és (59''') alatti 4 egyenletünk van, vagyis eggyel több, mint az ismeretlenek száma. Nyilvánvaló tehát, hogy a 4 egyenletet a 3 ismeretlen csak λ-nak egészen speciális értékei mellett fogja kielégíthetni. λ-nak ezeket az értékeit meghatározhatjuk, ha λ-t α, β és γ mellé oda veszszük 4-ik ismeretlennek, a mikor is egy 4 egyenletből és 4 ismeretlenből álló rendszert kapunk, mely λ értékét is teljesen meghatározza.

Az (59), (59′) és (59″)-ből előálló

$$\alpha = \alpha_0 + h_1 \frac{\lambda}{a},$$

$$\beta = \beta_0 + h_2 \frac{\lambda}{a},$$

$$\gamma = \gamma_0 + h_3 \frac{\lambda}{a}$$

egyenleteket a négyzetre emelve és összeadva:

$$\lambda = -2a \frac{h_1\alpha_0 + h_2\beta_0 + h_3\gamma_0}{h_1^2 + h_2^2 + h_3^2}. \tag{60}$$

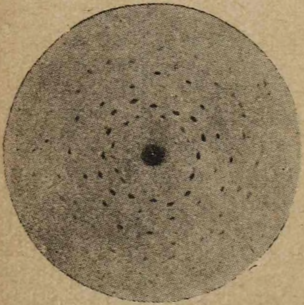
Ha tehát adva van a beeső fény iránya, $(\alpha_0, \beta_0, \gamma_0)$, a rács a állandója és az elhajlási jelenség (az interferencia) h_1, h_2, h_3 rendszáma, akkor az elhajlított hullám irányával együtt, mint (60)-ból látható, a hullámhosszúság is teljesen meg van határozva. Az elhajlított hullám irányát megkapjuk, ha λ értékét (60)-ból (59), (59′) és (59″)-be helyettesítjük.

De geométriailag is látható, hogy nem minden λ-hoz tartozik egy elhajlási irány. Az elhajlított sugárnak ugyanis rajta kell lenni azon a kúpon, melyet az x-tengely köré $2 \arccos \alpha$ nyílásszöggel boríthatunk, de (59′) szerint rajta kell lennie azon a kúpon is, melyet $2 \arccos \beta$ nyílásszöggel az y-tengely köré boríthatunk. A két kúp két E egyenesben metszi egymást, az elhajlított fény tehát az egyenesek irányában kell, hogy haladjon. Nyilván azonban csakis λ-nak meghatározott, diszkrét értékei mellett fog a z-tengely köré $2 \arccos \gamma$ nyílásszöggel borított kúp, amelyen (59″) szerint az elhajlított sugárnak szintén rajta kell lennie, az E egyenesen keresztülmenni.

Ha tehát ugyanoly (h_1, h_2, h_3) rendű interferencia mellett más hullámhosszúságú Röntgen-fényt akarunk elhajlítani, változtatni kell a beeső fény $\alpha_0, \beta_0, \gamma_0$ irányát, más szóval a kristályrácsot a primär Röntgen-sugár irányához képest forgatni kell.

Ha meghatározott α_0, β_0, γ_0 irányban Röntgen-fényt bocsátunk a kristályrácsra, akkor az a fehér Röntgen-fény folytonos színképéből bizonyos határozott hullámhosszakat kiválaszt és azokat bizonyos határozott irányokba hajlítja el.

Ha nem kubusos térbeli rácsokról van szó, hanem más, bonyolultabb kristályrendszereknek megfelelő rácsokról, akkor a formulák, melyek az elhajlított sugarak szinét, (keménységét), λ-t, továbbá (α, β, γ) irányát meghatározzák, bonyolultabbak lesznek, de az általános eredmény, mely szerint az elhajlított fényben a beeső fény folytonos színképének csak bizonyos kiválasztott színei, illetve kiválasztott színű (keménységű) keskeny részei vannak képviselve, érvényben marad.

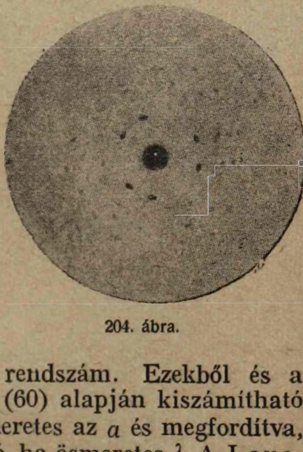


203. ábra.

176. A jelenségről fogalmat alkothatunk magunknak a L a u e, F r i e d r i c h és K n i p p i n g által 1912-ben nyert és immár klasszikus hírességű felvételek alapján, melyek a *ZnS* (zinkszulfid) kristály által elhajlitott Röntgen-sugarakra vonatkoznak.

A *ZnS* kristályrácsa kubusos ; a 203. ábrában látható felvétel alkalmával a kristálylemez, melyre merőlegesen egy keskeny Röntgen-fénynyaláb esett, a kocka lapjával párhuzamosan volt vágva és ugyancsak a kristálylemezzel párhuzamosan és a primär Röntgen-fény irányára merőlegesen volt felállítva a kristálylemez mögött a fényképezőlemez. A beesés tehát a kocka éle mentén történt, amely egy n é g y e s szimmetriatengely. Négy szimmetriasík megy rajta keresztül, kettő, mely a kocka éleivel és kettő, mely a kockalap diagonálisaival párhuzamos. Ennek megfelel, mint a felvételből látható, az elhajlított sugarak térbeli elrendezésének négyes szimmetriája. Ha egy bizonyos hullámhosszúságú sugár elhajlítási iránya benne fekszik valamelyik szimmetriasíkban, összesen 4 olyan színű sugarat kapunk, mindegyik szimmetriasíkban egyet. Általában, ha egy elhajlított sugár nem halad egy szimmetriasíkban, akkor 8 ugyanoly színű (keménységű) sugarat kapunk a szimmetria folytán, melyek mind egy, a primär sugár köré borított kúpnak alkotói, melyeknek nyomai a fényképezőlemezen tehát egy körön vannak, melynek középpontja az a pont, a hol a primär sugár érte a fényképezőlemezt. A primär sugár nyoma a fényképezőlemezen irradiáció folytán erősen meg van nagyobbodva.

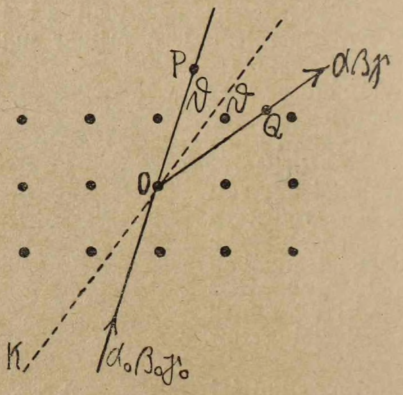
A 204. ábrában látható felvételkor a kristálylemez a kristályból úgy volt vágva, hogy a merőlegesen beeső Röntgen-fény a kocka diagonálisának irányában haladjon, mely egy hármas szimmetriatengely. Ennek megfelel a felvétel szimmetriája.



204. ábra.

177. Minden elhajlási irányhoz tartozik az interferenciát jellemző három rendszám. Ezekből és a beesés ($\alpha_0, \beta_0, \gamma_0$) irányából (60) alapján kiszámítható a λ hullámhosszúság, ha ösmeretes az a és megfordítva, kiszámítható az a rácsállandó, ha ösmeretes λ. A Laue-féle felfedezés ennek megfelelően két irányban értékesíthető. Először elemezni lehet ily módon a kristályok szerkezetét, másodszor, és a fénytan szempontjából ez a fontos, elő lehet állítani a különböző antikatódok Röntgen-fényének szinképét különböző lámpafeszültségek és áramerősségek mellett. A Röntgen-spektroszkopia szempontjából azonban szem előtt kell tartani, hogy a kristály a beeső Röntgen-fény szinképéből csak bizonyos, a szerkezete és a beeső fényhez viszonyított irányitása által meghatározott hullámhosszakat választ ki és hajlít el, ha tehát folytatólagosan az egész színképet elő akarjuk állítani, a kristálynak a beeső fényhez viszonyított irányítását változtatni, vagyis a kristályt a beeső fényhez viszonyitva forgatni kell.

178. **A térbeli rács szelektív elhajlítása mint szelektív visszaverődés.** A Röntgen-spektroszkopia módszereinek és a kristályrács által létesített elhajlási jelenség egész mechanizmusába való mélyebb betekintésnek



205. ábra.

szempontjából fontos, hogy a Röntgen-fénynek a kristályok által létesített szelektív elhajlítása úgy is felfogható, mint a kristály hálózati síkjain létesült szelektív visszaverődés. A kristály hálózati síkjai azok, melyeken az atomok szabályos hálózatban helyezkednek el. Kimutatható, hogy az a *K* sík (205. ábra), mely a beeső primär Röntgen-fény és valamelyik elhajlított (α, β, γ) sugár által meghatározott síkra merőleges és a kettő közötti 2ϑ szöget felezi, mindig egy hálózati síkja a kristálynak. Ezt a bizonyítást a Függelék 10. pontjában közöljük.

A beeső sugár és az elhajlított sugár által meghatározott sík tehát mindig merőleges egy hálózati síkra és a beeső sugár és a hálózati sík, valamint az elhajlított sugár és a hálózati sík által bezárt szögek egyenlők. Az elhajlított sugarat tehát úgy foghatom fel, mint a mely a hálózati síkon visszaverődött. Természetesen ez nem csak egy felületi visszaverődés, ez a kristály belsejében megy végbe, ebben az egymással párhuzamos hálózati síkok egész rendszere részt vesz. Ezért nem is szükséges, hogy a kristálynak határát képezze azok közül az egymással párhuzamos hálózati síkok közül valamelyik, a melyeken a visszaverődést létesítjük.

A hálózati síkok rendszerén létrejött belső visszaverődés, mint láttuk, kiválaszt bizonyos (60) által meghatározott hullámhosszakat és csak azokat veri vissza, a primär sugárzásban jelenlévő többi színek változatlanul folytatják útjokat a kristályon keresztül az $(\alpha_0, \beta_0, \gamma_0)$ irányban.

Az aequidistans síkok rendszerén létrejövő ily szelektív visszaverődéssel már látható fényben is találkoztunk. A Wiener-féle álló hullámok (96. pont) hoznak létre ily aequidistans síkokat a fényképezőlemez klorezüst rétegében, a melyeken keletkező szelektiv visszaverődést Lippmann színes fényképek előállítására használta fel.

A (60) alatti formulát a szelektív visszaverődés szempontjából értelmezve azt mondhatjuk, hogy a visszavert Röntgen-fény színe a visszaverő hálózati sík indexeitől, vagyis a szomszédos párhuzamos hálózati síkok merőleges távolságától és a beesés $(\alpha_0, \beta_0, \gamma_0)$ irányától, más szóval a beesés szögétől függ.

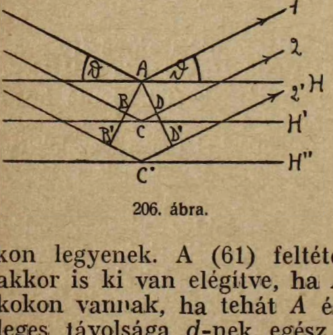
Ez szembetűnőbbé tehető, ha explicite előállítjuk, hogy miként függ λ a ϑ szögtől. A Függelék 10. pontja (8) formulájának értelmében

$$\sin\vartheta = \frac{n\lambda}{2d}, \tag{61}$$

a hol n a h_1, h_2, h_3 legnagyobb közös osztója (Függelék, 10. pont, 7 formula), d pedig a hálózati sikok merőleges távolsága (Függ., 10. pont, 5 formula). A (61) formula egyszerűen értelmezhető. Legyen H és H' (206. ábra) két szomszédos hálózati sík. Ha a beeső Röntgen-fény a síkokkal ϑ szöget zár be, a H és H' síkokon visszavert 1 és 2 sugarak BCD útkülönbsége egyenlő $2d . \sin \vartheta$-val. Hogy ezek a sugarak interferálva egymást erősítsék, ahhoz szükséges, hogy ez az útkülönbség a λ hullámhosszúság egész számú többszörösével legyen egyenlő:

$$2d . \sin \vartheta = n\lambda.$$

Természetesen, hogy az 1 és 2 sugarak egymást erősítsék, annak nem lényeges feltétele az, hogy az A és C pontok ugyanazon, a H-ra merőleges $\overline{AC}$ egyenesen feküdjenek. Az A pontot C-hez képest a H síkban akárhova eltolhatom és azért a (61) feltétel ki lesz elégítve. Nem lényeges tehát az sem, hogy az atomok az egyes síkokon belül egy szabályos hálózat pontjait alkossák, a mint az már a Lippmann-féle jelenséggel fennálló analógia alapján is kiderül, a melynél az ezüst-szemcsék az egyes síkokon belül egész rendszertelenül vannak eloszolva. Hasonlóképen nem fontos az sem, hogy az A és C pontok két szomszodos hálózati síkon legyenek. A (61) feltétel pl. (1 és 2'-re nézve) akkor is ki van elégítve, ha A és C' pl. a H és H'' síkokon vannak, ha tehát A és C'-nek a síkokra merőleges távolsága d-nek egész számú többszöröse.



206. ábra.

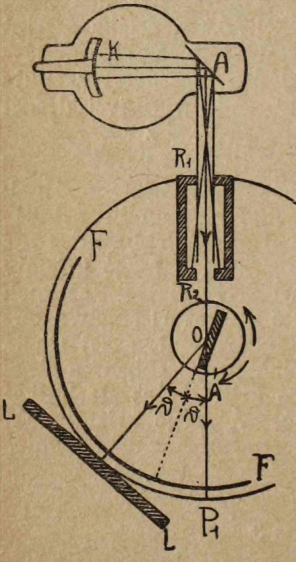
179. A forgó kristály módszere. A (61) feltételből rögtön kiolvasható a szelektív visszaverődés ténye, vagyis hogy a beesés szöge megszabja a visszavert nyaláb színét és látható egyszersmind közvetlenül az is, hogy a beesés szögének változtatásával, a kristály forgatásával folytonosan változtatható a visszavert nyaláb színe. W. H. Bragg és fia, W. L. Bragg mutatták meg, hogy a forgó kristály ily módon alkalmas a reá bocsátott primär Röntgen-fény színképének az előállítására és analízisére. A visszavert sugár ugyanis kétszer akkora szöggel fordulván el, mint a kristály, a forgó kristály a beeső primär sugárzásban foglalt különböző színű (keménységű) sugarakat hullámhosszúságuk szerint különböző irányokba szétteríti.

A *BCD* útkülönbség (206. ábra) és vele együtt a visszavert sugárzás hullámhosszúsága tangenciális beesésnél ($\vartheta = 0$) zérus és ϑ-val növekedve merőleges beesésnél eléri maximális értékét. Az n értéke szerint beszélünk elsőrendű, másodrendű, stb. visszaverődésről. A másodrendű visszaverődésnél visszavert λ_2 hullámhosszúság a fele az elsőrendű visszaverődésnél visszavert λ_1 hullámhosszúságnak, stb. $\lambda_2 = \frac{\lambda_1}{2}$, $\lambda_3 = \frac{\lambda_1}{3}, \ldots$ A különböző színképek tehát egymásba nyúlnak épúgy, mint a rácsoknál; a magasabbrendű színképek intenzitása azonban sokkal csekélyebb, mint az elsőrendűé. A leglágyabb sugarakat a forgó kristály elsőrendben merőleges beesésnél veri vissza, ezeknek hullámhosszúsága $\lambda = 2d$. Ez a visszavert sugár azonban összeesik a beeső primär sugárzással, azzal ellenkező irányban halad. A színképnek ebben a leglágyabb részében tehát a forgó kristályrács technikai okokból már nem használható. A forgó kristálynak, mint spektrumot előállító berendezésnek a felbontóképessége:

$$\frac{d\vartheta}{d\lambda} = \frac{n}{2d\cos\vartheta}.$$

A felbontóképesség tehát függ a beesés, illetve visszaverődés szögétől és a visszaverődés rendszámától, n-től. Mennél nagyobb ϑ, annál nagyobb a felbontóképesség, $\vartheta = \frac{\pi}{2}$-nél, merőleges beesésnél a felbontóképesség végtelen nagy. Épúgy, mint a közönséges optikai rácsnál, az n rendszámmal is növekedik a forgó kristályrács felbontóképessége. A magasabbrendű Röntgen-színképekben való észlelést azonban megnehezíti ezeknek csekély intenzitása.

180. A Röntgen-spektrometer. A 207. ábrában látható a forgó-kristályos Röntgen-spektrometer alaprajzának vázlata. A Röntgen-lámpa fényéből a cső-diafragma R_1 és R_2 ólomrése egy keskeny nyalábot határol el. A Röntgen-lámpát úgy kell felállítani, hogy az antikatód síkja közel egybeessen az R_1 és R_2 párhuzamos rések által meghatározott síkkal. (Az ábrában nem így van rajzolva.) Ezáltal növeljük az antikatód felületi fényerősségét és egyszersmind vonalalakú fényforrást kapunk. Az R_2-ből kilépő Röntgenfény a spektrometer A asztalkáján elhelyezett kristályra esik. Ez a kristály úgy van felállítva, hogy a visszaveréshez használt hálózati síkjai párhuzamosak legyenek a spektrometer O tengelyével. Kristály gyanánt igen gyakran kősót használnak, még pedig a kősónak azokat a hálózati síkjait, a melyek mentén könnyen hasad. Természetesen más kristályok is tekintetbe jönnek a szerint, hogy a színkép milyen keménységű vidékéről van szó (l. 182. pontot). A mint a kristályt az O tengely körül lassan forgatjuk, a primär Röntgen-fény fehér színképének különböző hullámhosszúságú sugarai a kristályról rendre különböző irányokban visszaverődve érik az FF fényképezőfilmet. A filmet egy körív mentén helyezzük el, melynek sugara egyenlő az $\overline{OR_1}$ távolsággal. P_1-ben éri a filmet az el nem térített primär sugárzás. Ehhez csatlakoznak a színkép legkeményebb sugarai és R_1 irányába halad a leglágyabb sugár, $\lambda_1 = 2d$.



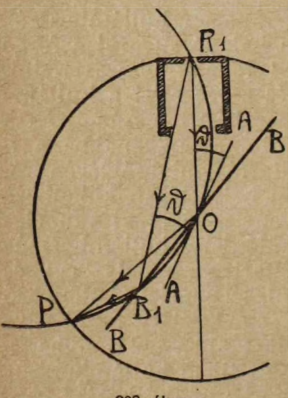
207. ábra.

Természetesen a sugárzás iónizáló hatása is felhasználható a sugárzás kimutatására. A filmet ekkor egy iónizáló kamrával helyettesítjük[1]), melyet a kristálylyal egyidejűleg kell forgatni, még pedig mindig kétszer akkora szöggel, mint a kristályt, hogy a visszavert sugárzás reá essék. Az iónizáló kamra használata akkor indokolt, ha a különböző hullámhosszúságú sugárzások erősségét akarjuk mérni. A hullámhosszak mérésére alkalmasabb a fényképező eljárás. Ez utóbbinál a csődiafragma második rése, R_2 lényegesen nagyobbnak választható, mint R_1 (207. ábra). Ez által az R_1-ből kiinduló széttartó nyaláb a maga egészében fehasználható a színkép előállítására, a színkép fényerőssége növekedik.

A széttartó nyalábnak ugyanazon hullámhosszúságú, de különböző irányokban haladó sugarai a forgó kristály különböző helyzeteiben fognak visszaverődni, mindig akkor, a mikor a beesés szöge eléri a hullámhosszúság által a (61)-ben megszabott nagyságot. Ezek a sugarak azonban mind a filmnek ugyanabba a P pontjába verődnek vissza. Széttartó nyalábról lévén szó, a kristálynak egy és ugyanazon helyzetében különböző hullámhosszúságú sugarakra vonatkozólag ki van elégítve a (61) feltétel. Ezeket a különböző hullámhosszúságú sugarakat, melyek széttartva haladva egy és ugyanazon helyzetében, de különböző pontjain különböző ϑ szögek alatt érik a kristályt, a kristály mind egyidejűleg visszaveri és mindegyiket abba az irányba, a filmnek abba a pontjába, mely az illető hullámhosszúsághoz tartozik. A forgó kristálynak gyüjtő hatása van, a reá eső ugyanazon hullámhosszúságú széttartó sugarakat egymásután, de nem egyidejüleg a film egy pontjában egyesíti. Hogy ezt beláthassuk, vegyünk tekintetbe egy meghatározott λ hullámhosszúságú széttartó nyalábot, melynek R_1O sugarát a kristály O-ban akkor veri vissza, ha a (61) által megsza-

[1]) Az iózináló kamra egy elektromos sűrítő, melynek egyik lemeze elektrometerrel van összekötve, a másik pedig pl. akkumulátor-battériával néhány száz Voltra meg van töltve. Ha a Röntgen-sugarak, a sűrítő lemezei között lévő gázt iónizálják, vezetővé teszik, az elektrometerrel összekötött lemez is kap töltést és az elektrometer kitérést mutat.

bott AA helyzetében van (208. ábra). A visszavert sugár a P pontban éri a filmet. Az R_1, O és P pontok által meghatározott kört az AA egyenes az O pontban érinti. Minthogy az R_1O sugár és az A érintő által bezárt szög ϑ, valamennyi az $\widehat{R_1O}$ köríven álló $R_1B_1O\sphericalangle$ kerületi szög is egyenlő ϑ-val. A kristályt tehát a BB helyzetbe kell forgatni, hogy a λ hullámhosszúságú és R_1B_1 irányban haladó sugarakat (B_1-ben) visszaverje; e közben a λ hullámhosszúságú sugár visszaverődési helye úgy csúszik rajta végig, hogy egyszersmind az $\widehat{OB_1}$ köríven marad. A B_1-ben visszavert λ hullámhosszúságú sugár is azonban a P pontban éri a filmet, mert az $R_1OP\sphericalangle$ és $R_1B_1P\sphericalangle$ kerületi szögek mindketten az $\widehat{R_1P}$ körívhez tartozván, egyenlők $\pi-2\vartheta$-val. A λ hullámhosszúságú sugarak tehát a P pontban metszik egymást; a P egy a λ-hoz tartozó gyujtópont. Egy másik λ' hullámhosszúságú sugár O-ban más irányban verődik vissza, λ'-höz egy másik P' gyujtópont tartozik, de mint a szerkesztésből látható, kell, hogy $OP' = OP = OR_1$ legyen. A különböző λ-ák gyujtópontjai tehát az OR_1 sugarú körön vannak és ennek mentén kell a filmet meggörbíteni. A forgó kristálynak tehát analóg hatása van, mint a R o w l a n d-féle homorú rácsoknak, melyek az egyenlő hullámhosszúságú elhajlított sugarakat szintén a R o w l a n d-féle kör egy pontjában egyesítik.

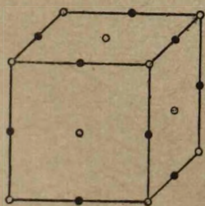


208. ábra.

Annak a körülménynek, hogy széttartó nyalábnál egy határozott hullámhosszúságú sugár visszaverődési helye a kristály forgatása közben mintegy végigcsúszik a kristályon, még az a további előnye is van, hogy ezáltal a kristályszerkezet esetleges lokális hibáinak hatása kiküszöböltetik.

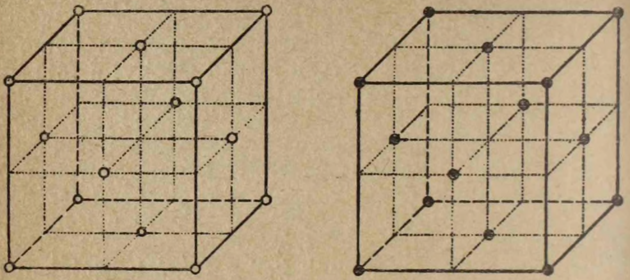
181. Minthogy a széttartó Röntgen-fénynyaláb különböző hullámhosszúságú sugaraira, színképének egy egész kisebb vidékére vonatkozólag a kristálynak egy és ugyanazon helyzetében ki van elégítve a (61) feltétel, egy kristálylemez széttartó Röntgen-fénynyalábbal megvilágítva, forgatás nélkül is előállítja a beeső sugárzás színképének egy bizonyos kisebb vidékét. Ha csak a szinkép egy kisebb részének vizsgálatáról van szó, megelégedhetünk egy ilyen egyszerűbb berendezéssel.

182. **A kristályrács állandói.** Hogy a Röntgenspektrometerrel hullámhosszúságokat abszolut értékben mérhessünk, ösmernünk kell a forgó kristályban a színkép előállítására felhasznált hálózati síkoknak egymástól való d távolságát. Ha ennek ösmeretével azután valamelyik jellemző Röntgen-színkép néhány vonalá-



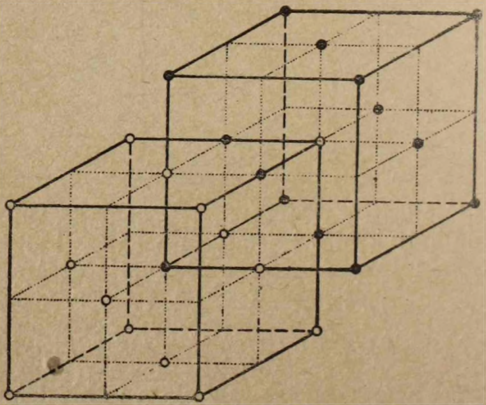
209. ábra.

nak hullámhosszúságát meghatároztuk, azokat viszont felhasználhatjuk más kristály más hálózati síkjai egymástól való távolságának a meghatározására. Tehát elegendő egy kristályban. pl. a színkép előállítására gyakran használt kősóban meghatározni azoknak a hálózati síkoknak egymástól való távolságát, melyek a kősókristálykocka lapjaival párhuzamosak. Mint jeleztük, a kristály szerkezetének vizsgálatára is kiválóan alkalmas L a u e felfedezése, a kristály által elhajlított monochromatikus Röntgen-sugarak rendszere. W. H. B r a g g analízise szerint a kősó szerkezete olyan, mint azt a 209. ábra mutatja. A fehér körök pl. a Cl-, a sötét körök a Na-atomok. A Cl-atomok és a Na-atomok különkülön egy u. n. egyszerű felületközponti kubusos rácsot alkotnak (210. ábra); a rács-állandó, a kocka éle legyen a. Ez a két rács úgy van egymásba állítva



210. ábra.

(211. ábra), hogy a Cl-atomok a kocka éle mentén felezik a Na-atomok közötti távolságot és viszont. A kocka lapjaival párhuzamos hálózati síkok egymás-



211. ábra.

tól való távolsága tehát $d=\frac{a}{2}\cdot$ Ha minden Cl-atom és minden Na-atom mint középpont köré egy d^3 köbtartalmú kockát képzelünk, akkor ezek a kockák a kristály köbtartalmát tökéletesen és teljesen kitöltik. A $2d^3$ térfogatban tehát van egy Cl- és egy Na-atom. Ezeknek tömege egyenlő a hidrogén-atom tömege szorozva a Cl és Na atomsúlyainak összegével:

$$(23{\cdot}00 + 35{\cdot}46)\, m_H,$$

a hol m_H a hidrogén-atom tömege, 23·00 a Na és 35·46 a Cl atomsúlya. A kősó sűrűsége tehát

$$\sigma = \frac{(23{\cdot}00 + 35{\cdot}46)\, m_H}{2d^3}.$$

A hidrogén-atom tömegét megkapjuk, ha a grammatom hidrogén tömegét, 1-t osztjuk a grammatomban lévő atomok számával, a Loschmidt-féle számmal,

$$m_H = \frac{1}{6{,}07 \times 10^{23}};$$

ezt helyettesítve

$$\sigma = \frac{58{\cdot}46}{6{\cdot}07 \times 2d^3} 10^{-23}.$$

A kősó sűrűsége másrészt közvetlen mérésekkel meghatározható. Röntgennek egy igen pontos mérése szerint

$$\sigma = 2{,}164;$$

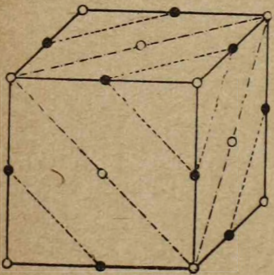
ezt helyettesítve az előbbi egyenletbe, abból az egyetlen ismeretlennek, d-nek az értéke meghatározható. E szerint:

$$d = 2{,}814 \times 10^{-8}\,\mathrm{cm}.$$

A forgó kősó-kristálylyal tehát a színképnek az a része állítható elő, melynek hullámhosszúságai kisebbek, mint $5{\cdot}6 \times 10^{-8}$ cm. Ha lágyabb sugarakról van szó, más kristályhoz kell folyamodni, melynek rácsállandója, a hálózati síkok távolsága nagyobb. Ilyenek pl. a csillám és a gipszkristályok, melyeknek könnyű hasadása épen hálózati síkjaik nagy távolságában leli magyarázatát. E hálózati síkok távolsága egyszerűen meghatározható, ha valamilyen antikatód jellemző színképének kősó kristálylyal meghatározott, ösmert hullámhosszúságú vonalait reflektáltatjuk az illető hálózati síkokon. Ősmerve λ-t, ϑ értékéből (61) alapján *d* meghatározható. Ily mérések szerint *d* értéke különböző kristályoknál 10^{8} cm-ben kifejezve:

mészpát	gipsz	csillám
3,028	7,621	9,9.

183. Az atomok elhelyezkedése a kristályrácsban. Visszatérve a kősónak a 209. ábrában látható szerkezetéhez, felemlítendő, hogy az eltér a régebbi felfogástól, mely a molekulákat tekintette a kristály alkotóelemeinek és a molekulákat a rács hálózati pontjaiban párhuzamosan elhelyezve, az atomoknak a molekulán belüli elhelyezésével igyekezett a kristály szimmetriaviszonyait visszatükrözni. B r a g g analízise szerint a kristály a benne egyesült elemek atomjaiból épül fel, azok vannak a rács hálózati pontjaiban úgy elhelyezve, hogy elhelyezésük megfeleljen a kristály szimmetria viszonyainak. *Sommerfeld* szerint a kristályt egy egyetlen óriási molekulának tekinthetjük. A kristály szerkezetének analizisénél tehát nem elégedhetünk meg a hálózati síkok *d* távolságának a meghatározásával, hanem a hálózati síkokon belül és a szomszéd hálózati síkokhoz, valamint egymáshoz viszonyítva meg kell állapitani a különböző atomok mikénti elhelyezkedését is. Ez az által válik lehetségessé, hogy az egyes atomok által elhajlított, szétszórt Röntgen-fény intenzitása, az atom szóróképessége arányos az atomban lévő elektronok számával, az atom *Z* rendszámával, első megközelítésben az atomsúlylyal (149. pont). A nehezebb elemek atomjai több Röntgen-fényt hajlítanak el.



212. ábra.

Nézzük meg egy példán közelebbről, hogyan nyilvánul meg a különböző atomok különböző szóróképessége. Vegyük tekintetbe a szelektiv visszaverődést az általunk már jól ismert kősókristály (111) indexű ú. n. oktaëder felületével párhuzamos hálózati síkjain. Ezek a síkok a 212. ábrában pontozott vonalakkal vannak jelezve. E síkokon felváltva csak *Cl*-, illetve csak *Na*-

atomok foglalnak helyet. Legyen két Cl-sík (vagy két Na-sík) egymástól való távolsága d. Akkor két szomszédos hálózati sík egymástól való távolsága $\frac{d}{2}\cdot$ Ha csak a Cl-síkok volnának jelen, egy határozott λ érték mellett a különböző rendben elhajlított, illetve visszavert sugarak irányát megadnák a

$$2d\sin\varphi_1=\lambda \qquad 2d\sin\varphi_2=2\lambda$$

$$2d\sin\varphi_3=3\lambda \qquad 2d\sin\varphi_4=4\lambda$$

stb. egyenletek. A Na-síkok közbetolásával a hálózati síkok távolsága a felére csökkenvén, az elhajlított sugarak irányát a

$$2\frac{d}{2}\sin\varphi_1'=\lambda$$

$$2\frac{d}{2}\sin\varphi_2'=2\lambda$$

stb. egyenletek szabják meg.

$$\varphi_1'=\varphi_2$$

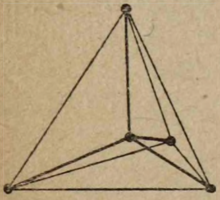
$$\varphi_2'=\varphi_4\,.$$

Ha tehát a Na-atomok szóróképessége ugyanakkora volna, mint a Cl-atomoké, akkor a kristály oktaëder lapjainak csakis a $\varphi_2, \varphi_4 \ldots \varphi_{2n}$ irányokban volna szabad a λ hullámhosszúságú Röntgen-fényt elhajlítani, mert a $\varphi_1, \varphi_3 \ldots \varphi_{2n+1}$ irányokban a közbetolt Na-atomok által elhajlított Röntgen-fény, minthogy fáziskülönbsége a Cl-atomok által elhajlított Röntgenfényhez képest $\frac{\lambda}{2}, 3\frac{\lambda}{2},$ stb. ez utóbbit teljesen kioltaná. A kősókristály oktaëder lapjai által különböző rendben szelektíve visszavert λ hullámhosszúságú Röntgen-sugarak közül a φ_1 által meghatározott irányban visszavert elsőrendű sugár intenzitása viszonylag csekély, a másodrendű (φ_2) sugáré igen nagy, a harmadrendűé (φ_3) megint csekély, a negyedrendű (φ_4) sugáré ismét nagy, stb. Az a körülmény, hogy a

φ_1, φ_3, stb. irányokban is kapunk elhajlított sugarakat, bár csekélyebb intenzitásokkal, mint a φ_2, φ_4 irányokban, elárulja, hogy a *Na*-atomok szóróképessége más (kisebb), mint a *Cl*-atomoké, összhangban azzal a ténynyel, hogy a *Na* atomsúlya 23, mig a *Cl*-é 35·46.

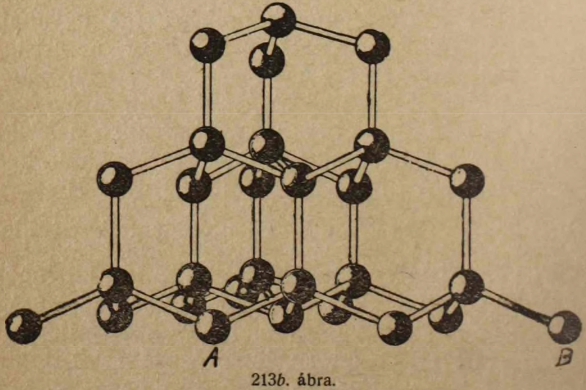
Úgy mint a kősórács a *Na* és *Cl*-atómokból, ugyanúgy van felépítve a *KCl, KBr, KJ, RbCl*, stb. kristály is.

A *KCl* kristály oktaëder lapján csak a φ_2 φ_4, stb., irányokban nyerünk észrevehető erősségű visszavert sugarakat. A *K*-atomok szóróképessége ugyanis, minthogy a *K* atomsúlya (39·1) csak kevéssel nagyobb, mint a *Cl*-é (35·46), körülbelül ugyanakkora, mint a *Cl*-atomok szóróképessége és azért a *K*-atomok a *Cl*-atomok által a φ_1, φ_3, stb. irányokban elhajlított sugarakat kioltják.



213*a*. ábra.

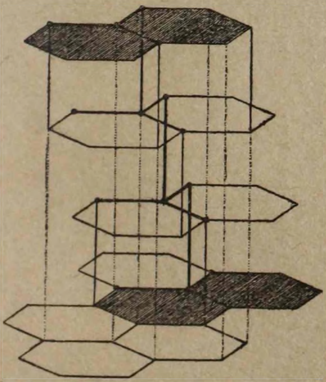
184. A gyémánt és a grafit szerkezete. Az említett anyagokon kívül még több más kristálynak szerkezete is ismeretes már a Röntgen-fényanalízis alapján. Álljon itt példa gyanánt a szén két alakjára,



213*b*. ábra.

a gyémánt és grafitra vonatkozó eredmény. A gyémántrács, mint a 213*a*. és *b*. ábrában látható, tetraédrikus.

A szabályos tetraëder középpontjában és mindegyik csúcsában van egy-egy szénatom, a mi megfelel a szénatom 4 vegyértékének. A grafitrácsban (214. ábra) is kifejezére jut a szén 4 vegyértéke. Azokban a hálózati síkokban, melyek a grafit hasadási felületeivel, a grafit-kristály bázis-síkjaival párhuzamosak, a szénatomok szabályos hatszögek csúcsaiban helyezkednek el. Ezek a szabályos hatszögek két szomszédos hálózati síkban egymáshoz képest el vannak tolva akkora darabbal, mint a hatszög oldala, úgy a mint az az ábrában látható. Ennek következtében minden harmadik

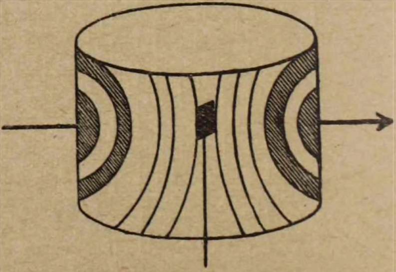


214. ábra.

hálózati síkban fedi a hatszögek elhelyezése ismét egymást. Ezek a (bázissal párhuzamos) szomszédos hálózati síkok sokkal nagyobb távolságra vannak egymástól, mint a hatszög egy éle. A szénatom 4 vegyértéke közül itt három egyenlő, a negyedik, mely a grafit bázis-felületére merőleges iránynak felel meg, egymástól távolabb fekvő szénatomokat köt össze s igy gyengébb. Ennek következménye, hogy a grafit a bázisfelület mentén könnyen hasad. A legkülönbözőbb eredetű amorf-szénről is kiderült a Röntgen-fényanalízis révén, hogy nem egyéb mikrokristályos grafitnál.

185. Debye és Scherrer módszere. Az amorf anyagok és általában a poralakban jelenlévő kristályos anyagok szerkezetének röntgenometrikus vizsgálata természetesen nem történhetik az eddig ismertetett módszerek szerint, mert azokhoz nagyobbra nőtt kristályok kellenek. Debye és Scherrer mutatták meg, hogyan lehet ily anyagokat röntgenometrikusan analízálni és eljárásuk annál jelentőségteljesebb, mert jól kifejlett, nagyra nőtt kristályok sok ásványnál ritkaságszámba mennek.

Debye és Scherrer a jellemző sugárzás monochromatikus hullámait használják fel és ezért nagy atomsúlyú antikatóddal ellátott Röntgen-lámpa fényéből bocsátanak keskeny nyalábot a mikrokristályos



215. ábra.

porra, mely egy csövecskébe van bezárva. E mikrokristályos por picike kristályainak hálózati síkjai minden lehető irányításúak. Ezek közül azok, melyeknek irányítása a (61) feltételt kielégiti, a jellemző sugárzás meghatározott hullámhosszait meghatározott irányokban visszaverik. Minthogy a (61) feltétel értelmében irányított hálózati síkok elhelyezkedése a beeső Röntgen-nyaláb körül tengelykörüli szimmetriát mutat, a visszavert különböző hullámhosszúságú Röntgen-fénysugarak egy kúpon helyezkednek el, melynek tengelye a beeső nyaláb. A kúpok nyílásszögeiből nyilván következtethetünk a kristályrács szerkezetére.

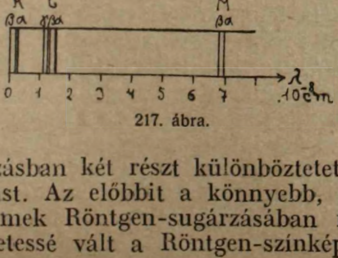
E nyílásszögeket úgy határozhatjuk meg, hogy az elhajlított sugarak nyomait felfogjuk egy filmen, melyet hengeralakban hajlítunk a kristályport tartalmazó csövecske köré (215. ábra). A Röntgen-fény a nyíl irá-

216. ábra.

nyában esik a csövecskére. A 216. ábrában látható egy kiterített film fele, egy *LiF*-en nyert felvétel reprodukciója. A használt Röntgen-fényforrás egy *Cu*-antikatód volt, melynek jellemző vonalaitól származnak a fekete görbék. A *Cu*-antikatód folytonos színképe nem hagyott észrevehető nyomott a filmen. A Röntgen-sugarakkal tehát nemcsak az emberi test, hanem a kristályok belső szerkezetébe is bevilágíthatunk. XII. 16.

A Röntgen-spektroszkópiai vizsgálatok eredményei.

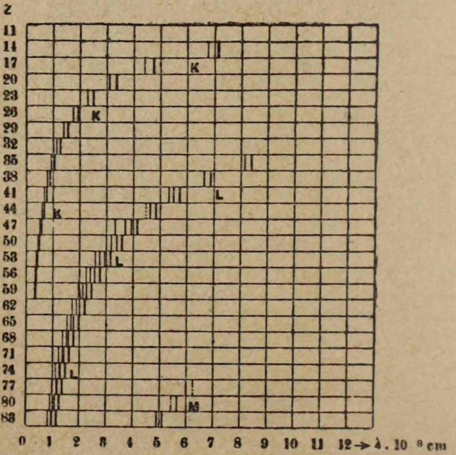
186. Mielőtt még L a u e nyomán a Röntgen-sugarak hullámhosszúsága mérhető volt, B a r k l a a jel-



217. ábra.

lemző sugárzásban két részt különböztetett meg, a *K*- és *L*-sugárzást. Az előbbit a könnyebb, az utóbbit a nehezebb elemek Röntgen-sugárzásában figyelte meg. Mikor ismeretessé vált a Röntgen-színképek előállításának módja, kiderült, hogy úgy a *K*- mint az *L*-sugárzás több keskeny színképvonalból áll, melyek a *K*-, illetve *L*-szeriest alkotják. Ezekhez járult a S i e g b a h n által felfedezett *M*-szeries. A három szeries közül a legkeményebb a *K*-szeries, hosszabbak az *L*-, illetve *M*-szeries monochromatikus hullámai. Egy sematikus Röntgen-színkép a 217. ábrában látható.

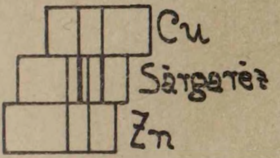
A 218. ábra mutatja, hogy ezek a szeriesek a különböző elemek Röntgen-színképeiben hogyan helyezkednek el. Az abszcissza-tengelyre a hullámhosszú-



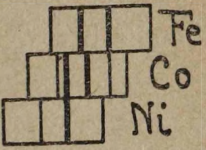
218. ábra.

ság, az ordináta-tengelyre az elemek *Z* rendszáma van felmérve, még pedig egyik vízszintes sortól az alatta lévőig a rendszám mindig 3 egységgel növekedik.

M o s e l e y volt az első, ki a Röntgen-színképeket összefüggésbe hozta az elemek periódikus rendszerével és azt találta, hogy mindegyik szeries vonalainak rezgésszáma a *Z* rendszám növekedésével szabályosan növekedik. A Röntgen-színkép az atom jellemző sajátsága. Vegyületek és ötvözetek színképe additív módon tevődik össze az alkotóelemek színképeiből. A 219. ábrában egymás fölött látható a réz, a cink és a kettő ötvözetének, a sárgaréznek a K-szeriese. A Röntgen-színkép mint csalhatatlan kritérium szerepel az elemek természetes sorbaállításánál.



219. ábra.

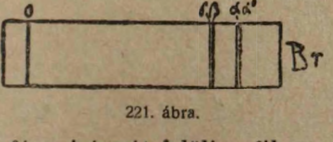


220. ábra.

Megköveteli pl. (220. ábra) az atomsúly által előírt sorrenddel szemben, hogy a Co-t a Ni elé írjuk. (V. ö. a periódikus rendszer táblázatát.) Ugyancsak a Röntgen-színképek alapján kétségtelenül megállapitható, hogy hol vannak üres helyek az elemek természetes rendszerében, a mely helyekre kerülő elemeket még nem ismerjük. Ilyenekül a Röntgen-színképek a $Z = 43$, 61, 75, 85 és 87-es rendszámú helyeket jelölik ki.

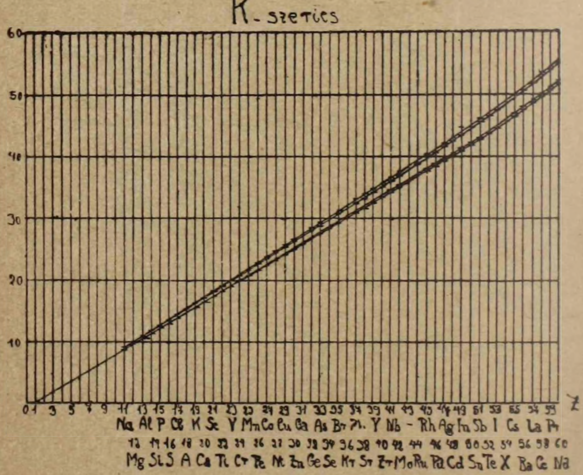
187. **A K-szeries.** A Röntgen-színképek felvételével, kimérésével, a színképvonalak hullámhosszúságainak meghatározásával Moseley-n kívül különösen Siegbahn, Malmer, Friman és Stenström foglalkoztak. A Röntgenszínképek felvételénél legelőnyösebb az illető elemet közvetlenül mint antikatódot használni, vagyis a jellemző sugárzást katódsugarakkal gerjeszteni.

Nézzük közelebbről a K-szeriest. A 221. ábrában látható pl. a bróm K-szeriese. O a kristályrács által el



221. ábra.

nem hajlított fény irányát jelöli a filmen. A K-szeries Siegbahn vizsgálatai szerint 4 vonalból áll, a K_α, $K_{\alpha'}$, K_β és K_γ vonalakból. A K_α és $K_{\alpha'}$ vonalak egy páros vonalat alkotnak, a K_γ vonal, mely nagyon gyenge és még keményebb, mint K_β, már szinte egybeesik a K-szeries határával. A 222. ábrában az abszcissza-tengelyre az elemek Z rendszáma, az ordináta-tengelyre pedig $\sqrt{\frac{\nu}{R}}$ van felmérve, a hol ν a K-szeries vonalainak hullámszámait $\left(\nu=\frac{1}{\lambda}\ \mathrm{cm}^{-1}\right)$, az $R=109737\ \mathrm{cm}^{-1}$ a Rydberg-frekvenciát jelenti. Mint látható, $\sqrt{\frac{\nu}{R}}$ mint Z függ-



222. ábra.

vénye egy egyenes vonal által ábrázolható, vagyis

$$\sqrt{\frac{\nu}{R}}=c\,(Z-z),$$

a hol c-t az egyenesnek a Z-tengelyhez való hajlása szabja meg, $-cz$ a $\sqrt{\frac{\nu}{R}}$-tengelyből lemetszett darab. Az ábra szerint a K_α-vonalnál

$$c=0{,}866=\sqrt{\frac{3}{4}} \quad \text{és} \quad z=1.$$

Tehát

$$\sqrt{\frac{\nu}{R}}=(Z-1)\sqrt{\frac{3}{4}},$$

vagyis

$$\nu=(Z-1)^2R\left(\frac{1}{1^2}-\frac{1}{2^2}\right). \tag{65}$$

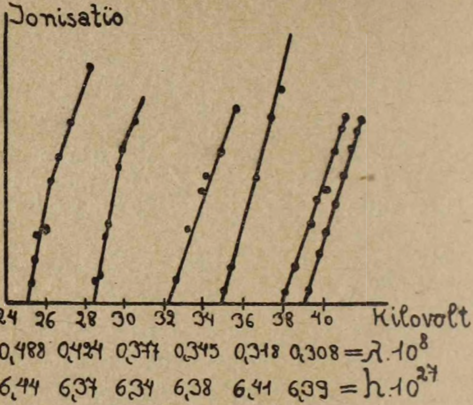
Ez a Moseley-féle formula adja a K_α-vonal rezgésszámát, mint az elemek Z-rendszámának függvényét. E formula analógiája a Balmer-formulával nyilvánvaló.

188. A folytonos Röntgen-színkép. A 165. pontban említettük, hogy a fehér Röntgen-fénynek a rövid hullámhosszak, vagyis a növekvő rezgésszámok felé éles határa van, melyet függetlenül az antikatód anyagi minőségétől a Röntgen-lámpa feszültsége szab meg. Ha a Röntgen-lámpa feszültsége növekedik, a folytonos Röntgen-színkép éles határa a nagyobb rezgésszámok felé tolódik el. A Röntgen-lámpa feszültségének növekedésével arányosan növekedik a katódsugarak energiája, vagyis az elektronok kinetikai energiája. Legyen a lámpa feszültsége V, az elektronok töltése e, akkor az elektronok (kinetikai) energiája eV. Ha ν-vel jelöljük a folytonos Röntgen-színkép rövid hullámhosszak felé fordított éles határának rezgésszámát, akkor az Einstein-féle formula értelmében

$$eV=h\nu,$$

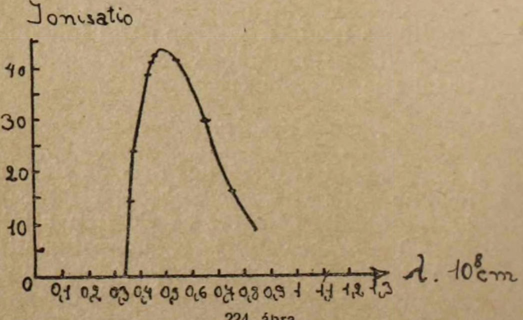
a hol a h arányossági tényező ugyanaz az univerzális állandó, mely a Planck-féle sugárzási formulában is szerepel (240. oldal). Ösmerve az elektron e töltését, ha észleljük azt a legkisebb $V_{min.}$ lámpafeszültséget, melynél a folytonos Röntgen-színképnek kis hullámhosszak felé eltolódó éles határa egy kiválasztott ν rezgésszámot elér, h értéke meghatározható. E végből a Röntgen-spektroszkóppal előállítjuk a Röntgen-lámpa színképet és az iónizáló kamrát úgy állítjuk be, hogy a kiválasztott ν rezgésszámú sugarak reá essenek. Ezután fokozatosan növelve a lámpa V feszültségét, a

ν-höz tartozó $V_{min.}$-nál kapunk először egy kitérést az iónizáló kamrával kapcsolatos elektrometeren, mely



223. ábra.

kitérés azután a lámpa feszültségének növekedésével növekszik. A Duane és Hunt által közölt 223. ábrában az abszcissza-tengelyre a Coolidge-lámpa fe-



224. ábra.

szültsége[1]), az ordináta-tengelyre az elektrometer kiütései vannak felmérve 6 különböző kiválasztott színre

[1]) Kilovolt = 1000 Volt.

vonatkozólag, melyek hullámhosszúságai az egyes görbék alá vannak jegyezve. Látható, hogy a görbéknek az abszcissza-tengelylyel képezett metszéspontja milyen jól definiálja meg $V_{\mathrm{min.}}$ értékét. Az ezekből kiszámított h értékek, melyek a más úton számított h értékekkel kitűnő egyezésben vannak, ugyancsak az egyes görbék alatt láhatók. A fehér Röntgen-fény intenzitáseloszlását a Coolidge-lámpa színképében a 224. ábra mutatja. A görbe hasonlít a fehéren izzó szilárd testek emisszió-görbéihez. A Röntgen-lámpa feszültségének növekedésével nemcsak a rövid hullámhosszúságú éles határ, hanem a görbe maximuma is eltolódik a nagyobb rezgésszámok felé úgy, hogy a gerjesztő elektronok energiájának növekedésével a maximális erősségű sugárzás, a színkép uralkodó színe is keményebb lesz.

189. A szeriesek gerjesztési határa. A mi a vonalas Röntgen-színkép emisszióját illeti, pl. a ν_α rezgésszámú K_α vonal emissziójához nem elegendő a Röntgen-lámpa feszültségét addig a V_α értékig növelni, melyet az Einstein-féle

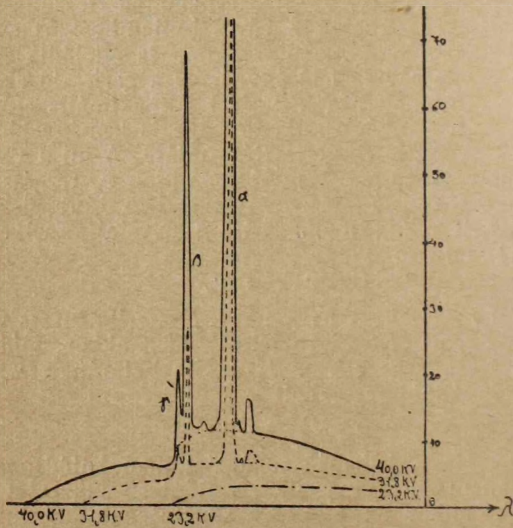
$$eV_\alpha = h\nu_\alpha \tag{66a}$$

egyenlet megszab. A K_α vonal a K-szeries összes vonalaival együtt egyszerre jelenik meg akkor, midőn a lámpa feszültsége eléri a K-szeries határának ν_K rezgésszáma által megszabott

$$eV_K = h\nu_K \tag{66b}$$

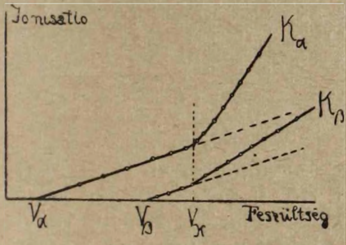
értéket. Ha a jellemző sugárzást nem katódsugarakkal, hanem mint másodlagos Röntgen-sugárzást gerjesztjük, akkor az elsőleges sugárzásnak keménységben el kell érnie a K-szeries határát, hogy a K-szeries vonalai megjelenjenek. A szeries határának és a szeries egyes vonalainak rezgésszámai között mutatkozó különbség ily értelemben az ú. n. Stokes-féle ugrás, vagyis az a rezgésszám-különbség, a mennyivel nagyobbnak kell lenni a gerjesztő fény rezgésszámának a gerjesztett fény rezgésszámánál. A fluoreszkálásra vonatkozó Stokes-féle szabály a Röntgen-fénynél tehát kivétel nélkül ki van elégítve. A Stokes-féle ugrás egy szeries különböző vonalaira nézve különböző nagy.

A K-szeries vonalainak emisszióját illusztrálja a Webster vizsgálatai nyomán készült sematikus 225. ábra. A görbék az intenzitás eloszlását ábrázolják a Coolidge-lámpa színképében különböző feszültségek mellett, melyek az egyes görbék mellé be vannak jegyezve. Ha a feszültség csak 23·2 kilovolt, a K-szeries vonalai nem jelennek meg, bár az ehhez a feszültséghez tartozó rezgésszám nagyobb, mint ν_α vagy ν_β, de még kisebb, mint ν_K.



225. ábra.

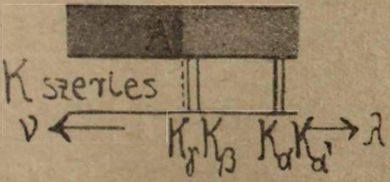
Ezt az eredményt Webster oly módon is ellenőrizte, hogy a Duane és Hunt vizsgálatainál ismertetett berendezésben az iónizáló kamrát úgy állította be, hogy a K_α vagy a K_β vonal sugarai essenek reá. Felmérve az abszcissza-tengelyre a lámpafeszültségeket, az ordinata-tengelyre az elektrométer-kitéréseket, a 226. ábrában látható izochromatikus görbéket kapjuk. Mihelyt a feszültség eléri a ν_α által megszabott V_α értékét, kezdetét veszi a ν_α rezgésszámú sugarak emiszziója, de csak olyan erősségben, a mint az a folytonos színképnek megfelel. Ott, a hol a lámpafeszültség eléri a K-szeries határához tartozó ν_K értéket, az izochromatikus görbe megtörik és a feszültség növelésével me-



226. ábra.

redekebben halad, jelezvén, hogy megkezdődött a K_α vonal emissziója. Úgy a K_α, mint a K_β színképvonalhoz tartozó isochromata a feszültség ugyanazon V_K értékénél törik meg, vagyis a szeries-vonalak emisszziója egyszerre kezdődik.

190. Az abszorpciós Röntgen-színképek. Az abszorpciós Röntgen-színképekben igen egyszerű törvényszerűségek uralkodnak. Valamely anyag abszorpciós Röntgen-szinképének előállítása céljából az illető anyagból készült lemezt kell egy általában nagyfeszültségű Röntgen-lámpa sugárzásának útjába állítani. Az ily



227. ábra.

módon megszűrt sugárzást a Röntgen-spektroszkoppal szétterítve, abban szelektív abszorpciós sávokat fogunk látni, melyeknek a kicsiny rezgésszámok felé éles határuk van. Ezeken az éles határokon, melyek egybeesnek az illető abszorbeáló anyag jellemző sugárzását alkotó szeriesek határaival (227. ábra), az abszorpció maximális értékű és a csökkenő hullámhosszúságok felé fokozatosan kisebbedik.

Jelöljük valamilyen homogén Röntgen-sugárzás erősségét J_0-val, a d vastagságú rétegen való áthaladás után J_d-vel. Akkor az

$$\frac{J_d}{J_0} = e^{-\mu d}$$

egyenlet által meghatározott μ szám az abszorpciomutató az illető homogén sugárzásra vonatkozólag. Ez az abszorpciómutató a színen, vagyis a λ hullámhosszúságon kívül függ még az abszorbeáló elem Z rendszámától, esetleg az abszorbeáló anyagot alkotó elemek rendszámaitól. Az abszorbeált energia az abszorbeáló anyagból kiinduló másodlagos Röntgen-sugárzás gerjesztésére fordíttatik. Ez tudvalevőleg szintén két részből áll, a szétszórt és polározott fehér Röntgenfényből és az abszorbeáló anyagot jellemző sugárzásból. A szétszórt sugárzás energiájának mértéke az s szórási együttható, a jellemző sugárzás gerjesztésére fordított energia mértéke a $\bar{\mu}$ valódi abszorpciómutató és nyilván

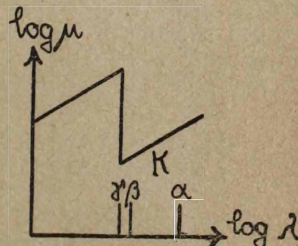
$$\mu - s = \bar{\mu}.$$

Ha μ-t osztjuk a köbcentiméterben foglalt atomok számával, kapjuk a $\bar{\mu}_A$ atomabszorpciómutatót. Az abszorpciómutatóra vonatkozó mérések eredményeit G l o c k e r foglalta formulába, mely szerint:

$$\bar{\mu}_A = \begin{cases} 22{,}8 \,.\, 10^{-6} \,.\, Z^{4{,}28} \,.\, \lambda^{2{,}8}, & \text{ha } \lambda > \lambda_K \\ 1120 \,.\, 10^{-6} \,.\, Z^{3{,}72} \,.\, \lambda^{2{,}8}, & \text{ha } \lambda < \lambda_K, \end{cases} \tag{67}$$

a hol λ_K pl. a K-szeries határának hullámhosszúsága.

Ha tehát $\log \bar{\mu}_A$-t felrajzoljuk mint $\log \lambda$ függvényét, a 228. ábrát nyerjük. Az abszorpciómutató középértékben tehát a rendszám negyedik hatványával növekedik. Érthető tehát, hogy a nagy (sűrűségű) atomsúlyú, pontosabban a nagy rendszámú elemek alacsonyabb rendszámuak mellett miért adnak oly erős ellentétű árnyékképeket a fluoreszkáló ernyőn vagy a fényképezőlemezen. Az emberi testrészekről készitett Röntgen-fényképeken nagyon jól megkülönböztethetők a lágy részek mellett a csontok, mert a csontok anyagának ($CaCO$) egyik alkatrésze a Ca ($Z = 20$) nagy rendszámú az emberi szervezetet főként alkotó többi elemek H (1), C (6), N (7), O (8), rendszámaihoz képest. A csontok mellett is nagyon jól meg lehet azonban különböztetni pl. egy csontba furódott ólomlövedéket, Pb (82). Nagyon jól látható a különböző vizsgálati célokra a belekbe vitt bizmutkása is, mert Bi (83). Minthogy a Bi rendszáma tízszer akkora, mint az O-é, egy Bi-atom abszorpciója 10.000-szer akkora, mint egy O-atomé.

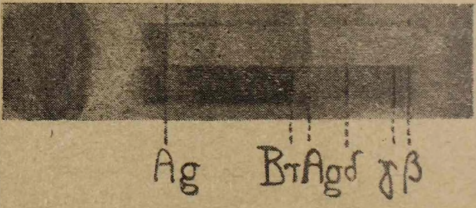


228. ábra.

A Röntgen-lámpák szerkesztésénél gondot kell fordítani arra, hogy az antikatódon keletkező sugarak lehetőleg nagy erősségben lépjenek ki a lámpából, vagyis a lámpa üvegfalának az abszorpciója lehetőleg csekély legyen. A közönséges üveg alkatrészei és azok rendszámai a következők: Na (11), Ca (20) és Si (14). E helyett Lindemann egy lithium-üveget készített, melynek alkatrészei: Li (3), Be (4) és Bor (5). Ez az üveg a Röntgen-sugaraknak csak 10—15%-át nyeli el, míg a közönséges üveg kb. 60%-át.

Ha viszont szemünket a sugarak hatása iránt meg akarjuk védeni, ólomüveg-pápaszemet használunk, mely viszont a sugarakat nagy mértékben elnyeli, minthogy az ólom rendszáma 82. A magas rendszámmal járó nagy abszorpció miatt ólomlemezekkel fedik be pl. a Röntgen-therapiánál azokat a testrészeket, melyeket nem akarnak kitenni a sugarak hatásának. Ily célokra kb. 2 mm vastag ólomlemezek jönnek tekintetbe. Ugyancsak ólom-kötényekkel vagy ólommal bélelt házikókkal, stb. védik meg magukat az orvosok a sugarak káros hatásától.

191. Nagyon tanulságos a 229. ábra, mely B r e n t a n o felvétele nyomán wolframból készült antikatód által kibocsátott Röntgen-fény színképét mutatja ; a kép felső felében a színkép egy 1,4 mm vastag *Al*-lemezen van megszűrve. A kép alsó felében jobbra a wolfram *L*-szeriesének a vonalai láthatók, a kép felső felében ezeket az *Al*-lemez elnyelte. Megjegyzendő, hogy itt az *Al* általános abszorpciója érvényesül, minthogy az *Al* legkeményebb abszorpciós sávjától is már messze vagyunk, lévén az *Al* *K*-szeriesének határa kb. $\lambda = 8.10^{-8}$ cm-nél, míg a *W* *L*-szeriesének vonalai $\lambda = 1{,}3.10^{-8}$ cm körül vannak. Az *L*-szeries vonalaitól balra, tehát kisebb hullámhosszúságok felé látható azután néhány abszorpciós sáv, erősebben a színkép alsó felében, gyengébben a színkép felső részében. Ezek a fényérzékeny



229. ábra.

lemez brómezüst rétegétől származnak. A kép alsó felének a legszélén balra látható az ezüst *K*-abszorpciós sávja elsőrendben ($\lambda = 0{,}49.10^{-8}$ cm) erőteljesebben, a kép közepén másodrendben ($\lambda = 0{,}98.10^{-8}$ cm) gyengébben, a kettő között van a *Br* *K*-abszorpciója elsőrendben ($\lambda = 0{,}917.10^{-8}$ cm). A kép felső felében a *Br* *K*-abszorpciója nem látható, ezeket a lágy sugarakat az *Al*-lemez elnyelte, azokat a kemény sugarakat azonban, a melyekre az *Ag* *K*-abszorpciója reagál, az *Al*-lemez úgy első, mint másodrendben átengedte. A fényképező lemezben levő brómezüst tehát nemcsak mint abszorbeáló anyag, hanem egyszersmind mint indikátor is szerepel, mely jelzi az elnyelt energiát. A lemez ott feketedik meg különösen, a hol a brómezüst sok energiát nyel el.

192. Az orvosi gyakorlatban a Röntgen-fény keménységének mérésére különböző keménységmérőket használnak. A Wehnelt-féle keménységmérő egy planparallel ezüst lemezből és egy melléje állitott *Al*-ékből áll, melyek mögött fluoreszkáló ernyő van elhelyezve. A fluoreszkáló ernyőt a Röntgen-fénynyel az *Ag*-lemezen illetve a mellette lévő *Al*-éken keresztül világitjuk meg és meghatározzuk az *Al*-éknek azt a vastagságát, a melyen áthaladt sugarak az ernyőt ugyanoly mértékű fluoreszkálásra késztetik, mint az *Ag*-lemezen áthaladt sugarak. Ez a vastagság lesz a lámpa keménységének a mértéke. A Röntgen-lámpa által kibocsátott sugárzás különböző keménységű sugarak keveréke, a keménységmérő az integrális sugárzásnak a keménységét méri, vagyis a lámpa sugárzásában foglalt különböző sugarak keménységének egy bizonyos középértékét. A mérés alkalmával az *Ag*-nak *K*- és *L*-abszorpciója, az *Al*-nak a *K*-abszorpciója jön tekintetbe, az előbbiek $\lambda=0,49.10^{-8}$ cm és $\lambda=3,5.10^{-8}$ cm-nél, az utóbbi $\lambda=8,10^{-8}$ cm-nél van. Valamely Röntgen-lámpa színképéből a lágy ($\lambda>3,5.10^{-8}$ cm) sugarakat úgy az *Ag*, mint az *Al* nem szelektíve, hanem gyengén abszorbeálja, a kemény ($\lambda<3,5.10^{-8}$ cm) sugarakat azonban az *Ag* szelektíve, viszont az *Al* gyengén abszorbeálja. Ha tehát a lámpa emissziója lényegében lágy sugarakból áll, úgy kicsi vastagságú *Al*-réteg lesz az *Ag*-lemezzel az abszorpció szempontjából egyenértékű, míg ha a lámpa sugárzása lényegében kemény sugarakat tartalmaz, akkor azokat az ezüst szelektív elnyeli, tehát csak nagyobb vastagságú *Al*-réteg hoz létre az ezüst lemezével egyenlő abszorpciót.

Az atomminta.

193. Befejezésül legfőbb vonásaiban ismertetni akarjuk azt az atommodellt, a melynek alapján a fizikusok egységes szempontból igyekeznek magyarázni a látható, ultraibolya és a Röntgen-színképekben megnyilvánuló és az ezekkel nyilván összefüggő egyéb törvényszerűségeket. E szerint az atom egy pozitív elektromos töltésű magból és negatív töltésű elektronokból áll. Úgy a magnak, mint még inkább az elektronoknak a

méretei az egész atom méreteihez képest kicsinyek. Jelöljük az elektron töltését e-vel. Ha az atomban lévő elektronok száma Z, minthogy az atom a maga egészében neutrális, kell, hogy a mag töltése $+eZ$ legyen. Z tehát egyszersmind a mag töltésének a száma is. A szétszórt Röntgen-sugárzásra, valamint Rutherfordnak a radioaktív anyagokból kiinduló α-sugárzásnak az anyag által való szétszórására vonatkozó vizsgálataiból következik, hogy Z, az elektronok száma az atomban kb. egyenlő kell legyen az atomsúly felével. Láttuk, hogy az elemek rendszáma a periódikus rendszerben szintén kb. egyenlő az atomsúly felével. Ez a Z rendszám a periódikus rendszerben identikus az atom magjának a töltésszámával, az atomban lévő negatív elektronok számával. A periódikus rendszerben két egymásután következő elem közül a sorban utóbb következő elem atomjában a mag töltésszáma és az atomban lévő elektronok száma pontosan egygyel nagyobb, mint a rendszerben közvetlen előtte álló elem atomjában. Az atomsúlyt lényegében a mag tömege szabja meg, mert az elektronok tömege ahhoz képest első megközelítésben elhanyagolhatóan csekély. Azért a mag tömege átlag 2 egységgel növekedik, ha a periódikus rendszerben egy helylyel odébb megyünk.

Az atomot egy kisded naprendszernek tekintjük, melyben mint bolygók a Nap körül, az elektronok keringenek a mag körül és az ezáltal fellépő centrifugális erők akadályozzák meg az elektronokat abban, hogy a mag pozitív és az elektronok negatív töltése között a Coulomb-féle törvény értelmében fellépő erők hatása alatt a magba ne essenek. A különbség a bolygók rendszeréhez képest abban van, hogy míg a bolygók egymást Newton törvénye értelmében kölcsönösen vonzzák, addig az elektronok egymást kölcsönösen taszítják.

A legegyszerűbb atom tehát a hidrogénatom, melynek rendszáma $Z=1$. Ez egy egyszeresen töltött magból és egy elektronból áll, mely a pozitív töltésű mag körül kering. Ha a hidrogént iónizáljuk, a H-atom pozitív elektromos töltést kap. Ez atommintánk értelmében úgy történhetik, hogy a mag körül keringő negatív töltésű elektront az atomból eltávolítjuk. Ekkor visszamarad a H-ión, amely egy puszta mag a maximális pozitív töltéssel, melyre egyáltalában szert tehet.

A következő a He-atom, melynek súlya 4 és rendszáma $Z = 2$. Ennél a mag körül 2 elektron kering. Ha csak az egyiket távolítjuk el, kapjuk az egyszeresen iónizált heliumot, He_{+}-t, ha mindkét elektront eltávolítjuk, kapjuk a kétszeresen iónizált He_{++}-t. Ez egy mag, melynek pozitív töltése az elektron töltésének a kétszerese. A radioaktív anyagok α-sugárzásának a részecskéi, az α-részecskék nem egyebek, mint ilyen He-magok.

194. A radioaktiv eltolódási törvények. A radioaktiv anyagok β-sugárzása tudvalevőleg a negatív töltésű elektronokból áll.

Az atomsúly kis rendszámú elemeknél igen nagy megközelítésben a Z rendszám kétszerese, nagy rendszámú elemeknél $2Z$-nél nagyobb. Ezt úgy magyarázzuk, hogy a nagyobb Z rendszámú elemek magja a Z-szeres töltés mellett még bizonyos számú He-magot és kétszer annyi elektront tartalmaz, melyeknek töltései egymást kompenzálják és így a mag töltésszámát, vagyis a Z rendszámot nem változtatják meg, de igen is megváltoztatja a He-magok jelenléte az atomsúlyt, a mennyiben azt annyiszor 4 egységgel növeli a $2Z$ érték fölé, a hány He-mag van jelen az illető elem magjában. Az atomsúly és a $2Z$ között mutatkozó különbség fele tehát mintegy mértéke az illető elem magjában jelen levő elektronok számának. Ezek, a nagy rendszámú elemek magjában lévő He-magok és elektronok azok, melyek a radioaktív átalakulások és bomlások alkalmával mint α- és β-sugárzás az illető radioaktív atom magjából kilépnek. A szerint, hogy α- vagy β-sugárzás kíséri a radioaktív bomlást, más lesz a bomlás útján keletkezett elem helyzete a periódikus rendszerben, viszonyítva ahhoz az elemhez, melyből keletkezett. Ha a bomlást α-sugárzás kíséri, a bomló elem magjából egy He-mag távozik, a keletkezett új elem rendszáma 2 egységgel, atomsúlya 4 egységgel kisebbedik, ha az átalakulást β-sugárzás kíséri, az átalakuló elem magjából egy elektron távozik el, az atomsúly változatlan marad, de a mag töltésszáma, a keletkező új elem rendszáma egy egységgel növekedik. Ezek a Soddy és Fajans által felfedezett radioaktív eltolódási törvények atommodellünk hathatós támaszai, mert kellő megvilágításba helyezik a *Z* rendszám fontosságát és az atomsúly alárendeltebb szerepét. A radioaktív bomlási termékek között vannak ugyanis oly elemek, melyek kémiai és fizikai sajátságaik és rendszámuk alapján a periódikus rendszernek egy, már valamely más elem által betöltött helyére kerülnek. Így pl. a 82. rendszámú ólom helyére kerül a rádium leszármazója, a *RaG* vagy rádiumólom, továbbá a thorium és aktiniumból keletkező *ThD* és *AcD*. Az ilyen elemeket izotop elemeknek nevezik, ezek együtt egy plejádot alkotnak. A felsorolt elemek az ólomplejádba tartozó izotopok. Az izotopok azonos kémiai és fizikai sajátságokat mutatnak, a rendszámuk közös, de atomsúlyaik egymástól különböznek. Pl. a *RaG* és az *AcD* atomsulya 206, a *ThD* atomsúlya 207,9, míg a közönséges ólom atomsúlya 207,2. Van azonban az ólomplejádnak egy tagja, a *RaB*, melynek atomsúlya 214. A plejád főreprezentánsa az az elem, melynek élettartama a leghosszabb, a mi példánkban az ólom.

195. A *He* után következne a sorban a *Li*-atom, $Z = 3$, melyben tehát a háromszorosan töltött mag körül 3 elektron kering és így tovább. Legegyszerűbben úgy képzelhetjük a dolgot, hogy az elektronok a mag körül egy kör kerületén helyezkednek el, egymástól egyenlő távolságban. Kossel szerint azonban egy ilyen körön csak bizonyos számú elektron helyezkedhetik el. Ha az elektronok létszáma egy körön betelt, akkor a következő nagyobb rendszámú elemnél egy új nagyobb sugarú elektronkör kezdődik. Kossel és Sommerfeld az atomtérfogatra vonatkozó görbe (179. ábra) alapján valószínűvé teszik, hogy az alkali fémeknél kezdődik mindig egy új kör és e szerint az elektronok száma egy-egy körön nagyjából egyezik az elemek számával egy-egy periódusban. E körök sorra a *K*-, *L*-, *M*-, *N*-, stb. körök. Az egy-egy körön helyet foglaló elektronok száma csak nagyjából, nem pontosan egyezik az egyes periódusokban foglalt elemek számá-

val, így pl. valószínű, hogy az első K-körben kettő helyett három, az L-körben nyolc helyett kilenc elektron van.

196. A Bohr-féle atomminta. Nézzük meg közelebbről a hidrogén-atomot, melynek fölépítése Niels Bohr által (1913) mintaképül szolgált a többi atomminták megalkotásánál. A hidrogénatomnál az asztronómia kéttestproblémájával állunk szemben, a Nap és a körülötte keringő egyetlen bolygó helyébe lép a mag a körülötte keringő egyetlen elektronnal. De a kéttestproblémának is az az egyszerűbb esete áll előttünk (egytest probléma), mikor a bolygó tömege a Nap tömegéhez képest elhanyagolható, vagyis a mikor a mag és elektronból álló rendszer súlypontja a mag súlypontjában van, mert az elektron tömege a H-atom tömegének csak 1847-ed része. Az elektron töltése $-e$, a H-magé akkor $+e$. Egy későbbi általánosítás céljából számoljunk azonban a magnak e' töltésével, de megjegyezzük magunknak, hogy a hidrogénmagnál $e' = e$. Legyen az elektron tömege m_0, a mag körül leírt körpálya sugara a és az elektron szögsebessége ω, akkor az elektronra működő centrifugális erő:

$$m_0 a \omega^2$$

és ennek egyenlőnek kell lennie a Coulomb-törvény értelmében az elektron és a mag között működő vonzó erővel, tehát

$$m_0 a \omega^2 = \frac{ee'}{a^2} \quad \text{vagyis} \quad m_0 a^3 \omega^2 = ee'. \tag{68}$$

Mennél nagyobb szögsebességgel kering tehát az elektron, annál kisebbre huzódik össze pályájának sugara. A szögsebesség folytonos csökkentésével folytonosan tágul az elektron pályája. Azonban Bohr szerint — és ez elméletében a lényegesen újszerű — az elektronpálya sugara nem veheti fel az összes lehetséges, folytonosan egymás mellé sorakozó értékeket, hanem az elektron csak bizonyos stabil pályákon keringhet, melyek sugarait az a kikötés szabja meg, hogy az elektron mozgásmennyiségének nyomatéka, $m_0 a^2 \omega$ egyenlő legyen $\frac{h}{2\pi}$-nek egészszámú többszörösével.

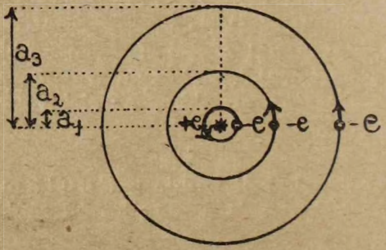
$$2\pi m_0 a^2 \omega = hn, \tag{69}$$

a hol h a Planck-féle sugárzási formulából ismert kvantum-elméleti állandó és n egy egész szám, az ú. n. kvantumszám. A (68) és (69) alatti két egyenlet szabja meg a stabil pályák a sugarát és a hozzátartozó ω szögsebességet:

$$a = \frac{n^2h^2}{4\pi^2 m_0 ee'}, \qquad \omega = \frac{8\pi^3 m_0 e^2 e'^2}{n^3 h^3}. \tag{70}$$

Az n kvantumszám különböző egészszámú értékeihez tartoznak a stabil pályák, az első, második, stb. Bohr-féle kör. A stabil pályák sugarai úgy aránylanak egymáshoz, mint az egész kvantumszámok négyzetei:

$$a_1 : a_2 : a_3 : \ldots = 1^2 : 2^2 : 3^2 : \ldots$$



230. ábra.

A 230. ábrában látható az első három Bohr-féle kör a H-mag körül. Behelyettesítve az (70) alatti formulába az elektron töltésének és fajlagos töltésének, továbbá h-nak értékét, $e = 4{,}77.10^{-10}$, $\frac{e}{m_0} = 5{,}31.10^{17}$, $h = 6{,}55.10^{-27}$-t, és tekintetbe véve, hogy H-nál $e' = e$, az első Bohr-féle kör sugara lesz:

$$a_1 = 0{,}532.10^{-8} \text{ cm}.$$

A hidrogén-atom elektronja általában ezen a legbelső pályán kering, valamennyi közt ez a legstabilabb pálya. Ennek $2a_1$ átmérőjét az atom átmérőjének tekinthetjük, mely e szerint 10^{-8} cm-nek adódik. Ez az érték összhangzásban van azokkal az értékekkel, melyeket az atomok nagyságrendjére vonatkozólag más meggondolások alapján is nyerünk.

Bohr szerint az elektron e stabil pályákon stacionáriusan, vagyis csillapodás nélkül kering, nem szabad tehát a keringő elektronnak a stabil pályán való keringése közben elektromágneses hullámokat kisugároznia. A körpályán állandó sebességgel mozgó elektronnak azonban van centripetális gyorsulása, egy gyorsuló elektron pedig a klasszikus elektromágneses elmélet szerint elektromágneses hullámokat sugároz ki gyorsulásával arányos erősségben. A Bohr-féle atomminta ezen a ponton homlokegyenest ellenkezik a klasszikus elektromágneses elmélettel. Az elektron egész energiája, vagyis helyzeti és mozgási energiájának összege:

$$E_n = -\frac{2\pi^2 m_0 e^2 e'^2}{h^2} \cdot \frac{1}{n^2}. \qquad (71)$$

A különböző pályákhoz tartozó energiák fordított arányban vannak a pályák sugarával, vagy a pályákhoz tartozó kvantumszámok négyzetével. A véges sugarú pályákon tehát az energia negatív, a végtelenben lévő pályán zérus. Abszolut értékében a legnagyobb, előjelét tekintetbe véve vagyis algebrailag a legkisebb az első pálya energiája. Azért ez a legstabilabb, az ú. n. normálpálya. A hozzá tartozó energia E_1.

$$E_2 = \frac{1}{4} E_1, \; E_3 = \frac{1}{9} E_1, \ldots, \; E_n = \frac{1}{n^2} E_1. \qquad (71a)$$

Minthogy $E_1 < 0$, tehát $E_n > E_1$, vagyis csakis egy bizonyos energiabefektetés árán lehet az elektront legbelső normálpályájáról egy nagyobb sugarú külső pályára felemelni, a honnan viszont adandó alkalommal visszaeshetik a normálpályára, vagy általában egy belsőbb pályára, miközben energia válik szabaddá. Az elektron a szabaddá váló energiát kisugározza. Kérdés, mily frekvenciával sugározza ki az elektron ezt az energiát? A hidrogén színképében fellépő keskeny, éles színképvonalak arra mutatnak, hogy ez az energia monochromatikus sugárzási energiává alakul át. A kisugárzott energia Bohr szerint mindig egy egyetlen energia-elem, $h\nu$. Említettük, hogy Planck sugárzási formulája levezetésénél kénytelen volt feltenni, hogy az emisszió nem folytonosan történik, hanem a kibocsátott energia mindig a $h\nu$ energia-elem egészszámú többszöröse. Bohr szerint ez az egész szám a mi esetünkben 1. Jelöljük az elektron energiáját valamely külső pályán, melyből az elektron esése alkalmával kiindul, E -val, a véghelyzetében valamely belső, pl. a normálpályán E_v-vel, akkor

$$E_k - E_v = h\nu. \tag{72}$$

Ez az egyenlet megszabja a kisugárzott színképvonal színét. Minthogy az elektronpályák egy nem folytonos, hanem egy diszkrét sokaságot alkotnak, ugyanez mondható az energiaértékekről is, tehát a színképvonalaknak egy diszkrét sokaságát nyerjük, vagyis egy vonalas színképet. Legyen a kezdőpálya kvantumszáma m, a végpálya kvantumszáma n, akkor természetesen $m > n$. Az energia a kezdő és végpályán lesz:

$$E_k = -\frac{2\pi^2 m_0 e^2 e'^2}{h^2} \cdot \frac{1}{m^2}, \qquad E_v = -\frac{2\pi^2 m_0 e^2 e'^2}{h^2} \cdot \frac{1}{n^2},$$

tehát

$$h\nu = \frac{2\pi^2 m_0 e^2 e'^2}{h^2} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right). \tag{73}$$

A hidrogénnél $e' = e$, tehát:

$$\nu = \frac{2\pi^2 m_0 e^4}{h^3} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right),$$

vagyis, ha

$$R = \frac{2\pi^2 m_0 e^4}{h^3} \text{-t} \tag{74}$$

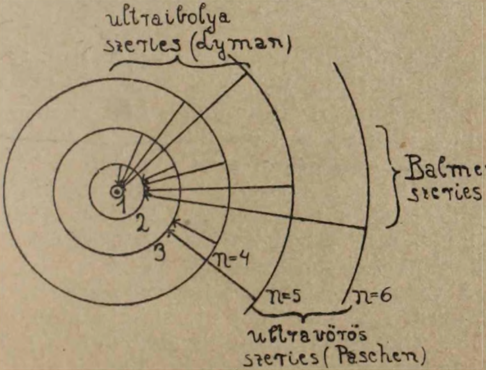
irunk, pontosan a

$$\nu = R \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right) \tag{75}$$

Balmer-formulát kapjuk. A Bohr-féle elmélet azonban nemcsak a Balmer-formula alakját, hanem a benne szereplő R Rydberg-frekvencia értékét is megadja. Az R (74) alatti kifejezésében szereplő mennyiségek számszerű értékei a 326. oldalon fel vannak jegyezve. Ha ezeket (74)-be helyettesítjük, az

$$R = 3{,}27.10^{15}\ \mathrm{sec}^{-1} \tag{76}$$

értéket nyerjük. A (72) formulában meghatározott ν a rezgésidő reciprok értéke, $\frac{1}{T}$, tehát a (74) és (75) alatti formulák is ν-t és R-t mint rezgésszámot, $\frac{1}{T}$-t adják. A Balmer-formula (57) alatti alakjában azonban az $\frac{1}{\lambda}$ hullámszámra vonatkozik. Hogy (75)-ről (57)-re átté-



231. ábra.

jünk, (74) és (75)-t még osztani kell c-vel, a fény terjedési sebességével. Ekkor

$$R = \frac{2\pi^2 m_0 e^4}{h^3 c}$$

lesz, vagyis

$$R = 1{,}09.10^5\ \mathrm{cm}^{-1},$$

a mi egyezik az empirikus Balmer-formula állandójának értékével. A hidrogén $n=1$, 2 és 3 értékeihez tartozó Lymann-, Balmer- és Paschen-féle ultravörös szeriesének keletkezését a 231. ábra illusztrálja.

A szerint, hogy a külső pályákon keringő hidrogénelektron az első, második vagy a harmadik B o h r-féle körre esik vissza, keletkezik a L y m a n n-, B a l m e r-, illetve P a s c h e n-szeries. Mennél nagyobb sugarú külső pályáról esik le az elektron az emlitett belső pályák valamelyikére, az illető szeriesnek annál nagyobb rezgésszámú vonalát bocsátja ki. Ez atomminta alapján a legapróbb részletében adódik a hidrogén Z e e m a n- és S t a r k-jelenségének elmélete is.

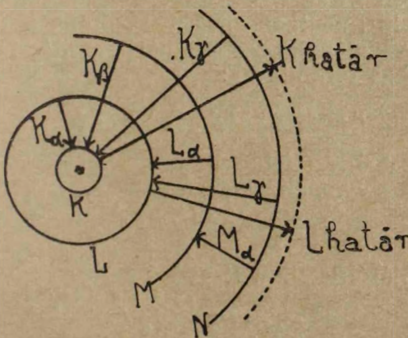
197. Az iónizált helium, He_{+} egészen hasonló a H-atomhoz, csak a mag töltése $e'=2e$-vel. Ennek megfelelően (73)-ból

$$\nu = 4R\left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2}\right),$$

mely formula tényleg előállítja az iónizált helium színképének vonalait. Ilyen hidrogénszerű szinképe volna még a kétszer iónizált lithiumnak, Li_{++}-nak, melyet azonban még nem sikerült megfigyelni. A *He*, *Li* és a többi, magasabb rendszámú elem atomjának felépítése természetesen még nincs olyan pontosan felderítve, mint a hidrogéné, a mi azok bonyolultabb voltát tekintve érthető, mert ott már fellépnek az asztronómiai többtestproblémának nehézségei is.

198. **A vonalas Röntgen-színképek emissziójának mechanizmusa.** Az ismertetett atomminta alapján egy hozzávetőleges képet alkothatunk magunknak a Röntgen-spektrumok keletkezéséről is. Említettük az elektronok valószínű elhelyezkedését a *K*-, *L*-, *M*-, stb. gyűrűkön és láttuk, hogy pl. a *K*-szeries vonalai együtt jelennek meg a Röntgen-színképben akkor, ha a lámpa feszültsége elérte a *K*-szeries határához a (66*b*) értelmében tartozó értéket, vagy, ha a *K*-szeries mint másodlagos Röntgen-fény lesz gerjesztve, a primär Röntgenfény keménysége nagyobb a *K*-szeries határának rezgésszámánál. A *K*-szeries határának rezgésszáma tehát megszabja (66*b*) értelmében azt a minimális energiát, mely szükséges a *K*-sugárzás gerjesztéséhez.

A *K*-sugárzás gerjesztéséhez atommintánk értelmében az szükséges, hogy egy elektront a *K* gyűrűből eltávolítsunk, vagyis f e l e m e l j ü n k az atom legszélső pályáira, az atom kerületére. Katódsugárral való gerjesztésnél ez pl. úgy történhetik, hogy a katódsugárelektron behatolva az atomba, közvetlenül beleütközik a K-gyűrű valamelyik elektronjába és azt ezáltal helyéből kiemeli. Hogy a katódsugarak ezt a munkát elvégezhessék, kell, hogy a katódsugárban repülő elektronoknak egy bizonyos minimális energiája, eleven ereje legyen, épen annyi, a mennyi egy elektronnak a K-gyűrűből az atóm kerületére való emeléséhez szükséges. Ez megtörténvén, a K-gyűrűnek módjában van kiegészítenie magát egy, valamelyik külső gyűrűről származó elektronnal. Miközben egy elektron valamelyik külső



232. ábra.

gyűrűről a K-gyűrűre esik, rendelkezésre bocsátja a K-szeries valamelyik vonalának emissziójához szükséges energiát az $E_k - E_v = h\nu$ egyenlet értelmében. Mennél nagyobb sugarú gyűrűről esik az elektron K-ra, annál nagyobb a keletkező vonal rezgésszáma. Ha az elektron az L-gyűrűről esik K-ra, a K_α vonal keletkezik, ha M-ből, a K_β vonal, stb. (232. ábra).

Az L-szeries vonalainak emissziójához az L-gyűrűből kell egy elektront eltávolítani és az atóm kerületére emelni, ennek megfelelően az L-szeries lágyabb, mint a K-szeries. Az L-szeries leglágyabb L_α vonala úgy keletkezik, ha az L-gyűrű az M-gyűrűből egészíti ki magát, a keményebb L_β, ha az

N-gyűrűből pótlódik az L-ben hiányzó elektron, stb. Az L-szeriesnél még lágyabb az M-szeries, melynek vonalai úgy keletkeznek, ha egy elektron egy külső pályáról az M-gyűrűre esik, miután ott a katódsugarak egy üres helyet létesítettek.

Atommintánk szerint tehát az L_α-vonal rezgésszáma a Ritz-féle kombináció-elv értelmében, mint a K_β és K_α vonalak rezgésszámainak különbsége adódik:

$$\nu_{L\alpha} = \nu_{K\beta} - \nu_{K\alpha}.$$

Ez az összefüggés az összes elemek Röntgen-színképeinek megfelelő rezgésszámai között tényleg igen nagy közelítésben fennáll. Hasonó összefüggések fennállanak az L- és az M-szeries vonalai között, stb.

199. A 187. pontban megismerkedtünk a különböző elemek K_α vonalának rezgésszámát megadó Moseley-féle empírikus formulával:

$$\nu = R(Z-1)^2\left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{2^2}\right).$$

Ezt most úgy értelmezhetjük, hogy az elektron, miközben a K_α-vonalat kisugározza, az L-gyűrű

$$E_k = -Rh\frac{(Z-1)^2}{2^2}$$

energianívójáról leesik a K-gyűrű

$$E_v = -Rh\frac{(Z-1)^2}{1^2}$$

energianivójára.

Ha egy nagyobb Z-rendszámú atomban az összes elektronokat egynek kivételével a mag környezetéből eltávolítva, pl. az atom kerületére emelve képzeljük, akkor a visszamaradó egyetlen elektron a mag $e' = Ze$ töltésének terében egészen hasonló pályákat fog leírni, mint a hidrogén elektronja a H-mag körül és akkor ennek a megmaradó elektronnak az emissziója is egészen hidrogénszerű lesz, vagyis ugyanazon egyszerű törvények értelmében fog végbemenni, mint a hidrogénatomé. Tehát

$$\nu = RZ^2\left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2}\right)$$

lesz és pl. a H ($n = 1$-hez tartozó) Lyman n-szeriesének megfelelő szeries első vonala lesz:

$$\nu = RZ^2\left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{2^2}\right).$$

E vonal rezgésszáma azonban Z növekedésével az ultraibolyából a Röntgen-frekvenciák körébe vándorol és, mint a Moseley-féle formulával való egybevetésből kiderül, nyilván identikus a K-szeries K_α-vonalával. Eltekintve tehát attól a kis különbségtől, hogy az empirikus formulában $(Z-1)^2$, az elméletiben pedig Z^2 szerepel, a két formula egyezéséből arra következtethetünk, hogy az atom belsejében, a mag közvetlen környezetében, ott, a hol a K_α-vonal emissziója végbemegy, az elektromos tér nagyjában és lényegében olyan, illetve akkora, mintha csakis a magtól származna, mintha arra a többi elektronok befolyást nem gyakorolnának. Röviden: a K_α-vonal emissziója hidrogénszerű.

Említettük a 149. pontban, hogy azoknak az elemeknek, melyek a periódikus rendszer ugyanazon függélyes oszlopában állanak, egész azonos szerkezetű vonalas színképeik vannak a spektrum ultraibolya, látható és ultravörös részében. Ily elemek különböznek egymástól, a mi az atom belső szerkezetét, a mag környezetében fellépő elektromos erőtereket, stb. illeti, mert ezeket a Z rendszám szabja meg, de megegyeznek ily elemek az atom külső elrendezésében, a legkülső elektrongyűrűben lévő elektronok számában. Ebből arra lehet következtetni, hogy az ultraibolya, látható és ultravörös ú. n. optikai spektrumok az atom perifériáján keletkeznek, reájuk nézve az mérvadó, hogy hol van az elem helye a periódusban.

A Röntgen-színképeket, mint azt pl. a K-szeriesnél részletesebben is láttuk, a Z rendszám szabja meg, függetlenül az illető elemnek egy periódusbon belül való elhelyezkedésétől. A Röntgen-színképek az atom belsejében, a mag közvetlen környezetében keletkeznek, a hol a magnak a Z rendszámmal növekedő töltése szabja meg a viszonyokat. A periodicitás és az azzal összefüggő sajátságok az atom külső sajátságai.

Ez a Bohr-féle atomelmélet, melynek eddigi eredményei közül itt néhányat felsoroltunk, még teljes fejlődésben van és a legszebb reményekre jogosít.

XII. 17

FÜGGELÉK.

1. $$dL = i\,d\varphi \int \cos\vartheta\, d\Omega.$$

Az integráció kiterjesztendő a belépési pupilla egész nyílására:

$$d\Omega = 2\pi \sin\vartheta\, d\vartheta$$

$$dL = 2\pi i\, d\varphi \int_0^U \sin\vartheta \cos\vartheta\, d\vartheta$$

$$dL = \pi i\, d\varphi \sin^2 U.$$

2. A szuperpozíció elve. A fény terjedését leíró differenciálegyenlet, az ú. n. hullámegyenlet,

$$\frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = v^2 \Delta E = v^2 \left(\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} \right),$$

melyben v a terjedési sebesség, lineáris. Ha tehát E_1 megoldása ennek a differenciálegyenletnek, valamint E_2 is, akkor tudvalevőleg

$$E = E_1 + E_2 \tag{1}$$

is megoldása a differenciálegyenletnek. Ez a szuperpozíció elve, mely szerint két hullám:

$$E_1 = a_1 \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{z_1}{\lambda} - \delta_1 \right)$$

és $$E_2 = a_2 \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{z_2}{\lambda} - \delta_2 \right)$$

találkozása alkalmával fellépő eredő hullám:

$$\begin{aligned} E = a_1 \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{z_1}{\lambda} - \delta_1 \right) + \\ + a_2 \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{z_2}{\lambda} - \delta_2 \right). \end{aligned} \tag{1a}$$

Ezt az eredő hullámot az

$$E = a \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \delta\right)$$

alakba írhatjuk, a hol a az eredő amplitudo és δ az eredő hullám fázisa. Tehát

$$E = a\left\{\sin 2\pi \frac{t}{T} \cos 2\pi\delta - \cos 2\pi \frac{t}{T} \sin 2\pi\delta\right\}, \quad (1b)$$

hasonlóképen $(1a)$-ból

$$\begin{aligned} E = &\left\{a_1 \cos 2\pi\left(\frac{z_1}{\lambda}+\delta_1\right)+a_2 \cos 2\pi\left(\frac{z_2}{\lambda}+\delta_2\right)\right\} \sin 2\pi\frac{t}{T} - \\ &-\left\{a_1 \sin 2\pi\left(\frac{z_1}{\lambda}+\delta_1\right)+a_2 \sin 2\pi\left(\frac{z_2}{\lambda}+\delta_2\right)\right\}\cos 2\pi\frac{t}{T}. \end{aligned} \quad (1c)$$

Összehasonlítva $(1b)$-t és $(1c)$-t

$$a \cos 2\pi\delta = a_1 \cos 2\pi \left(\frac{z_1}{\lambda} + \delta_1\right) + a_2 \cos 2\pi \left(\frac{z_2}{\lambda} + \delta_2\right),$$

$$a \sin 2\pi\delta = a_1 \sin 2\pi \left(\frac{z_1}{\lambda} + \delta_1\right) + a_2 \sin 2\pi \left(\frac{z_2}{\lambda} + \delta_2\right).$$

Innen megadott a_1, a_2, δ_1, δ_2, z_1 és z_2 mellett a és δ kiszámítható, ugyanis

$$\operatorname{tg} 2\pi\delta = \frac{a_1 \sin 2\pi \left(\frac{z_1}{\lambda} + \delta_1\right) + a_2 \sin 2\pi \left(\frac{z_2}{\lambda} + \delta_2\right)}{a_1 \cos 2\pi \left(\frac{z_1}{\lambda} + \delta_1\right) + a_2 \cos 2\pi \left(\frac{z_2}{\lambda} + \delta_1\right)}$$

és

$$a^2 = a_1^2 + a_2^2 + 2a_1a_2 \cos 2\pi \left(\frac{z_1 - z_2}{\lambda} + (\delta_1 - \delta_2)\right). \quad (1d)$$

Az eredő hullám amplitudója tehát függ a két találkozó hullám útkülönbségétől és fáziskülönbségétől.

3. A 107. ábrából:

$$\overline{aC} = \overline{AC} \sin\alpha = 2D \sin\alpha \operatorname{tg}\beta,$$

$$\overline{AB} = \overline{BC} = \frac{D}{\cos\beta}.$$

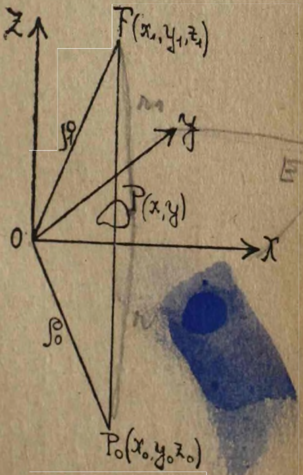
Legyen λ a fénynek a levegőben, λ' az $n=\frac{\lambda}{\lambda'}$ törésmutatójú lemezben mért hullámhosszúsága. Az $\overline{aC}$ utat, melyet a fény levegőben tett meg, λ-ban kell kimérni, az $\overline{AB}+\overline{BC}$ utat pedig λ'-ben. Ugyanarra az eredményre jutunk, ha $\overline{AB}+\overline{BC}$-t megszorozzuk n-nel és azután az egész útkülönbséget λ-val hasonlítjuk össze. Lesz tehát:

$$aC-n(AB+BC)=2D\left(\sin\alpha \operatorname{tg}\beta-\frac{\sin\alpha}{\cos\beta\sin\beta}\right)=$$

$$=2D\frac{\sin\alpha}{\cos\beta}\left(\sin\beta-\frac{1}{\sin\beta}\right)=$$

$$=2D\,n\cos\beta=2D\sqrt{n^2-\sin^2\alpha}.$$

4. Huygens elvének mathematikai fogalmazása. A Frauenhofer-féle elhajlási jelenségek. Az F fényforrás elé helyezett végtelen kiterjedésű EE sík ernyőn legyen a σ nyílás és keressük a megvilágítás erősségét a P_0 pontban (1f. ábra). Derékszögű koordinátarendszerünk xy-síkját ejtsük össze az EE ernyő síkjával. A fényforrás legyen az (x_1, y_1, z_1) pontban, a P_0 koordinátái legyenek x_0, y_0, z_0 és a σ nyílás valamely P pontjának koordinátái legyenek x, y. A σ nyílás méretei legyenek kicsinyek



1f ábra.

az F fényforrásnak a nyílás P pontjától számított

$$r_1=\sqrt{(x_1-x)^2+(y_1-y)^2+z_1^2}$$

és a P_0 pontnak ugyancsak P-től számított

$$r=\sqrt{(x_0-x)^2+(y_0-y)^2+z_0^2}$$

távolságához képest. Ekkor az EE ernyő n normálisa és az r_1 és r által bezárt (nr_1) és (nr) szögek a P pontnak σ-án belül eső minden helyzetében megközelítőleg ugyanazzal az értékkel bírnak és a P_0-ban keletkező hullám Huygens-elve alapján:

$$E_0=\frac{a}{2\lambda}\frac{\cos(nr)-\cos(nr_1)}{rr_1}\int\sin 2\pi\left(\frac{t}{T}-\frac{r+r_1}{\lambda}\right)d\sigma,^{1} \quad (2)$$

a hol λ a hullámhossz, T a rezgésidő, a az F-ből kiindult gömbhullám amplitudója F-től egységnyi távolságban és az integráció kiterjesztendő a σ nyilás egész felületére. Elvileg a σ határgörbéjén keresztül bármilyen felületet fektethetünk, melynek két különböző oldalán van a fényforrás és P_0 és azon integrálhatunk. A legegyszerűbb azonban, ha az integrációt az EE sík felületnek, vagyis az xy síknak arra a darabjára terjesztjük ki, melyet a σ-t határoló zárt görbe körülfog.

A fényforrásnak és P_0-nak távolságai a koordinátarendszer O kezdőpontjától:

$$\varrho_1=\sqrt{x_1^2+y_1^2+z_1^2},$$

$$\varrho_0=\sqrt{x_0^2+y_0^2+z_0^2}.$$

Nyilván

$$r_1=\varrho_1\sqrt{1+\frac{x^2+y^2-2(xx_1+yy_1)}{\varrho_1^2}},$$

$$r=\varrho_0\sqrt{1+\frac{x^2+y^2-2(xx_0+yy_0)}{\varrho_0^2}}.$$

Ha a σ nyílás az O pont környezetében van, x és y kicsinyek ϱ_1 és ϱ_0-hoz képest. Sorbafejtve r_1 és r-t $\frac{x}{\varrho_1}$, $\frac{y}{\varrho_1}$, $\frac{x}{\varrho_0}$ és $\frac{y}{\varrho_0}$ hatványai szerint és elhanyagolva a harmadik hatványokat:

[1] Lásd pl. Drude, Lehrbuch d. Optik, 3. Aufl. 175. l.

$$r_1 = \varrho_1\left[1 + \frac{x^2+y^2}{2\varrho_1^2} - \frac{xx_1+yy_1}{\varrho_1^2} - \frac{(xx_1+yy_1)^2}{2\varrho_1^4}\right], \tag{2a}$$

$$r = \varrho_0\left[1 + \frac{x^2+y^2}{2\varrho_0^2} - \frac{xx_0+yy_0}{\varrho_0^2} - \frac{(xx_0+yy_0)^2}{2\varrho_0^4}\right]. \tag{2b}$$

ϱ_1, valamint ϱ_0 és az x és y-tengelyek által bezárt szögek cosinusait rendre α_1, β_1, α_0, β_0-val jelölve:

$$\alpha_1 = \frac{x_1}{\varrho_1}, \quad \beta_1 = \frac{y_1}{\varrho_1}, \quad \alpha_0 = \frac{x_0}{\varrho_0}, \quad \beta_0 = \frac{y_0}{\varrho_0}.$$

Tehát lesz:

$$r_1 + r = \varrho_1 + \varrho_0 - x(\alpha_1 + \alpha_0) - y(\beta_1 + \beta_0) + \\ + \frac{x^2+y^2}{2}\left(\frac{1}{\varrho_1} + \frac{1}{\varrho_0}\right) - \frac{(x\alpha_1+y\beta_1)^2}{2\varrho_1} - \frac{(x\alpha_0+y\beta_0)^2}{2\varrho_0}.$$

Ha a Frauenhofer-féle elhajlási jelenségekre szorítkozunk, melyeknél az F fényforrás és az észlelt P_0 pont a végtelenben vannak,

$$r_1 + r = \varrho_1 + \varrho_0 - x(\alpha_1+\alpha_0) - y(\beta_1+\beta_0) = \\ = \varrho_1 + \varrho_0 + \varphi(x, y) \cdot \frac{\lambda}{2\pi}. \tag{2c}$$

Ha még megállapodunk a

$$\frac{t}{T} - \frac{\varrho_1+\varrho_0}{\lambda} = \frac{t'}{T}$$

és

$$\frac{a}{2\lambda}\,\frac{\cos(nr) - \cos(nr_1)}{rr_1} = a'$$

jelölésekben, a (2) alatti kifejezés így írható:

$$E_0 = a'\left(\sin 2\pi\frac{t'}{T} \cdot \int \cos[\varphi(x, y)]\, d\sigma - \right. \\ \left. - \cos 2\pi\frac{t'}{T} \cdot \int \sin[\varphi(x, y)]\, d\sigma\right). \tag{2d}$$

A cos és sin argumentuma gyanánt szereplő időfüggvények egyenlők, itten tehát két hullám szuperpozíciójáról van szó, melyek fáziskülönbsége $\frac{\pi}{2}$, lévén $\sin\left(\alpha+\frac{\pi}{2}\right)=\cos\alpha$. E hullámok amplitudói:

$$C=a'\int\cos\left[\varphi(x,y)\right]d\sigma,$$
$$S=a'\int\sin\left[\varphi(x,y)\right]d\sigma.$$

Tehát a Függ. 2. pont (1*d*) formula értelmében az eredő E_0 hullám amplitudójának négyzete

$$C^2+S^2.$$

Ez szabja meg a P_0-ban létrejövő J_0 megvilágítást,

$$J_0=C^2+S^2. \qquad (2e)$$

Tehát a C és S integrálok értékeit kell kiszámítani, melyeknél az integráció kiterjesztendő az EE ernyőbe vágott σ nyílás területére. A Frauenhofer-féle elhajlási jelenségeknél

$$\varphi(x,y)=-\frac{2\pi}{\lambda}\left(x\left[\alpha_1+\alpha_0\right]+y\left[\beta_1+\beta_0\right]\right).$$

Bevezetve a

$$\frac{2\pi}{\lambda}(\alpha_1+\alpha_0)=\mu, \quad \frac{2\pi}{\lambda}(\beta_1+\beta_0)=\nu$$

rövidítéseket, az előjeltől eltekintve

$$C=a'\int\cos(\mu x+\nu y)\,d\sigma, \quad S=a'\int\sin(\mu x+\nu y)\,d\sigma.$$

I. Legyen a σ nyílás egy derékszögű négyszög, melynek középpontja egybeesik a koordinátarendszer kezdőpontjával. Ha a négyszögnek az x-tengelylyel párhuzamos oldala a hosszúságú és az y-tengelylyel párhuzamos oldal hosszúsága b, akkor a négyszöget határoló egyenesek az (x, y)-síkon:

$$x=\pm\frac{a}{2}, \quad y=\pm\frac{b}{2}$$

és a σ nyílás területe $\sigma=ab$. Ekkor

$$C = a' \int_{-\frac{a}{2}}^{+\frac{a}{2}} \int_{-\frac{b}{2}}^{+\frac{b}{2}} (\cos \mu x \cos \nu y - \sin \mu x \sin \nu y)\, dx dy =$$

$$= \frac{4a'}{\mu\nu} \sin \frac{\mu a}{2} \sin \frac{\nu b}{2},$$

$$S = a' \int_{-\frac{a}{2}}^{+\frac{a}{2}} \int_{-\frac{b}{2}}^{+\frac{b}{2}} (\sin \mu x \cos \nu y + \cos \mu x \sin \nu y)\, dx dy = 0,$$

tehát

$$J_0 = \frac{16a'^2}{\mu^2\nu^2} \sin^2 \frac{\mu a}{2} \sin^2 \frac{\nu b}{2}. \qquad (2f)$$

Ha a végtelenben lévő fényforrás a z-tengelyen van, úgy, hogy a sugarak merőlegesen esnek a EE ernyőre, illetve a σ nyílásra, $\alpha_1 = \beta_1 = 0$. A végtelenben keletkező elhajlási jelenséget végtelenre beállított távcsővel vizsgáljuk, melynek tengelye essen egybe a z-tengelylyel. Legyen a távcső tárgylencséjének gyujtótávolsága f és helyezzük a tárgylencse gyujtósíkjába az $x'y'$ koordinátarendszert, melynek tengelyei legyenek párhuzamosak az xy-koordinátarendszer megfelelő tengelyeivel és melynek kezdőpontja legyen a tárgylencse gyujtópontjában. Azokat a sugarakat, melyek az EE ernyő mögött az $\alpha_0\beta_0$ irányban haladnak, a tárgylencse az

$$x' = f\alpha_0, \quad y' = f\beta_0 \qquad (2g)$$

koordinátájú P_0 pontban egyesíti. A (2g) összefüggések, mint tudjuk, csak akkor érvényesek, ha, a mint tényleg fel is tettük, az elhajlított sugár és a z-tengely által bezárt elhajlási szög, vagyis az α_0 és β_0 iránycosinusok kicsinyek. Mint (2f)-ből látható, $J_0 = O$, ha

$$\frac{\mu a}{2} = \pm h\pi, \qquad h = 1, 2, 3, \ldots$$

vagy ha

$$\frac{\nu b}{2} = \pm k\pi, \qquad k = 1, 2, 3, \ldots$$

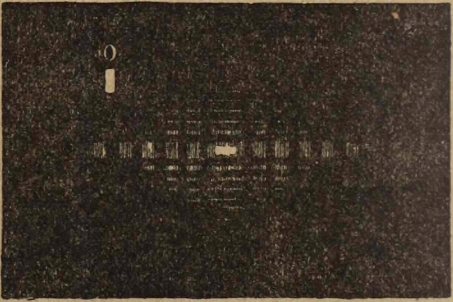
Minthogy merőleges beesésnél

$$\mu = \frac{2\pi}{\lambda}\alpha_0 = \frac{2\pi}{\lambda}\frac{x'}{f}$$

és

$$\nu = \frac{2\pi}{\lambda}\beta_0 = \frac{2\pi}{\lambda}\frac{y'}{f},$$

tehát sötétség lesz a távcső tárgylencséjének gyujtósík-



2*f*. ábra.

jában mindazokon a helyeken, melyekre vonatkozólag

$$\left.\begin{array}{ll} x' = \pm h\dfrac{\lambda f}{a} & y' \text{ minden értéke mellett} \\ \text{vagy} & \\ y' = \pm k\dfrac{\lambda f}{b} & x' \text{ minden értéke mellett.} \end{array}\right\} \quad (2g')$$

Ezek egymásra merőleges egyenes-seregek egyenletei; a távcső látóterében tehát homogén megvilágítás mellett egymásra merőleges sötét csíkokat látunk, mint azt a (2*f*) ábra mutatja. Ha a (2*f*) formulában osztunk és szorzunk $\sigma^2 = a^2b^2$-al,

$$J_0 = a'^2\sigma^2 \left(\frac{\sin\frac{\mu a}{2}}{\frac{\mu a}{2}}\right)^2 \left(\frac{\sin\frac{\nu b}{2}}{\frac{\nu b}{2}}\right)^2.$$

Tehát a távcső gyujtópontjában

$$J_0' = a'^2\sigma^2,$$

vagyis

$$J_0 = J_0' \left(\frac{\sin\frac{\mu a}{2}}{\frac{\mu a}{2}} \right)^2 \left(\frac{\sin\frac{\nu b}{2}}{\frac{\nu b}{2}} \right)^2 . \qquad (2h)$$

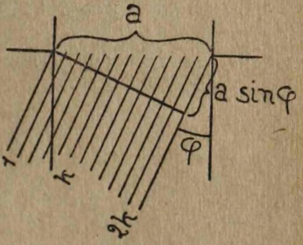
II. Ha a σ nyílás egy a szélességű rés, vagyis egy négyszög, melynek az y-tengelylyel párhuzamos b oldala igen nagy, akkor a távcső látóterében egy az x-tengelylyel párhuzamos keskeny fénysávot látunk, melyet az y-tengelylyel párhuzamos sötét egyenesek serege:

$$x' = \pm h \frac{\gamma f}{a}, \qquad h = 1, 2, 3, \ldots$$

metsz. A fényintenzítás eloszlását az x-tengely mentén az

$$J_0 = J_0' \left(\frac{\sin\frac{\mu a}{2}}{\frac{\mu a}{2}} \right)^2 \qquad (2i)$$

formula írja le. Minthogy (2g) szerint $\alpha_0 = \frac{x'}{f} = \sin\varphi$,



3f. ábra.

ha φ az elhajlított fénysugár és a z-tengely által bezárt elhajlási szög, tehát

$$\sin\varphi = \pm \frac{h\gamma}{a}. \qquad (2k)$$

Azokban a φ irányokban hoznak tehát létre az elhajlított sugarak interferencia következtében sötétséget, melyekben $a \sin\varphi$ (3f ábra) egyenlő a hullámhosszúság egész számú többszörösével.

III. Legyen az EE ernyőn több egyenlő alakú és nagyságú és egyenlő irányítású nyílás. Mindegyik nyílásban tekintetbe veszünk egy A pontot, mely a maga nyílásához képest ugyanoly elhelyezésű. Ezeknek az

A pontoknak a koordinátái legyenek $x_i y_i$. Mindegyik *A* pontba helyezzük egy $\xi\eta$ koordinátarendszer kezdőpontját, mely koordinátarendszer tengelyei legyenek párhuzamosak az x, illetve y-tengelylyel. A k-adik nyílás valamelyik pontjának x, y koordinátái lesznek tehát

$$x = x_k + \xi, \quad y = y_k + \eta.$$

Tehát

$$C = a' \sum_k \int \cos(\mu[x_k + \xi] + \nu[y_k + \eta])\, d\xi d\eta,$$

$$S = a' \sum_k \int \sin(\mu[x_k + \xi] + \nu[y_k + \eta])\, d\xi d\eta,$$

a hol az integráció határai ξ és η-ra vonatkozólag mindegyik nyílásnál ugyanazok. Legyen

$$c = a' \int \cos(\mu\xi + \nu\eta)\, d\xi d\eta,$$

$$s = a' \int \sin(\mu\xi + \nu\eta)\, d\xi d\eta$$

és

$$c' = \sum_k \cos(\mu x_k + \nu y_k), \qquad s' = \sum_k \sin(\mu x_k + \nu y_k),$$

akkor $\quad C = cc' - ss', \qquad S = s'c + c's,$

tehát $\quad J_0 = (c^2 + s^2)(c'^2 + s'^2). \qquad (2l)$

$c^2 + s^2$ szabja meg a sötét helyeket egy nyílásnál. Minthogy J_0 kifejezésében $c^2 + s^2$ mint szorzó szerepel, nyilvánvaló, hogy ugyanezeken a helyeken sok egyenlő és egyenlő irányítású fényelhajlító nyílás esetében is sötétség lesz.

IV. Legyen az ernyő xy síkjában számos az y-tengelylyel párhuzamos és egyenlő széles keskeny rés egymástól egyenlő távolságban, egy u. n. optikai rács. Az *A* pontok távolsága egymástól, vagyis a rács állandója legyen d, akkor pl.

$$x_1 = 0,\ x_2 = d,\ x_3 = 2d, \ldots$$

$$y_1 = y_2 = y_3 = \cdots = 0.$$

Tehát

$$c' = 1 + \cos\mu d + \cos 2\mu d + \cos 3\mu d + \cdots$$

$$s' = \phantom{1 +{}} \sin\mu d + \sin 2\mu d + \sin 3\mu d + \cdots$$

Ha a rács összes réseinek száma m,

$$c' + is' = 1 + e^{i\mu d} + e^{2i\mu d} + \dots + e^{i(m-1)\mu d} = \frac{e^{im\mu d} - 1}{e^{i\mu d} - 1}.$$

Ha ez egyenlet mindkét oldalát megszorozzuk a konjugált-komplex

$$c' - is' = \frac{e^{-im\mu d} - 1}{e^{-i\mu d} - 1}$$

kifejezéssel, lesz:

$$c'^2 + s'^2 = \frac{1 - \cos m\mu d}{1 - \cos \mu d} = \frac{\sin^2 \frac{m\mu d}{2}}{\sin^2 \frac{\mu d}{2}}.$$

Tehát (2i) és (2l) alapján

$$J_0 = J_0' \frac{\sin^2 \frac{\mu a}{2}}{\left(\frac{\mu a}{2}\right)^2} \frac{\sin^2 \frac{m\mu d}{2}}{\sin^2 \frac{\mu d}{2}}. \tag{2m}$$

Az első két tényező egyetlen fényelhajlító rés által létesített elhajlási jelenség fényeloszlását írja le, nevezetesen J_0' a megvilágítás a távcső gyujtópontjában egy rés esetében. Az egy rés által létesített elhajlási jelenség sok rés esetében akként módosul, hogy megjelenik benne a sötét párhuzamos csíkok egy rendszere az

$$\frac{m\mu d}{2} = h\pi \tag{2n}$$

egyenletnek megfelelően. Két ily sötét csík között a megvilágítás maximuma legfeljebb akkora, mint volna egy résnél. Ha azonban a több rés jelenlétét kifejezésre juttató tényező $\sin \frac{\mu d}{2}$ nevezője lesz zérussá, igen nagy intenzitású maximumok keletkeznek. Ha ugyanis

$$\frac{\mu d}{2} = h\pi,$$

vagyis

$$\alpha_0 = \sin \varphi = h \frac{\lambda}{d}, \tag{2o}$$

akkor

$$\frac{\sin^2 \frac{m\mu d}{2}}{\sin^2 \frac{\mu d}{2}} = m^2,$$

a fényerősség e helyen tehát m^2-szer akkora, mint egy résnél volna. Ha m nagyon nagy, úgy a $(2n)$ által meghatározott sötét csíkok nagyon sűrűn követik egymást, a közöttük lévő maximumok viszont gyengék lévén, egyedül a $(2o)$ által megszabott nagy intenzitású maximumok láthatók. h értéke szerint beszélünk közvetlen képről ($h = 0$), első, másodrendű, stb. spektrumokról, melyek a

$$\sin \varphi_1 = \pm \frac{\lambda}{d}, \quad \sin \varphi_2 = \pm 2 \frac{\lambda}{d},$$

stb. irányokban keletkeznek.

5. A fényvektor, mely a fényhullámban terjedő állapotot jellemzi, különböző időpontokban különböző irányú és nagyságú. A fényvektor, mint minden vektor jellemezhető három derékszögű összetevője által. Legyenek az E fényvektor derékszögű összetevői az x, y és z tengely szerint ξ, η és ζ. Tekintsük a fényvektornak azokat az értékeit, melyeket koordinátarendszerünk kezdőpontjában különböző időpillanatokban felvesz. Ezek lesznek (v. ö. 69. pont, 35. formulát):

$$\left.\begin{aligned} \xi &= a \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \delta_x\right) \\ \eta &= b \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \delta_y\right) \\ \zeta &= c \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \delta_z\right). \end{aligned}\right\} \qquad (3)$$

Minthogy ξ, η és ζ az időnek periódikus függvényei és mindháromnak a periódusa ugyanaz, a fényvektor végpontja, a (ξ, η, ζ) koordinátájú pont egy zárt görbén fog mozogni. Milyen ez a görbe? Ezt úgy tudjuk meg, ha a (3) egyenletekből a folyó időt, t-t eliminálva meghatározzuk e zárt görbének, a végpont pályájának egyenletét. (3)-ból mindenekelőtt következik, hogy

$$\left.\begin{aligned} \frac{\xi}{a} &= \sin 2\pi\frac{t}{T}\cos 2\pi\delta_x - \cos 2\pi\frac{t}{T}\sin 2\pi\delta_x \\ \frac{\eta}{b} &= \sin 2\pi\frac{t}{T}\cos 2\pi\delta_y - \cos 2\pi\frac{t}{T}\sin 2\pi\delta_y \\ \frac{\zeta}{c} &= \sin 2\pi\frac{t}{T}\cos 2\pi\delta_z - \cos 2\pi\frac{t}{T}\sin 2\pi\delta_z. \end{aligned}\right\} \quad (3a)$$

A (3a) egyenleteket megszorozva rendre $\sin 2\pi(\delta_y-\delta_z)$, $\sin 2\pi(\delta_z-\delta_x)$ és $\sin 2\pi(\delta_x-\delta_y)$-al, lesz:

$$\frac{\xi}{a}\sin 2\pi(\delta_y-\delta_z)+\frac{\eta}{b}\sin 2\pi(\delta_z-\delta_x)+ \\ +\frac{\zeta}{c}\sin 2\pi(\delta_x-\delta_y)=0.$$

Ez egy síknak az egyenlete, mely keresztülmegy a koordinátarendszer kezdőpontján, melyből kiindulólag a fényvektort felrajzoltuk. A fényvektor végpontja tehát egy síkgörbén mozog. Koordinátarendszerünket tehát egyszerűség kedvéért úgy választhatjuk, hogy xy síkja egybeessék a pálya síkjával. Ekkor $\zeta=0$ és a pálya egyenletét megkapjuk, ha a (3a) visszamaradó első két egyenletéből t-t elimináljuk Ha az első egyenletet szorozzuk $\sin 2\pi\delta_y$-al, a másodikat $-\sin 2\pi\delta_x$-el és összeadjuk, lesz:

$$\frac{\xi}{a}\sin 2\pi\delta_y-\frac{\eta}{b}\sin 2\pi\delta_x=-\sin 2\pi\frac{t}{T}\sin 2\pi(\delta_x-\delta_y). \quad (3b)$$

Ha az első egyenletet $-\cos 2\pi\delta_y$-al, a másodikat $\cos 2\pi\delta_x$-el szorozzuk és úgy adjuk össze, lesz:

$$-\frac{\xi}{a}\cos 2\pi\delta_y+\frac{\eta}{b}\cos 2\pi\delta_x=\cos 2\pi\frac{t}{T}\sin 2\pi(\delta_x-\delta_y). \quad (3c)$$

A (3b) és (3c) egyenleteket négyzetre emelve és összeadva:

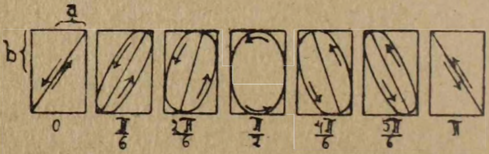
$$\frac{\xi^2}{a^2}+\frac{\eta^2}{b^2}-\frac{2\xi\eta}{ab}\cos 2\pi(\delta_x-\delta_y)=\sin^2 2\pi(\delta_x-\delta_y). \quad (3d)$$

Ez egy ellipszisnek az egyenlete. Általában tehát a pálya egy ellipszis és az ilyen fényt elliptikusan vagy ellipszisben polározott fénynek nevezzük.

Két egymásra merőleges lineáris rezgés tehát, melyek amplitudói különböznek és melyek között egy bizonyos fáziskülönbség van, egy elliptikus rezgéssé tevődik össze. Megfordítva viszont az elliptikusan polározott fény vektora mindig felbontható két a pálya síkjában fekvő derékszögű összetévőre, melyek amplitudói különbözőek és melyek között egy bizonyos fáziskülönbség van. Ha $2\pi(\delta_x - \delta_y) = \frac{\pi}{2}$-el, (3$d$)-ből lesz:

$$\frac{\xi^2}{a^2} + \frac{\eta^2}{b^2} = 1, \qquad (4)$$

vagyis az ellipszis tengelyei összeesnek a koordináta-



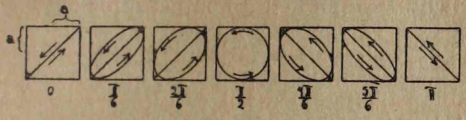
4f. ábra.

tengelyekkel. Ha tehát az elliptikus rezgést az ellipszis tengelyeinek irányába eső két összetévőre bontjuk, a kettő közötti fáziskülönbség $\frac{\pi}{2}$.

A 4f. ábrában látható két egymásra merőleges lineáris rezgés összetételéből előálló elliptikus rezgés pályája az összetévő rezgések fáziskülönbségének különböző értékei mellett. A két összetévő rezgés amplitudói különbözőek, $a \neq b$.

Ha az összetévő rezgések $\frac{\pi}{2}$ fáziskülönbsége mellett még $a = b$, a pálya köralakú, akkor a fényt körösen polározottnak nevezzük. Megkülönböztetünk jobbra és balra körösen polározott fényt, aszerint, hogy a fényvektor végpontja a körön az óramutató járásával egyező, vagy azzal ellenkező irányban mozog, ha a sugárral szembenézünk.

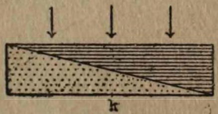
Az 5*f*. ábrában látható két egymásra merőleges és egyenlő amplitudójú lineáris rezgés összetételéből kelet-



5*f*. ábra.

kező rezgési pálya a fáziskülönbség különböző értékei mellett.

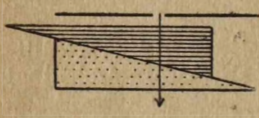
Tetszésszerinti ellipszisben polározott fény előállítására és felismerésére, illetőleg analizálására szolgálhat a Babinet-féle kompenzátor. Ez két kvarcékből áll, melyek egymást egy planparallel lemezzé egészítik ki (6*f*. ábra). Az egyik úgy van a kristályból kivágva, hogy a kristály optikai tengelye az ék élével párhuzamos legyen (alsó ék), a másik úgy, hogy az optikai tengely merőleges legyen az ék élére. Ha a kompenzátorra a nyilak irányában pl. egyenesben polározott fényt ejtünk, a fénysugár kettősen törik meg és a két egymásra merőlegesen egyenesben polározott hullám, melyek rezgései az ék élével párhuzamosak, illetve arra merőlegesek, a kristályban különböző sebességgel halad.



6*f*. ábra.

Az ékből kilépve a két egymásra merőlegesen egyenesben polározott fénysugár fázisai között tehát egy bizonyos különbség lesz. A szerint, hogy az mekkora, a kilépő fény ellipszisben, vagy ismét egyenesben lesz polározva. A felső ék különböző vastagságú helyein áthaladt fény tehát különböző polározású lesz. Az a hullám, mely a felső ékben a nagyobbik sebességgel halad, az alsó ékben a kisebbik sebességgel halad és megfordítva. A középen a két ék egyenlő vastag, az ott áthaladt fény polározási állapotában tehát semminő változás nem áll elő. Ettől a helytől jobbra és balra a fáziskülönbség pozitív és negatív értékeket vesz fel. A kompenzátor közepén, a *k* helyen is létesíthetünk zérustól különböző fáziskülönbséget, ha ahhoz képest a felső éket egy bizonyos darabbal eltoljuk (7*f*. ábra). Megfordítva, ily kompenzátorral meghatározhatjuk azt a fáziskülönbséget, mely egy tetszésszerinti elliptikusan polározott hullámnak két, a kompenzátor ék-élével párhuzamos és arra merőleges lineáris összetevője között fennáll. Legyen pl. ez a fáziskülönbség δ.

Ha ennek az ellipszisben poláros fénynek az útjába állított kompenzátorral a két összetevő között fáziskülönbséget létesítünk, a kompenzátort elhagyó fény lineáris polározású lesz, a mi arról ismerhető fel, hogy analizáló Nicollal teljesen kioltható.



7*f*. ábra.

Ily módon tehát δ és az annak kompenzálása után előálló lineáris rezgés azimutja, az elliptikus rezgés két jellemző adata meghatározható.

Ha a két összetevő rezgés fáziskülönbsége, $2\pi(\delta_x - \delta_y) = 0$ vagy π-vel, az ellipszis egyenessé fajul el, melynek egyenlete:

$$\frac{\xi}{a} \pm \frac{\eta}{b} = 0. \tag{4a}$$

Ekkor a két rezgés egyenesben poláros fénnyé tevődik össze.

6. A poláros fény interferenciájára vonatkozó abból a tapasztalatból, hogy két, akár a polározás szöge alatti visszaverődés, akár kettős törés útján keletkezett és egymásra merőlegesen polározott két fénysugár nem interferál, következik a fényhullámok tranzverzalitása.

Terjedjen a két hullám a z-tengely mentén. Ha az egyik hullámban terjedő vektor derékszögű összetevői:

$$\left.\begin{aligned} \xi &= a \sin 2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{z}{\lambda} - \delta_x\right) \\ \eta &= b \sin 2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{z}{\lambda} - \delta_y\right) \\ \zeta &= c \sin 2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{z}{\lambda} - \delta_z\right), \end{aligned}\right\} \tag{5}$$

akkor a reá merőlegesen polározott hullámban, melynek az előbbihez képest természetszerinti δ fáziskülönbsége lehet, a fényvektor derékszögű összetévői:

$$\left.\begin{aligned} \xi' &= \quad b \sin 2\pi\left(\frac{t}{T}-\frac{z}{\lambda}-\delta_y-\delta\right) \\ \eta' &= -a \sin 2\pi\left(\frac{t}{T}-\frac{z}{\lambda}-\delta_x-\delta\right) \\ \zeta' &= \quad c \sin 2\pi\left(\frac{t}{T}-\frac{z}{\lambda}-\delta_z-\delta\right), \end{aligned}\right\} \qquad (5a)$$

mert hiszen a δ fáziskülönbségtől eltekintve, az egyik hullám egyenleteinek egyezni kell a másik hullám egyenleteivel, ha a koordinátarendszert elforgatjuk 90°-al. A két hullám eredőjének összetévői lesznek $\xi+\xi'$, $\eta+\eta'$ és $\zeta+\zeta'$. Ezeknek amplitudonégyzetei a Függ. (1d) formulája értelmében:

$$\left.\begin{aligned} A^2 &= a^2+b^2+2ab\cos 2\pi\,(\delta+\delta_y-\delta_x) \\ B^2 &= a^2+b^2-2ab\cos 2\pi\,(\delta+\delta_x-\delta_y) \\ C^2 &= 2c^2\,(1+\cos 2\pi\delta). \end{aligned}\right\} \qquad (5b)$$

A két egymásra merőlegesen polározott hullám nem interferálván, az általuk létrehozott fényerősség δ minden értéke mellett egyenlő az egyes hullámok által létrehozott fényerősségek algebrai összegével.

Az egyes összetévő hullámok által létesített fényerősség a 76. pont (35a) formulája értelmében:

$$J = a^2+b^2+c^2.$$

Minthogy tehát interferencia nincs, kell, hogy

$$J' = A^2+B^2+C^2 = 2J = 2a^2+2b^2+2c^2$$

legyen. Azonban (5b) alapján

$$J' = A^2+B^2+C^2 = 2J + \\ + 2c^2\cos 2\pi\delta - 4ab\sin 2\pi\delta \sin 2\pi\,(\delta_y-\delta_x).$$

J' tehát csak akkor lehet egyenlő $2J$-vel δ minden értéke mellett, ha $c=0$ és $2\pi\,(\delta_y-\delta_x)=0$-al, vagy π-vel. A $c=0$ egyenlet azonban azt mondja, hogy a fényvektornak a terjedés irányával párhuzamos összetévője nincs, a hullám tranzverzális. A második feltéte egyenlet pedig azt fejezi ki (4a) szerint, hogy az i módon visszaverődés, vagy kettőstörés útján polározo fény egyenesben van polározva.

7. Valamely homogén és izotrop anyagot elektro mos és mágneses erők hatása alatt létrejövő viselkedé szempontjából jellemez: 1. dielektromos állandója, 2. mágneses permeabilitása, μ és 3. elektromos vezető képessége, σ. Jelöljük az E elektromos térerősség derék szögű összetévőit X, Y, Z-vel, a H mágneses térerőssé összetévőit A, B, C-vel. Akkor a térben, (x, y, z) és idő ben (t) változó elektromágneses tér változásait leíró Maxwell-féle egyenletek igy szólnak:

$$\left.\begin{aligned}
\frac{\varepsilon}{c}\frac{\partial X}{\partial t}+\frac{4\pi\sigma}{c}X&=\frac{\partial C}{\partial y}-\frac{\partial B}{\partial z}\\
\frac{\varepsilon}{c}\frac{\partial Y}{\partial t}+\frac{4\pi\sigma}{c}Y&=\frac{\partial A}{\partial z}-\frac{\partial C}{\partial x}\\
\frac{\varepsilon}{c}\frac{\partial Z}{\partial t}+\frac{4\pi\sigma}{c}Z&=\frac{\partial B}{\partial x}-\frac{\partial A}{\partial y}
\end{aligned}\right\} \quad \text{I.}$$

és

$$\left.\begin{aligned}
\frac{\mu}{c}\frac{\partial A}{\partial t}&=\frac{\partial Y}{\partial z}-\frac{\partial Z}{\partial y}\\
\frac{\mu}{c}\frac{\partial B}{\partial t}&=\frac{\partial Z}{\partial x}-\frac{\partial X}{\partial z}\\
\frac{\mu}{c}\frac{\partial C}{\partial t}&=\frac{\partial X}{\partial y}-\frac{\partial Y}{\partial x}
\end{aligned}\right\} \quad \text{II.}$$

a hol $c=300000\frac{\text{Km}}{\text{sec}}$. Ezekhez járulnak a

$$\frac{\partial X}{\partial x}+\frac{\partial Y}{\partial y}+\frac{\partial Z}{\partial z}=0, \qquad \frac{\partial A}{\partial x}+\frac{\partial B}{\partial y}+\frac{\partial C}{\partial z}=0 \quad \text{III.}$$

egyenletek az elektromágneses terek mindazon részeiben, hol nincs elektromos és mágneses töltésmennyiség.

Az I. egyenletek baloldalán az elektromos térerősség időbeli változása és az elektromos áram erőssége áll, a jobboldalán a mágneses tér térbeli változása. A II. egyenletekben viszont a mágneses térerősség időbeli változása van egybekötve az elektromos térerősség térbeli változásával. A szigetelőkben, hol $\sigma = 0$, az I. egyenletek egyszerűsödnek, mert a baloldalon elmaradnak az elektromos áram erősségének σX, σY, σZ összetevői. A μ a legtöbb izolátorban 1-től nagyon kevéssé különbözik és itt nem részletezhető okokból általánosan, még para- és ferromágneses anyagokban is 1-nek vehető, ha fényhullámokról van szó. Ezért II.-ben mindenütt $\mu = 1$-t írunk. Ha az elektromos és a mágneses tér az időben nem változik, az I. és II. egyenletek jobboldalai zérusok, az elektromágneses tér szétesik egy elektrosztatikai és magnetosztatikai térre, melyek mindegyikének külön van egy potenciálja.

Vegyünk tekintetbe először egy szigetelőt, $\sigma = 0$. Ekkor az I. csoport első egyenlete:

$$\frac{\varepsilon}{c}\frac{\partial X}{\partial t} = \frac{\partial C}{\partial y} - \frac{\partial B}{\partial z}.$$

Ezt az egyenletet differenciáljuk az idő szerint:

$$\frac{\varepsilon}{c}\frac{\partial^2 X}{\partial t^2} = \frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{\partial C}{\partial t}\right) - \frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{\partial B}{\partial t}\right).$$

A $\frac{\partial B}{\partial t}$ és $\frac{\partial C}{\partial t}$-t a II. csoport második és harmadik egyenletéből kifejezve:

$$\frac{\varepsilon}{c}\frac{\partial^2 X}{\partial t^2} = c\left[\frac{\partial^2 X}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 Y}{\partial x \partial y} - \frac{\partial^2 Z}{\partial x \partial z} + \frac{\partial^2 X}{\partial z^2}\right].$$

A jobboldalhoz hozzáadva és belőle kivonva $\frac{\partial^2 X}{\partial x^2}$-t, lesz:

$$\frac{\varepsilon}{c^2}\frac{\partial^2 X}{\partial t^2} = \left[\frac{\partial^2 X}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 X}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 X}{\partial z^2} - \right.$$
$$\left. - \frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\partial X}{\partial x} + \frac{\partial Y}{\partial y} + \frac{\partial Z}{\partial z}\right)\right].$$

A jobboldalon a gömbölyű zárójelben lévő kifejezés III. értelmében zérus, a visszamaradó tagok pedig ΔX-t adják, tehát lesz:

$$\frac{\partial^2 X}{\partial t^2} = \frac{c^2}{\varepsilon} \Delta X. \tag{6}$$

Ez pedig nem más, mint a hullámok differenciálegyenlete. Ilyen egyenlet nyilván az elektromos és mágneses térerősség bármelyik összetévőjére nyerhető, pl.

$$\frac{\partial^2 A}{\partial t^2} = \frac{c^2}{\varepsilon} \Delta A.$$

A Maxwell-féle egyenletekből tehát egyszerűen következik, hogy, ha a tér egy pontján időben változó elektromágneses teret létesitünk, ez a változás hullámszerűen elterjed. A fényhullámokat elektromágneses hullámoknak tekintve, az a szám, $\frac{c^2}{\varepsilon}$, amelylyel a jobboldalon ΔX meg van szorozva, annak a v sebességnek a négyzete, amelylyel a fényhullám az ε dielektromos állandójú közegben terjed. (V. ö. Függ. 2. pont.) Tehát

$$v^2 = \frac{c^2}{\varepsilon}.$$

Azonban $\frac{c}{v}$ nem egyéb mint n, a közeg törésmutatója. Tehát

$$n^2 = \varepsilon, \qquad n = \sqrt{\varepsilon}. \tag{6a}$$

8. Ha a közeg vezetőképessége nem zérus, az I. első egyenletében $\frac{\partial X}{\partial t}$ mellett szerepel még X is, az egész egyenletet az idő szerint differenciálva lesz tehát:

$$\frac{\varepsilon}{c} \frac{\partial^2 X}{\partial t^2} + \frac{4\pi\sigma}{c} \frac{\partial X}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{\partial C}{\partial t}\right) - \frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{\partial B}{\partial t}\right).$$

Az elimináció eredménye (6) helyett megfelelően

$$\frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2 X}{\partial t^2} + \frac{4\pi\sigma}{c^2} \frac{\partial X}{\partial t} = \Delta X \tag{7}$$

lesz. Ez az úgynevezett táviróegyenlet.

E differenciál-egyenlet megoldását áttekinthető és egyszerű számolás céljából a következő komplex alakba írjuk:

$$X = a e^{i\frac{2\pi}{T}\left(t-\frac{\alpha x+\beta y+\gamma z}{v}\right)}, \tag{7a}$$

a melyben általában az a amplitudo és az α, β, γ iránycosinusok is komplex mennyiségek. Megjegyezzük azonban magunknak, hogy X fizikai jelentése a $(7a)$ valós része. $(7a)$-ból következik:

$$\frac{\partial X}{\partial t} = i\frac{2\pi}{T}X, \quad \frac{\partial^2 X}{\partial t^2} = i\frac{2\pi}{T}\frac{\partial X}{\partial t}. \tag{7b}$$

Ha (7)-ben $\frac{\partial X}{\partial t}$-t kifejezzük a $(7b)$ második egyenlete alapján $\frac{\partial^2 X}{\partial t^2}$-al, akkor (7)-ből lesz:

$$\frac{\varepsilon - i2\sigma T}{c^2}\frac{\partial^2 X}{\partial t^2} = \Delta X. \tag{7c}$$

A fényhullámok terjedését az elektromosságot vezető közegben leíró (7c) differenciál-egyenlet tehát teljesen olyan alakú mint (6), a mely a szigetelőkre vonatkozik, csak a valós dielektromos állandó helyébe lépett az ú. n. komplex dielektromos állandó:

$$\varepsilon' = \varepsilon - i2\sigma T.$$

Helyettesítve a $(7a)$ megoldást a $(7c)$ differenciálegyenletbe, a következő összefüggést nyerjük:

$$\frac{\varepsilon - i2\sigma T}{c^2} = \frac{\alpha^2+\beta^2+\gamma^2}{v^2}. \tag{7d}$$

Nyilvánvaló, hogy α, β és γ nem lehetnek mind valós számok.

Legyen $\alpha = \beta = 0$ és $\gamma = 1 - i\varkappa$, vagyis tekintsünk egy a z-tengely irányában terjedő (homogén) síkhullámot. Ekkor

$$\frac{\varepsilon - i2\sigma T}{c^2} = \frac{1-\varkappa^2-i2\varkappa}{v^2} \tag{7e}$$

és

$$X = ae^{-\frac{2\pi\varkappa z}{Tv}} \cdot e^{i2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{z}{Tv}\right)},$$

vagy bevezetve az abszorbeáló közegben mért $\lambda = Tv$ hullámhosszúságot,

$$X = ae^{-\frac{2\pi\varkappa z}{\lambda}} \cdot e^{i2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{z}{\lambda}\right)}. \tag{7f}$$

Minthogy $\varkappa$ $(7e)$ értelmében szükségképen zérustól különböző, a hullám amplitudója z növekedésével csökken, a hullám abszorbeálódik, energiája a vezető közegben részben Joule-hővé alakul át. A λ úton az amplitudo $e^{-2\pi\varkappa}$ arányban csökken. $\varkappa$ az abszorpció-mutató.

A $(7f)$-el leírt hullám úgynevezett homogén síkhullám, melyben az egyenlő fázisok síkjai (a hullámsíkok) és az egyenlő amplitudók síkjai egymással párhuzamosak (mindketten egyaránt merőlegesek a z-tengelyre).

$\frac{c}{v} = n$ az abszorbeáló közeg törésmutatója. n-t bevezetve $(7e)$-ből lesz:

$$\left.\begin{aligned} \varepsilon &= n^2(1-\varkappa^2) \\ \sigma T &= n^2\varkappa. \end{aligned}\right\} \tag{7g}$$

$n(1-i\varkappa)$ az abszorbeáló közeg komplex törésmutatója, melynek két része n és $\varkappa$ a fenti egyenletekben ki van fejezve a dielektromos állandóval és a vezetőképességgel.

9. Legyen pl. koordinátarendszerünk kezdőpontja egy elektron egyensúlyi helyzete. Az elektronnak az egyensúlyi helyzetétől számított ϱ elmozdulása és az ennek következtében reá működő K quasielasztikus erő párhuzamosak lévén, kell, hogy derékszögű összetévőik arányosak legyenek. Legyenek ϱ derékszögű összetévői ξ, η, ζ, K összetévői X, Y, Z, akkor

$$X = -k\xi, \; Y = -k\eta, \; Z = -k\zeta. \tag{8a}$$

A pozitív k állandó a quasielasztikus erőt jellemző állandó, előjele azért negatív, mert K iránya ellenkező ϱ irányával. Egy ilyen elektron mozgásegyenletei tehát:

$$\left.\begin{aligned} m_0\frac{\partial^2\xi}{\partial t^2}+k\xi=0\\ m_0\frac{\partial^2\eta}{\partial t^2}+k\eta=0\\ m_0\frac{\partial^2\zeta}{\partial t^2}+k\zeta=0.\end{aligned}\right\} \tag{8b}$$

Ezek megoldásai

$$\left.\begin{aligned} \xi=a\cos 2\pi\left(\frac{t}{T}+f\right)\\ \eta=b\cos 2\pi\left(\frac{t}{T}+g\right)\\ \zeta=c\cos 2\pi\left(\frac{t}{T}+h\right).\end{aligned}\right\} \tag{8c}$$

Az elektron tehát legáltalánosabb esetben egy elliptikus pályán rezeg (v. ö. Függ. 5. pontját), melynek síkja tartalmazza az elektron egyensúlyi helyzetét. Ha pl. a (8*c*) első egyenletéből ξ-t helyettesítjük a (8*b*) első egyenletébe, az

$$m_0\left(\frac{2\pi}{T}\right)^2-k=0$$

összefüggést nyerjük. Tehát a rezgések frekvenciája

$$\nu_0=\sqrt{\frac{k}{m_0}}\,. \tag{8d}$$

Ez az elektron ú. n. saját frekvenciája, melyet a reá működő quasielasztikus erő és az elektron tehetetlensége szab meg, épúgy, mint az inga lengésidejét megszabja a nehézségi erő és az inga tehetetlensége.

10. A kristály hálózati síkjai azok, melyeken az atomok (lehető sűrűen) szabályos hálózatban helyezkednek el. Legyen a koordináta-rendszer úgy elhelyezve, hogy a kezdőpontjába kerüljön egy atom, akkor a hálózati síkok nyilván azok, a melyek által a koordináta-tengelyekből lemetszett x_0, y_0, z_0 daraboknak egymáshoz való viszonya egész számokkal fejezhető ki. Legyenek pl. e_1, e_2 és e_3 ezek az egész számok,

$$x_0 : y_0 : z_0 = e_1 : e_2 : e_3, \tag{1}$$

akkor nyilván a lemetszett darabok reciprok értékeinek a viszonya is kifejezhető egész számokkal,

$$\frac{1}{x_0} : \frac{1}{y_0} : \frac{1}{z_0} = \frac{1}{e_1} : \frac{1}{e_2} : \frac{1}{e_3} = e_2e_3 : e_3e_1 : e_1e_2. \tag{2}$$

Legyen h'_1, h'_2 és h'_3 az a három legkisebb egész szám, melyekkel ezek a viszonyok kifejezhetők,

$$\frac{1}{x_0} : \frac{1}{y_0} : \frac{1}{z_0} = h'_1 : h'_2 : h'_3, \tag{3}$$

e három számnak tehát 1-en kívül közös osztója nincs.

A h'_1, h'_2, h'_3 számokat ama hálózati sík indexeinek nevezzük, a mely hálózati sík a koordináta-tengelyekből az x_0, y_0, z_0 darabokat lemetszi.

A hálózati síkok rendszerének egyenlete:

$$h'_1x + h'_2y + h'_3z - ka = 0, \quad k = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots \tag{4}$$

mert ha x_0, y_0 és z_0 a (4) sík által lemetszett darabjai a koordináta-tengelyeknek, akkor

$$h'_1x_0 - ka = 0,$$
$$h'_2y_0 - ka = 0,$$
$$h'_3z_0 - ka = 0,$$

vagyis

$$h'_1 : h'_2 : h'_3 = \frac{ka}{x_0} : \frac{ka}{y_0} : \frac{ka}{z_0},$$

a mi egyenértékű a hálózati sík (3) alatti definíciójával. A hálózati sík egyenletében koefficiensek gyanánt szereplő indexek megszabják a sík irányítását, a mennyiben az analitikus geométria ismert szabálya értelmében a sík normálisának iránycosinusai rendre:

$$\frac{h'_1}{\sqrt{h'^2_1 + h'^2_2 + h'^2_3}}, \quad \frac{h'_2}{\sqrt{h'^2_1 + h'^2_2 + h'^2_3}}, \quad \frac{h'_3}{\sqrt{h'^2_1 + h'^2_2 + h'^2_3}}.$$

A k-adik síknak a koordináta-rendszer kezdőpontjától számított távolsága:

$$k\frac{a}{\sqrt{h_1'^2+h_2'^2+h_3'^2}},$$

tehát két egymásra következő, szomszédos hálózati sík merőleges távolsága,

$$d=\frac{a}{\sqrt{h_1'^2+h_2'^2+h_3'^2}}. \tag{5}$$

A koordinátarendszer kezdőpontján átmenő hálózati sík egyenlete

$$h_1'x+h_2'y+h_3'z=0. \tag{6}$$

Az a K sík, mely felezi a beeső primär Röntgenfény iránya és valamely elhajlított sugár iránya által bezárt szöget, mindig egy ily hálózati sík. Legyen O a kristálytengelyekkel párhuzamos tengelyű koordinátarendszer kezdőpontja (205. ábra), akkor, ha

$$OP=OQ=1,$$

a P, illetve Q pontok derékszögű koordinátái rendre $\alpha_0\beta_0\gamma_0$, illetve $\alpha\beta\gamma$. A K sík definiciója értelmében ennek minden pontja ugyanoly messze van P-től, mint Q-tól, tehát

$$(x-\alpha_0)^2+(y-\beta_0)^2+(z-\gamma_0)_2=(x-\alpha)^2+(y-\beta)^2+(z-\gamma)^2,$$

vagyis

$$(\alpha-\alpha_0)x+(\beta-\beta_0)y+(\gamma-\gamma_0)z=0.$$

Ez tehát a K sík egyenlete.

Behelyettesítve ide az elhajlított sugár létrejöttének (59), (59′) és (59″) (289. lap) alatti feltételeit, lesz

$$h_1x+h_2y+h_3z=0.$$

Legyen h_1, h_2 és h_3 legnagyobb közös osztója n,

$$\left.\begin{aligned} h_1&=nh_1' \\ h_2&=nh_2' \\ h_3&=nh_3', \end{aligned}\right\} \tag{7}$$

akkor a *K* sík egyenlete lesz:

$$h_1'x + h_2'y + h_3'z = 0.$$

A *K* sík tehát egy hálózati sík és az elhajlított sugarat, melynek rendszámai h_1, h_2, h_3, úgy tekinthetjük, mint a mely visszaverődött azon a hálózati síkon, melynek (h_1', h_2', h_3') indexei úgy aránylanak egymáshoz, mint $h_1 : h_2 : h_3$.

Ha a 289. lapon levő (59), (59') és (59'') kifejezéseket négyzetre emeljük és összeadjuk, akkor a következő összefüggést nyerjük:

$$(\alpha-\alpha_0)^2 + (\beta-\beta_0)^2 + (\gamma-\gamma_0)^2 = \frac{\lambda^2}{a^2}(h_1^2 + h_2^2 + h_3^2).$$

A 205. ábra szerint

$$\cos 2\vartheta = \alpha\alpha_0 + \beta\beta_0 + \gamma\gamma_0,$$

tekintetbe véve továbbá a Függ. 10. pont (5) és (7) alatti összefüggéseit és az (59''') képletet (290. lap),

$$2 - 2\cos 2\vartheta = 4\sin^2\vartheta = \frac{n^2\lambda^2}{d^2},$$

vagyis

$$\sin\vartheta = \frac{n\lambda}{2d}. \tag{8}$$

TARTALOMJEGYZÉK.

Oldal

Oldal