



# AZ ATOMENERGIA- ÉS MAGKUTATÁS ÚJABB EREDMÉNYEI

VERES ÁRPÁD

## Magizomerek gamma-aktivációja és alkalmazásuk

HORDÓSY GÁBOR-HREHUSS GYULA

## A tokamak



AKADÉMIAI KIADÓ, BUDAPEST

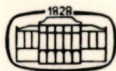
**Az atomenergia- és magkutatás  
újabb eredményei 3.**

**Szerkeszti  
Koltay Ede**

**Veres Árpád**

**Magizomerek gamma-aktivációja  
és alkalmazásuk**

Az izomer állapotok gamma-aktiválása alapvető módszert ad az atommagok gerjesztett nívói-  
nak tanulmányozására, ugyanakkor érzékeny  
analitikai eljárás nemesfémek tisztaságának,  
élelmiszerek, gyógyszerek, szennyvizek ösz-  
szetételének meghatározására, atomenergeti-  
kai és izotópkémiai vizsgálatokban. A szerző  
irodalmi forrásokra és a hazai kutatásokra  
támaszkodva tekinti át a témakör alapjait és  
gyakorlati alkalmazásait.



**Akadémiai Kiadó · Budapest**

**Az atomenergia- és magkutató  
újabb eredményei**

**3**

**Az atomenergia- és magkutató  
újabb eredményei**

**3. kötet**

**Szerkeszti**

**KOLTAY EDE**

**A szerkesztő bizottság tagjai**

**Berényi Dénes, Csikai Gyula, Csom Gyula, Gyimesi Zoltán,  
Keszthelyi Lajos, Korecz László, Dörnyeiné Németh Judit,  
Pócs Lajos, Szathmári Zoltán, Szabó Ferenc, Veres Árpád**



**Akadémiai Kiadó · Budapest 1984**

# Az atomenergia- és magkutató újabb eredményei

## 3

Veres Árpád

**Magizomerek gamma-aktivációja  
és alkalmazásuk**

Hordósy Gábor—Hrehuss Gyula

**A tokamak**



**Akadémiai Kiadó · Budapest 1984**

ISBN 963 05 3284 0

© Akadémiai Kiadó, Budapest 1984

Printed in Hungary

## Tartalom

<b>Veres Árpád</b>	
<b>Magizomerek gamma-aktivációja és alkalmazásuk</b>	<b>7</b>
<b>Hordósy Gábor—Hrehuss Gyula</b>	
<b>A tokamak</b>	<b>83</b>





# Magizomerek gamma-aktivációja és alkalmazásuk

Veres Árpád

Ez a tanulmány a szerző „Gamma activation of nuclear isomers and its application” című, az Atomic Energy Review 18. kötetének 271—328. oldalain 1980-ban megjelent munkájának átdolgozott magyar nyelvű változata. Köszönetet mondunk a folyóirat kiadójának, a Nemzetközi Atomenergia Ügynökségnek azért, hogy a jelen tanulmány megjelentetéséhez hozzájárult.

# Tartalom

<b>1. Bevezetés</b>	<b>9</b>
<b>2. Izomergerjesztés rugalmatlanul szóródott gamma-sugarakkal</b>	<b>11</b>
2.1 A hatáskeresztmetszet	11
2.2 Az aktivációs nivó energiájának mérése a spektrális fluxussűrűség kalibrálásával	16
2.3 Gamma-sugárforrások	20
<b>3. A szórt spektrum számítása és mérése</b>	<b>28</b>
3.1 A spektrális fluxussűrűség meghatározása	28
3.2 Kísérleti eljárások	32
<b>4. Az értékelhető adatok áttekintése</b>	<b>39</b>
4.1 A magizomerek hatáskeresztmetszete és aktivációs nivói	39
4.2 A mérhető legkisebb koncentráció	58
<b>5. Alkalmazások</b>	<b>63</b>
5.1 Gyakorlati alkalmazások	63
5.1.1 Nagy aktivitás és dózisintenzitás mérése	68
5.1.2 Nemesfémek meghatározása műkincsben, régiségben, pénzermében és ipari hulladékban	69
5.1.3 Néhány elem meghatározása élelmiszerben és gyógyszerben	71
5.1.4 Atomerőművek fűtőelemei kiegészének vizsgálata	72
5.2 Forróatom-kémiai alkalmazás	74
<b>6. Következtetések</b>	<b>76</b>
<b>7. Irodalom</b>	<b>78</b>

## 1. Bevezetés

Az izomer állapottal rendelkező stabilis atommagok igen alkalmasak a  $\gamma$ -sugarak rugalmatlan rezonanciaszóródásának tanulmányozására, olyan esetekben, amelyeket  $(\gamma, \gamma')$  típusú reakcióval írhatunk le. Azokban a szóródási kísérletekben ugyanis, amelyekben az atommag egy olyan, az izomer állapotnál nagyobb energiájú nivóra gerjesztődik, amelyről van véges valószínűségű átmenet a metastabilis nivóra, nem lép fel zavaró háttérként az atomi elektronokon lejátszódó nem-rezonanciaszóródás. Sok hosszú felezési idejű magizomer a zárt héjakhoz közeli tartományban fordul elő, és így a kísérletileg kapott magadatok az egyrészesckemodell minél jobb megalkotásához szolgáltathatnak hasznos információkat. Másrészt az a tény, hogy viszonylag kevés izomer állapot gerjeszthető megfelelő intenzitással, a gyakorlati alkalmazásnál igen nagy szelektivitást tesz lehetővé, és így alkalmas jól megválasztott egyéni sajátságokkal rendelkező problémák tanulmányozására és rutinszerű felhasználásra.

A magizoméria jelenségét és gyakorlati alkalmazhatóságát az irodalomban elektrongyorsítók folytonos energiaeloszlású fékezési  $\gamma$ -sugaraival [1–23] és a radioaktív bomlást kísérő monoenergiás  $\gamma$ -sugarak felhasználását lehetővé tevő zárt sugárforrásokkal vizsgálták [24–25]. A fékezési sugárzásos vizsgálatok során a „fotogerjesztés” és „fotoaktivációs analízis” kifejezést széleskörűen alkalmazzák. A monoenergiás  $\gamma$ -sugarakkal végzett vizsgálatok megkülönböztetése céljából mi a következőkben az izomergerjesztésre a „gamma-aktiváció” és „gamma-aktivációs analízis (GAA)” kifejezést használjuk.

A fotoaktivációs módszert izomer állapotok gerjesztésére először mintegy 40 évvel ezelőtt Pontecorvo és Lazard alkalmazta [1]. Ezután több mérést végeztek gyorsítók fékezési sugárzásával több

magizomer esetében annak eldöntésére, hogy fellép-e az effektus, és hogy meghatározzák az izomer állapot fölött elhelyezkedő bizonyos gerjesztett (aktivációs) nivók energiáját [2–6]. Lukens és munkatársai [7] a nemesgázok kivételével valamennyi magizomert megvizsgálták 1 mA-es, 3 MeV-os Van de Graaff-gyorsító fékezési sugaraival. Kaminishi és Kojima [9] 18 magizomert állított elő 20–100 mA-es elektrongyorsítóval, a 4–6 MeV energiatartományban (azaz a kötési energia értéke alatt), és tanulmányozta az aktivációs analitikai lehetőségeket is. Öt páros-páros atommagnál nem tudtak mérni izomeraktivitást.

A gyorsítóenergia növelésével a nagyobb energiatartományban (30–60 MeV) szintén végeztek vizsgálatokat. Az óriásrezonancia-tartományban a  $(\gamma, \gamma')$  típusú reakció mellett  $(\gamma, n)$ ,  $(\gamma, p)$  stb. fotonukleáris reakciók is végbemennek, és így a gyakorlati felhasználás (főleg az aktivációs analízis) a vizsgálatok központjába került [8–23]. Mivel az itt említett cikkek között is számos jó összefoglaló értékelés található, a továbbiakban nem foglalkozunk a gyorsítók fékezési sugárzását használó izomeraktiválásos módszerekkel.

A fotoaktivációnál alig két évvel korábban, 1939-ben Goldhaber és munkatársai [24] próbáltak először monoenergiás  $\gamma$ -sugarakat izomeraktiválásra használni, a 0,5 grammos  $^{226}\text{Ra}$   $\gamma$ -forrással azonban nem sikerült az indium izomerjeit kimutatni.

Másfél évtizeddel később teremtődött meg az ilyen vizsgálatok feltétele az atomreaktorban előállított mesterséges radioaktív izotópok nagy intenzitású, 100 TBq (2,7 kCi) nagyságrendű  $\gamma$ -sugárforrásai képében. Harbottle [25] a  $^{115}\text{In}^m$  és  $^{111}\text{Cd}^m$  izomer aktivitását mérte 3,7–66,6 TBq (100–1800 Ci)  $^{60}\text{Co}$  és 48,1 TBq (1300 Ci)  $^{182}\text{Ta}$  sugárforrással. A [25–58] irodalmi hivatkozásban az integrális és a primer  $\gamma$ -kvantumokra vonatkoztatott kísérleti hatáskeresztmetszeteket határozták meg, és néhány esetben más paraméterek becslését is elvégezték. Több gyakorlati alkalmazásra is tesznek javaslatot a szerzők, és várható, hogy e téren továbbfejlődés előtt állunk. A GAA módszer szelektivitása, gyorsasága és egyszerűsége ígéretessé teheti alkalmazását bizonyos jól megválasztott problémák vizsgálatára. A továbbiakban a mért nukleáris adatok összegyűjtése mellett a gyakorlati alkalmazás példáira helyezzük a hangsúlyt.

## 2. Izomergerjesztés rugalmatlanul szóródott gamma-sugarakkal

### 2.1 A hatáskeresztmetszet

Az izomeraktiválás mechanizmusát az atommagok rezonanciafluoreszcenciájának elmélete alapján értelmezhetjük. A jelenség részletes leírását megtalálhatjuk Dzseleпов [59] és Metzger [60] összefoglaló munkáiban. Ezeket összegezve egy  $E$  energiájú foton rezonanciafluoreszcens hatáskeresztmetszete, olyan szigorú feltétel mellett, amikor csak egy közvetlen átmenet létezik a gerjesztett nívóról az alapállapotba, az alábbi:

$$\sigma_0(E) = \pi \lambda^2 \frac{2I_1 + 1}{2(2I_0 + 1)} \frac{\Gamma^2}{(E - E_r)^2 + \frac{1}{4} \Gamma^2}, \quad (1)$$

ahol  $I_1$  a gerjesztett nívó és  $I_0$  az alapállapot teljes impulzummomentuma,  $E_r$  a rezonancianívó energiája,  $\lambda$  a  $2\pi$ -vel osztott hullámhossz és  $\Gamma$  a természetes nívószélesség. A nevezőben levő 2 szorzószám a foton lehetséges két független polarizációját jelzi.

Ha a gerjesztett nívóról az alapállapotba több átmenet létezik, akkor a gerjesztett nívó teljes szélességét a parciális nívószélességek összegével adhatjuk meg, azaz  $\Gamma = \sum_i \Gamma_i$ . Ekkor az  $i$ -edik átmenet hatáskeresztmetszete:

$$\sigma_i(E) = \pi \lambda^2 \frac{2I_1 + 1}{2(2I_0 + 1)} \frac{\Gamma_0 \Gamma_i}{(E - E_r)^2 + \frac{1}{4} \Gamma^2}, \quad (2)$$

ahol  $\Gamma_0$  a gerjesztett nívóról az alapállapotba történő közvetlen  $\gamma$ -sugárzásos átmenet parciális nívószélessége és  $\Gamma_i$  az  $i$ -edik folyamathoz tartozó parciális nívószélesség.

Az összes lehetséges átmenetek összegezése révén megkaphatjuk az  $E$  energiájú foton rezonanciaabszorpciós hatáskeresztmetszetét:

$$\sigma_{\text{abs}}(E) = \pi \lambda^2 \frac{2I_1 + 1}{2(2I_0 + 1)} \frac{\Gamma_0 \Gamma}{(E - E_1)^2 + \frac{1}{4} \Gamma^2} \quad (3)$$

A  $\Gamma$  természetes vonalszélességnél az atommagok hőmérsékleti mozgása következtében létrejövő Doppler-effektus miatt a nívó abszorpciós Doppler-vonalszélessége ( $\Delta$ ) lényegesen nagyobb. A  $\gamma$ -sugárzásos átmenetek nagy többségénél fennáll a  $\Delta/\Gamma > 100$  egyenlőtlenség. Egyszerű számítással kimutatható azonban, hogy az integrális hatáskeresztmetszet nem függ a nívó természetes és Doppler-szélessége relativ nagyságától, és értéke

$$\sigma(E) dE = \pi^2 \lambda^2 \frac{2I_1 + 1}{2I_0 + 1} \Gamma \quad (4)$$

Azokat a  $\gamma$ -sugarakat, amelyeknek energiája az atommag gerjesztett nívóinak energiájával a nívószélességi tartományon belül megegyezik, az atommag igen nagy hatáskeresztmetszettel, rezonancia-szerűen abszorbeálja.

A rezonancianívóról az alapállapotba az atommag úgy is elbomolhat, hogy gyors átmenetekkel ( $10^{-10}$  s) közvetlenül vagy más alacsonyabb állapotokon keresztül az izomer nívót is érinti. Így az izomeraktiválás feltételei az alábbiak:

(1) A céltárgyban levő atommag gerjesztett nívói között legyen az aktivációs nívó, amelynek  $E_a$  energiája nagyobb az  $E_m$  izomer nívó energiájánál. Ennek a nívónak megfelelő spinnel és paritással kell rendelkeznie ahhoz, hogy nagy valószínűséggel gerjesztődjék az alapállapotról, ugyanakkor nagy elágazási aránnyal rendelkezzen a nívóbomlás során az izomer nívóra való átmenethez.

(2) A radioaktív sugárforrás primer  $\gamma$ -kvantumának  $E_p$  energiája nem lehet kisebb az aktivációs nívó  $E_a$  energiájánál, azaz  $E_p \geq E_a$ .

(3) Ha a radioaktív sugárforrás  $E_p$  energiája és vonalszélessége, továbbá az aktivációs nívó energiája és szélessége kicsiny, vagy nincs átfedés a direkt spektrum, valamint a target atommagjában levő abszorpciós nívók között, akkor a forrás méretének, a forrás és target anyagában levő anyageloszlásnak kell olyannak lennie, hogy kielégítő Compton-szóródás jöjjön létre az aktiváláshoz szükséges energiaátlapolású szórt  $\gamma$ -kvantumok keletkezéséhez. Az utóbbi feltételeket az intenzív sugárforrások általában kielégítik.

A  $h\nu$  energiának a  $h\nu'$  rezonanciaenergiára, a  $\Delta h\nu'$  energiatarományba szóródását a Klein—Nishina-képlettel számoljuk, amely szabad atomi elektronok Compton-szóródására érvényes:

$$\frac{\Delta\Phi_e}{\Delta h\nu'} = \frac{r_e^2 mc^2 \pi}{(h\nu)^2} \left[ \frac{h\nu}{h\nu'} + \frac{h\nu'}{h\nu} - 2 \left( \frac{mc^2}{h\nu} - \frac{mc^2}{h\nu'} \right) + \left( \frac{mc^2}{h\nu} - \frac{mc^2}{h\nu'} \right)^2 \right], \quad (5)$$

ahol  $r_e = 2,81785 \cdot 10^{-13}$  cm a klasszikus elektronsugár,  $mc^2 = 0,511$  MeV az elektron nyugalmi tömegének az energiája. Az a feltételezés, hogy az elektron szabadnak (kötetlennek) tekinthető, teljesen jogos ebben az energiatarományban.

Az 1. ábrán láthatjuk a fenti feltételeket, bemutatva azt a  $^{115}\text{In}$  atommag nívósémáján. Az egyensúlyi izomerbomlási sebességet ( $I_e$ ), amelyet végtelen idejű besugárzás után észlelünk „vékony” aktivációs céltárgy feltételezésével (azaz nincs elektronos fotonabszorpció a mintában), az alábbi képlet szolgáltatja:

$$I_e = \frac{mN_A}{A} \int_0^{\infty} F(E_\gamma, E_p) \sigma_a(E_\gamma) dE, \quad (6)$$

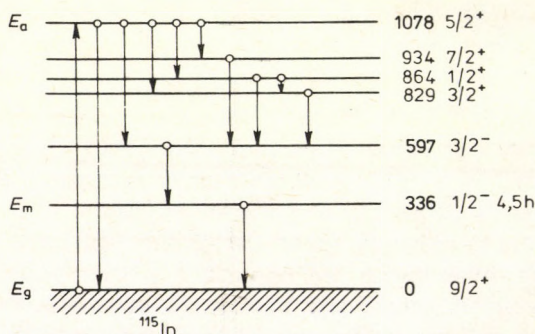
ahol  $\sigma_a(E_\gamma)$  az izomer aktivációs hatáskeresztmetszete,  $F(E_\gamma, E_p)$  a sugárforrás  $E_p$  monoenergiás primer  $\gamma$ -kvantumától származó spektrális fotonfluxus-sűrűség  $(\text{cm}^2 \text{eV s})^{-1}$ ,  $N_A$  az Avogadro-szám,  $A$  az izomerállapottal bíró atommag tömegszáma és  $m$  az izotóp-arányal korrigált céltárgy tömege.

Ha a spektrális fluxussűrűség független a foton energiájától abban az energiatarományban, amelyben az aktivációs hatáskeresztmet-

szet észlelhető,  $F(E_\gamma)$  helyébe az  $F(E_a)$  fluxussűrűséget írhatjuk, és a fenti képlet a következőképpen alakul:

$$I_e = \frac{mN}{A} F(E_a) \int_0^\infty \sigma_a(E_\gamma) dE_\gamma = \frac{mN}{A} F(E_a) \sigma_{\text{int}(a)}, \quad (7)$$

ahol  $E_a$  a gerjesztett nívó rezonanciaenergiája. Mivel a Doppler-szélesség 1 MeV-os átmenetnél általában 1 eV körül van, így az az energiatartomány, amelyben a spektrális fluxussűrűség állandó, 6 eV vagy még több is lehet. (Ez a mi kísérleti körülményeink között gyakorlatilag teljesül.)



1. ábra. Energiadiagram. A metastabilis nívó az  $^{115}\text{In}$  első aktivációs nívójáról gerjesztődik.  $E_a$ ,  $E_m$  és  $E_g$  az aktivációs, a metastabilis, illetve az alapállapot. A gerjesztett nívók energiáját keV-ban adtuk meg. Az  $^{115}\text{In}^m$  felezési ideje 4,5 óra

Az  $E_a$  értéke azonban sok esetben ismeretlen volt, ezért az irodalomban elterjedt a sugárforrás primer  $\gamma$ -fluxusára ( $F_p$ ) vonatkoztatott hatáskeresztmetszet közlése. Primer  $\gamma$ -fluxuson a sugárforrás szóratlan  $\gamma$ -kvantumainak intenzitását értjük a target helyén ( $\gamma/\text{cm}^2\text{s}$ ).

A kísérletileg ily módon meghatározott hatáskeresztmetszet:

$$\sigma_{\text{exp}} = \frac{IA}{NF_p am} \text{ (cm}^2\text{)}, \quad (8)$$



ahol  $I$  a kezdeti másodpercenkénti izomerbomlások száma,  $a$  az izotóparány.

A kezdeti izomerintenzitást számolhatjuk a ténylegesen mért  $I_m$  izomeraktivitásból, az alábbi gyakorlati képlettel:

$$I = \frac{I_m 0,693}{T(1 - e^{-\lambda t_m})} \frac{1}{e^{-\lambda t_d}} \frac{1}{1 - e^{-\lambda t_i}} \frac{\alpha + 1}{\Omega \varepsilon}, \quad (9)$$

ahol  $\alpha$  a belső konverziós együttható,  $t_m$  a mérés ideje,  $t_d$  az aktiválás és a mérés kezdete között eltelt idő,  $t_i$  a besugárzás ideje,  $T$  az izomer felezési ideje,  $\lambda$  a bomlási állandó és az  $\Omega \varepsilon$  együtthatók a mérési geometriából, számlálási hatásfokból, abszorpcióból és önabszorpcióból származó aktivitásvesztéseket tartalmazzák.

Megjegyezzük, hogy a statisztikus hiba, az  $\alpha$  konverziós együttható nem eléggé pontos ismerete és azok az eljárások okozzák a legnagyobb pontatlanságokat, amelyekkel az  $\Omega \varepsilon$  értékeit megbecsülik. A hiba növekedéséhez hozzájárulhat még a felezési, mérési, besugárzási és bomlási idő bizonytalansága is. A primer  $\gamma$ -kvantumokra vonatkoztatott hatáskeresztmetszetben fellépő legnagyobb eltérés azonban a besugárzóberendezések sugárforrásai különféle elrendezésének a Compton-szóródásra gyakorolt hatásából adódik. Az ebből eredő problémák, illetve eltérések kiküszöbölhetők a szórt fluxusnak kalibrálással vagy egyéb úton történő meghatározásával, és ennek alapján az integrális hatáskeresztmetszet megadásával. Ha az aktivációs nívóenergia ismert volt a fékezési sugárzással végzett mérésekből, sok szerző közölte az integrális hatáskeresztmetszetet, és a parciális nívószelességet is kiszámolta. Ehhez a (4) egyenletben megadott Breit—Wigner-formulát [61] az izomeraktiválásokhoz igazodó folyamatokra utaló jelölésekkel használták:

$$\sigma_{\text{int}} = \int \sigma(E) dE = g \frac{\lambda_\gamma^2 \Gamma_0 \Gamma_i}{4\Gamma}, \quad (10)$$

ahol  $\lambda_\gamma$  a  $\gamma$ -kvantum hullámhossza,  $\Gamma_0$  a gerjesztett állapotból az alapállapotba,  $\Gamma_i$  pedig az izomer nívóra történő átmenet parciális nívószelessége,  $\Gamma$  a teljes nívószelesség,  $g = (2I_a + 1)/(2I_g + 1)$  a spinfaktor,  $I_a$  és  $I_g$  pedig az aktivációs nívó és az alapállapot spinje.

Az is ismert, hogy a  $\tau\Gamma = h/2\pi$  összefüggés alapján ( $h$  a Planck-állandó), a  $\tau$  nivóélettartam szintén meghatározható.

Az eddigiekből következik, hogy az integrális és kísérletileg meghatározott hatáskeresztmetszet között fennáll:

$$\sigma_{\text{int}} = \frac{\sigma_{\text{exp}}}{n} = g \frac{\lambda_\gamma^2}{4} \Gamma_0 \frac{\Gamma_i}{\Gamma} \text{ (cm}^2 \text{ eV)}, \quad (11)$$

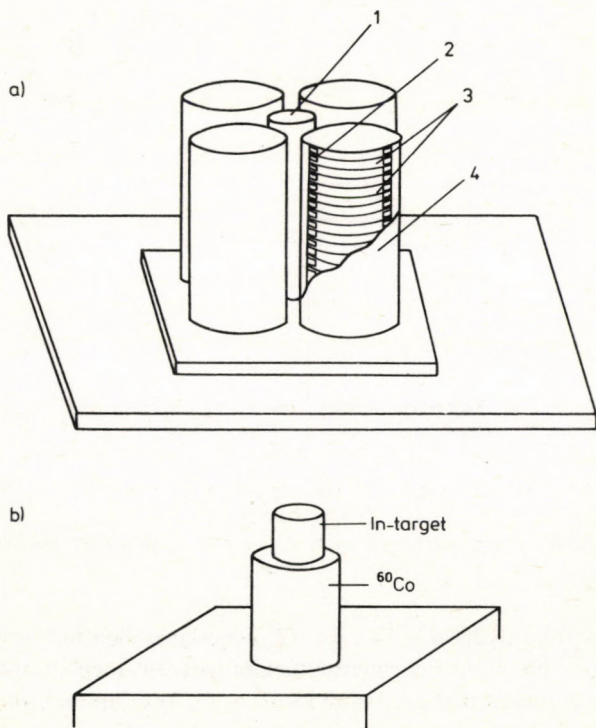
ahol  $n$  az aktivációs nivóenergián az 1 eV tartományba szóródott  $\gamma$ -kvantumok száma.

## 2.2 Az aktivációs nivó energiájának mérése a spektrális fluxussűrűség kalibrálásával

Könnyen belátható, hogy ha két sugárforrás  $F_1(E_\gamma, E_{p_1})$  és  $F_2(E_\gamma, E_{p_2})$  spektrális fluxussűrűség-függvénye és az  $E_\gamma$ -tól való különböző függésük ismert, és ha csak egy aktivációs nivó tartozik a két sugárforrás által kibocsátott  $\gamma$ -sugárzás energiájához, akkor a két forrással meg lehet határozni az  $E_a$  aktivációs nivó energiáját és a  $\sigma_{\text{int}}(E_a)$  integrális hatáskeresztmetszetet a két sugárforrással előállított egyensúlyi izomerbomlási sebességből. A két  $F(E_\gamma, E_p)$  függvénnyel és a mért egyensúlyi bomlásebességekkel meghatározhatunk két függvényt  $\sigma_{\text{int}}$ -ra, amelyeknek átfedési szakaszai vagy érintkezési pontjai megadják az ismeretlen nivóenergiához tartozó  $E_a$  értéket. Meg kell azonban jegyeznünk, hogy az átfedéshez vagy metszéshez szükséges még, hogy mindkét görbe függvénye legyen  $E_\gamma$ -nak, azaz  $F_1(E_\gamma, E_{p_1})$  és  $F_2(E_\gamma, E_{p_2})$ .

A módszer a gyakorlatban vagy abban az esetben alkalmazható eredményesen, amikor a sugárforrások primer  $\gamma$ -vonalai energiában eléggé különböznek egymástól, mivel akkor a spektrális fluxussűrűség-változás iránytangense eltérő (például az 1 – 1,12 MeV-os tartományban az  $E_p = 1,12$  MeV esetén a változás 5%, míg  $E_p = 1,6$  MeV esetében 0,25%), vagy a források elég intenzív, de különböző energiájú  $\gamma$ -vonalakkal rendelkeznek, közel az aktivációs nivó felett és alatt.

Az utóbbi módszert alkalmaztuk  $^{60}\text{Co}$ - és  $^{182}\text{Ta}$ -sugárforrással a  $^{195}\text{Pt}$  első aktivációs nívóenergiájának meghatározására [62]. A két sugárforrás egyensúlyi spektrális fluxussűrűségét a  $^{115}\text{In}$  első aktivációs nívójának  $E_a = 1078$  keV értékénél kalibráltuk össze a 2. ábrán látható besugárzási elrendezésekkel végzett mérések alapján. A hibahatáron belül  $\sigma_{\text{int}} = 2,5 \cdot 10^{-25} \text{ cm}^2 \text{ eV}$  értéket kaptunk a  $^{60}\text{Co}$ -tal, valamint a  $^{182}\text{Ta}$ -lal végzett izomeraktivitásokból és az 1078 keV-nál 1 eV tartományba szóródott  $\gamma$ -kvantumok becsléséből.



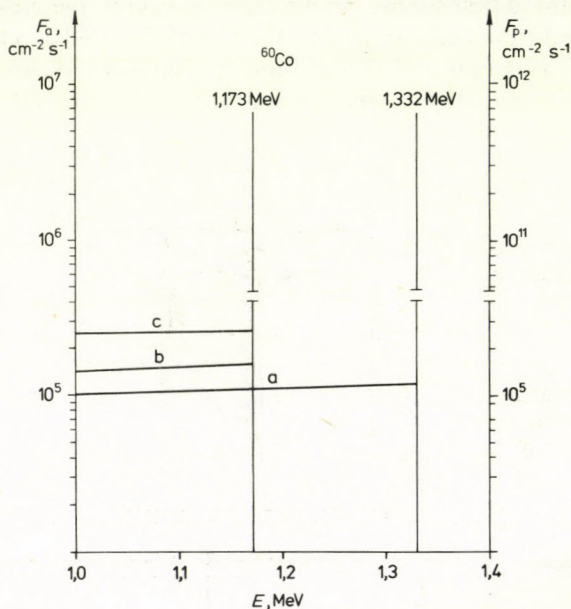
2. ábra. A besugárzási geometria, valamint a forrás és a minta elhelyezése

a)  $^{182}\text{Ta}$ -sugárforrás és indium céltárgy

1. hengeres indium céltárgy, 2. alumínium gyűrű alátét, 3. tantálapocskák, 4. lehegesztett alumínium tok

b)  $^{60}\text{Co}$ -forrás lehegesztett rozsdamentes acéltokban és indium céltárgy

A 3. ábrán mutatjuk be a  $^{60}\text{Co}$ -sugárforrásban keletkező, az egyszeres szórással számolt Compton-szórt spektrumot. Hasonlóan lehetne illusztrálni a spektrális fluxussűrűséget a  $^{182}\text{Ta}$  sugárforrás esetében is. Az említett spektrális fluxussűrűség kalibrálása után



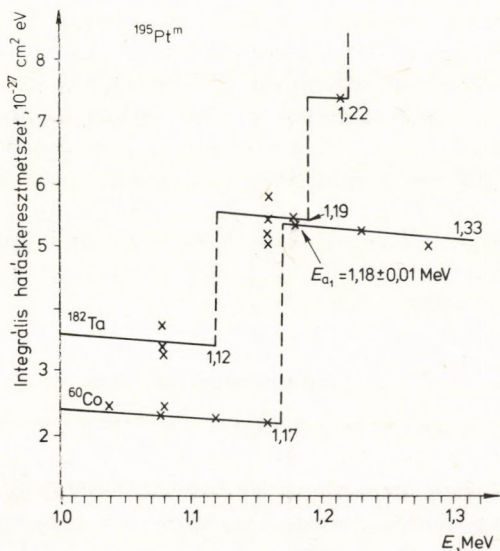
3. ábra. A  $^{60}\text{Co}$  monoenergiás  $\gamma$ -vonalainak primer fluxusa ( $F_p$ ) és a Compton-szórt spektrum ( $F_a$ )

a) az 1,332 MeV vonalról szórt spektrum, b) az 1,173 MeV vonalról szórt spektrum, c) a kettő összege

lehetőségünk nyílik a különböző ( $E_a$ ) energiaértékekhez tartozó „lát-szólagos” integrális hatáskeresztmetszet-sorozat meghatározására.

Az elmondottakat a 4. ábrán kísérhetjük figyelemmel, ahol a  $^{60}\text{Co}$  1,17 és 1,33 MeV-os vonalától együttesen, illetve — 1,17 MeV felett — csak az 1,33 MeV-től származó fluxussűrűség alapján meghatározott integrális hatáskeresztmetszet-sorozatot láthatjuk, az 1–1,33 MeV-os energiatartományban (az alsó két szakaszból álló folytonos vonal, amelyet szaggatott vonallal kötöttünk össze).

Hasonló sajátosságokat tapasztaltunk a  $^{182}\text{Ta}$ -sugárforrás 1,12, 1,19 és 1,22 MeV-os vonalainak egyedi és összetett spektrális fluxussűrűségével számolt integrális hatáskeresztmetszet-függvényénél. Az ábrán  $\times$ -szel jelölt pontok a  $^{195}\text{Pt}^m$  különböző izomeraktivitási mérésekből számolt integrális hatáskeresztmetszet értékei.



4. ábra. A  $^{195}\text{Pt}^m$  integrális hatáskeresztmetszete a  $^{60}\text{Co}$ - illetve  $^{182}\text{Ta}$ -forrás  $\gamma$ -sugaraival meghatározott eltérő aktivációs energiaszinteknek megfelelően, mikrospektrum-kalibrálás után. Az első aktivációs nível energiája  $1,18 \pm 0,01$  MeV

Ha az első aktivációs nívelt az 1 – 1,12 MeV-os tartományban levőnek tekintjük, akkor a  $^{60}\text{Co}$ - és  $^{182}\text{Ta}$ -sugárforrásoktól származó fluxussűrűségek alapján az integrális hatáskeresztmetszet-sorozatok lényeges különbséget mutatnak, amelyek még jobban eltérnek egymástól az 1,12 – 1,17 MeV-os tartományban. A következő 1,17 – 1,19 MeV-os tartomány az, amelyben a  $^{182}\text{Ta}$ - és  $^{60}\text{Co}$ -tal végzett platinatarget-besugárzás utáni izomeraktivációs mérésekből meghatározott integrális hatáskeresztmetszetek a hiba-

határon belül egyeztek. Az 1,19–1,22 MeV-os és azt meghaladó energiatartományokban az eltérés újból jelentős mértékben növekszik. Miután az integrális hatáskeresztmetszet-érték a nívóélettartammal fennálló összefüggésen keresztül meghatározott fizikai tartalommal bír, annak értéke független a meghatározási módszertől vagy attól, hogy milyen sugárforrással történt besugárzás után jutottunk mérhető izomeraktivitáshoz.

Fentiek következtében a  $^{195}\text{Pt}$  első aktivációs-nívó-értékére az  $E_{a_1} = 1180 \pm 10$  keV-ot valószínűsítettük. Smith és munkatársai [63] neutron pick-up reakcióval a  $^{195}\text{Pt}$ -magnak igen sok nívóját gerjesztették, köztük szerepel az  $1189 \pm 6$  keV-os nívó, amely jó egyezést mutat az általunk  $\gamma$ -aktivációval meghatározott értékkel. A kalibrációs módszer nélkül nincs mód rá, hogy a sok nívó közül az aktivációs nívót a pick-up kísérleti eredményekből megadjuk, és utóbbiból azt sem lehet megállapítani, hogy van-e közvetlen vagy kaszkád átmenet az izomer állapotba, ami kísérleteinkből viszont szintén következik.

### 2.3 Gamma-sugárforrások

A monoenergiás  $\gamma$ -sugarakat kibocsátó  $^{24}\text{Na}$ ,  $^{46}\text{Sc}$ ,  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{116}\text{In}^m$ ,  $^{140}\text{La}$ ,  $^{142}\text{Pr}$ ,  $^{182}\text{Ta}$  radioaktív sugárforrással atommag-paramétereiket és különféle alkalmazási lehetőségeket vizsgáltak. Az 1 MeV energiát meghaladó, s becsléseink szerint az izomeraktiváláshoz elégséges  $\gamma$ -sugárzással bíró radioizotópokat az 1. táblázatban gyűjtöttük össze. A  $(\gamma, \gamma')$  reakció tanulmányozására, aktivációs analízisre és más gyakorlati alkalmazásra ily módon felhasználható radioizotópok száma megközelíti az 50-et. Az 1 MeV alatti  $\gamma$ -sugarak intenzitását és energiáját helykimélés céljából nem adtuk meg. Ezek közül a sugárforrások közül sokat — rövid felezési idejük miatt — atomreaktor-hurokban használhatunk csak fel, folytonos neutronaktiválással. A már eddig alkalmazott sugárforrásokon túlmenően megemlítjük a még számításba jöhető forrásokat és  $\gamma$ -hozamokat is. A  $\gamma$ -hozam számításánál  $10^{14}$  n/cm<sup>2</sup> s neutronfluxust tételeztünk fel, és a sugárforrást adó elem 1 g-ját vettük figyelembe. A korábbi vizsgálatokhoz 0,925–4,44 TBq/g (25–120 Ci/g)  $^{60}\text{Co}$ -sugárforrást használtak. Egy-egy besugárzóbe-

rendezésben a  $^{60}\text{Co}$  teljes aktivitása 1,48 TBq (40 Ci) és 9250 TBq (250 kCi), a sugárforrások aktív részének a tömege pedig 50 g és 14 kg között változott. A legjobb besugárzási geometriák esetében a primer  $\gamma$ -sugárzási fluxus a besugárzandó izomer céltárgy helyén néhányszor  $10^{12}\gamma/\text{cm}^2\text{s}$  volt, amit 300–400 g tömegű sugárforrással értek el. A sugárforrás tömegének a növelésével növekszik az önabszorpciós veszteség is, amely a szórt spektrális fluxussűrűséget is csökkenti. Valamennyi sugárforrás optimális méretét és geometriai elrendezését, a  $\gamma$ -sugárzás energiájának ismeretében, olyan feltételek figyelembevételével lehet meghatározni, hogy a rezonancia-tartományba Compton-szóródott növekmény egyenlő legyen a szórt  $\gamma$ -sugaraknak az önabszorpció révén a rezonancia-tartományon kívüli szóródásból eredő csökkenésével. A forrás méretének további növelése a maximális elérhető izomeraktivitást már csökkenti. (Ez például korong alakú  $^{60}\text{Co}$ -sugárforrásnál 10 cm vastagságnál következik be.) Ezek a megfontolások azonban másodrendű szerepet játszottak a korábbi vizsgálatok során, mivel a kísérleteket más célra készült sugárforrással végezték, és így az optimalizálási feltételeket nem kísérték figyelemmel. Az irodalmi adatok összevetése alapján arra következtethetünk, hogy egy megfelelő energiájú  $\gamma$ -sugarakat kibocsátó,  $10^8\gamma\text{ s}^{-1}\text{ g}^{-1}$  ( $10^{-4}$  TBq/g) hozamú sugárforrással kapunk a jelenlegi műszerezettséggel a legjobb mérési geometriáknál mérhető izomeraktivitást. Azokban az esetekben, amikor a sugárforrás  $\gamma$ -energiája olyan nagy, hogy több aktivációs nívón keresztül gerjesztődhet az izomerállapot, a  $\gamma$ -hozam az említettnél még kisebb is lehet.

Más az igény a fizikai paraméterek vizsgálatára szolgáló, és más a GAA-hoz jól használható sugárforrással szemben. Az előbbinél — mint láttuk a spektrumkalibrálási módszerünknel — a sugárforrás  $\gamma$ -vonalai energiájának és intenzitásviszonyainak kell összhangban lenniök a követelményekkel, amelyek a vizsgált izomeraktivációs nívó adatainak jó meghatározásához szükségesek, míg az utóbbinál igen fontos szempont, hogy minél nagyobb legyen a spektrális fluxussűrűség és a  $\gamma$ -vonalak energiája, mivel az újabb aktivációs nívók megjelenése növeli az analitikai módszer érzékenységét. Ezért kívánatos ezeket a lehetőségeket is vizsgálni.

1. táblázat. Gyakorlati izomeraktíválásra alkalmas radioaktív izotópok és az 1 MeV-nál nagyobb energiájú  $\gamma$ -sugárzásból számított fajlagos hozamok

Radio-izotóp	Felezési idő	Sugárforrás-paraméterek		
		Az 1 MeV feletti főbb $\gamma$ -vonalak energiája, MeV	Intenzitás, %	Hozam, TBq/g
1	2	3	4	5
$^{24}\text{Na}$	15,0 h	1,368	100	1,4
		2,754	100	1,4
$^{28}\text{Al}$	2,24 min	1,779	100	0,5
$^{38}\text{Cl}$	37,3 min	1,642	31	$5,5 \cdot 10^{-2}$
		2,166	42	$7,5 \cdot 10^{-2}$
$^{41}\text{Ar}$	1,83 h	1,294	99	0,9
$^{42}\text{K}$	12,5 h	1,525	18,8	$2,8 \cdot 10^{-2}$
$^{49}\text{Ca}$	8,72 min	3,085	92	$2,8 \cdot 10^{-3}$
		4,072	7	$2,2 \cdot 10^{-4}$
$^{46}\text{Sc}$	83,8 d <sup>+</sup>	1,121	100	33,1
$^{52}\text{V}$	3,76 min	1,434	99	5,7
$^{56}\text{Mn}$	2,58 h	1,811	27,4	4,0
		2,112	14,3	2,1
		2,523	0,99	0,1
$^{59}\text{Fe}$	44,6 d	1,099	56	$2 \cdot 10^{-3}$
		1,292	41	$1,5 \cdot 10^{-3}$
$^{60}\text{Co}$	5,27 a <sup>+</sup>	1,173	99,89	4,6
		1,333	99,993	4,6
$^{65}\text{Ni}$	2,52 h	1,116	15,1	$2,1 \cdot 10^{-3}$
		1,482	23,5	$3,3 \cdot 10^{-3}$
$^{64}\text{Cu}$	12,7 h	1,346	0,6	$1,7 \cdot 10^{-2}$
$^{65}\text{Zn}$	244,1 d <sup>+</sup>	1,116	50,7	0,1
$^{72}\text{Ga}$	14,1 h	1,051	6,9	0,1
		1,231	1,5	$2,4 \cdot 10^{-2}$
		1,260	1,2	$1,9 \cdot 10^{-2}$
		1,277	1,6	$2,5 \cdot 10^{-2}$
		1,464	3,6	$5,8 \cdot 10^{-2}$
		1,597	4,3	$6,9 \cdot 10^{-2}$
		1,861	5,2	$8,5 \cdot 10^{-2}$
		2,202	26,1	0,4
		2,491	7,5	0,1
		2,508	12,8	0,2

<sup>+</sup> Besugárzási idő: 1 év



1. táblázat folytatása

Radioizotóp	Felezési idő	Sugárforrás-paraméterek		
		Az 1 MeV feletti főbb $\gamma$ -vonalak energiája, MeV	Intenzitás, %	Hozam, TBq/g
1	2	3	4	5
$^{77}\text{Ge}$	11,3 h	1,085	7,0	$2,7 \cdot 10^{-4}$
		1,193	3,0	$1,2 \cdot 10^{-4}$
		1,368	3,4	$1,3 \cdot 10^{-4}$
$^{76}\text{As}$	26,3 h	1,213	1,3	$4,5 \cdot 10^{-2}$
		1,216	3,4	$11,8 \cdot 10^{-2}$
		1,229	1,2	$4,2 \cdot 10^{-2}$
		1,439	0,27	$9,4 \cdot 10^{-3}$
$^{83}\text{Se}^m$	70,4 s	2,096	0,54	$1,9 \cdot 10^{-2}$
		1,021	2,0	$5,6 \cdot 10^{-5}$
		1,031	20,9	$5,9 \cdot 10^{-4}$
		1,054	1,5	$4,2 \cdot 10^{-5}$
		1,063	3,4	$9,5 \cdot 10^{-5}$
		1,116	0,5	$1,5 \cdot 10^{-5}$
		1,303	0,9	$2,5 \cdot 10^{-5}$
		1,559	1,2	$3,4 \cdot 10^{-5}$
		1,660	1,8	$5 \cdot 10^{-5}$
		1,695	0,7	$2 \cdot 10^{-5}$
$^{83}\text{Se}$	22,5 min	1,779	0,7	$2 \cdot 10^{-5}$
		2,051	11,0	$3,1 \cdot 10^{-4}$
		1,064	5,9	$2,5 \cdot 10^{-5}$
		1,082	2,7	$1,1 \cdot 10^{-5}$
		1,192	4,2	$1,8 \cdot 10^{-5}$
		1,299	5,8	$2,4 \cdot 10^{-5}$
		1,317	4,1	$1,8 \cdot 10^{-5}$
		1,341	5,7	$2,4 \cdot 10^{-5}$
		1,353	4,8	$2 \cdot 10^{-5}$
		1,421	1,1	$4,6 \cdot 10^{-6}$
		1,436	0,8	$3,3 \cdot 10^{-6}$
		1,555	2,5	$1 \cdot 10^{-5}$
		1,780	1,9	$8 \cdot 10^{-6}$
		1,827	1,4	$5,9 \cdot 10^{-6}$
		1,854	1,5	$6,3 \cdot 10^{-6}$
		1,871	1,4	$5,9 \cdot 10^{-6}$
1,895	7,8	$3,3 \cdot 10^{-5}$		
2,290	9,3	$3,9 \cdot 10^{-5}$		
2,337	3,4	$1,4 \cdot 10^{-5}$		

I. táblázat folytatása

Radioizotóp	Felezési idő	Sugárforrás-paraméterek		
		Az 1 MeV feletti főbb $\gamma$ -vonalak energiája, MeV	Intenzitás, %	Hozam, TBq/g
1	2	3	4	5
$^{82}\text{Br}$	35,34 h	1,044	27,4	0,3
		1,317	26,9	0,3
		1,475	16,6	0,2
$^{86}\text{Rb}$	18,82 d	1,077	8,8	$2 \cdot 10^{-2}$
$^{88}\text{Rb}$	17,8 min	1,382	0,7	$1,6 \cdot 10^{-4}$
		1,836	21,4	$5 \cdot 10^{-3}$
		2,119	0,4	$9,4 \cdot 10^{-5}$
		2,678	2,0	$4,7 \cdot 10^{-4}$
$^{97}\text{Zr}$	16,9 h	1,148	2,6	$9,6 \cdot 10^{-6}$
		1,276	1,0	$3,7 \cdot 10^{-6}$
		1,363	1,35	$5 \cdot 10^{-6}$
		1,751	1,35	$5 \cdot 10^{-6}$
		1,852	0,35	$1,3 \cdot 10^{-6}$
$^{101}\text{Mo}$	14,6 min	1,011	2,4	$2,9 \cdot 10^{-4}$
		1,013	13,3	$1,6 \cdot 10^{-3}$
		1,019	0,7	$8,4 \cdot 10^{-5}$
		1,161	4,1	$4,9 \cdot 10^{-4}$
		1,187	1,1	$1,3 \cdot 10^{-4}$
		1,200	1,8	$2,2 \cdot 10^{-4}$
		1,251	4,8	$5,8 \cdot 10^{-4}$
		1,304	2,9	$3,5 \cdot 10^{-4}$
		1,346	0,9	$1,1 \cdot 10^{-4}$
		1,356	1,7	$2,0 \cdot 10^{-4}$
		1,383	1,2	$1,4 \cdot 10^{-4}$
		1,419	0,9	$1,1 \cdot 10^{-4}$
		1,532	6,2	$7,5 \cdot 10^{-4}$
		1,599	1,8	$2,2 \cdot 10^{-4}$
		1,674	1,8	$2,2 \cdot 10^{-4}$
		1,760	1,0	$1,2 \cdot 10^{-4}$
1,840	1,4	$1,7 \cdot 10^{-4}$		
2,032	7,2	$8,8 \cdot 10^{-4}$		
2,041	2,2	$2,6 \cdot 10^{-4}$		
2,088	0,8	$9,6 \cdot 10^{-5}$		
2,114	0,5	$6,0 \cdot 10^{-5}$		
$^{104}\text{Rh}$	42,3 s	1,237	0,08	$6,8 \cdot 10^{-2}$

I. táblázat folytatása

Radioizotóp	Felezési idő	Sugárforrás-paraméterek		
		Az 1 MeV feletti főbb $\gamma$ -vonalak energiája, MeV	Intenzitás, %	Hozam, TBq/g
1	2	3	4	5
$^{110}\text{Ag}^m$	252 d <sup>+</sup>	1,384	24,6	0,2
		1,476	4,0	$2,7 \cdot 10^{-2}$
		1,505	13,2	$9,0 \cdot 10^{-2}$
		1,562	1,2	$8,2 \cdot 10^{-3}$
$^{111}\text{Pd}$	22 min	1,120	0,14	$3,4 \cdot 10^{-5}$
		1,388	0,68	$1,6 \cdot 10^{-4}$
		1,459	0,7	$1,7 \cdot 10^{-4}$
$^{111}\text{Pd}^m$	5,5 h	1,063	0,21	$2,8 \cdot 10^{-6}$
		1,088	0,27	$3,6 \cdot 10^{-6}$
		1,116	1,1	$1,5 \cdot 10^{-5}$
		1,163	0,3	$4,0 \cdot 10^{-6}$
		1,200	0,3	$4,0 \cdot 10^{-6}$
		1,283	1,2	$1,6 \cdot 10^{-5}$
		1,651	1,0	$1,3 \cdot 10^{-5}$
		1,691	1,4	$1,9 \cdot 10^{-5}$
		1,722	0,3	$4,0 \cdot 10^{-6}$
		1,775	0,5	$6,7 \cdot 10^{-6}$
$^{117}\text{Cd}$	2,4 h	1,971	0,7	$9,3 \cdot 10^{-6}$
		1,052	4,4	$8,8 \cdot 10^{-5}$
		1,116	1,1	$2,2 \cdot 10^{-5}$
		1,143	1,6	$3,2 \cdot 10^{-5}$
		1,248	1,2	$2,4 \cdot 10^{-5}$
		1,260	1,1	$2,2 \cdot 10^{-5}$
		1,337	1,7	$3,4 \cdot 10^{-5}$
		1,409	1,2	$2,4 \cdot 10^{-5}$
		1,562	1,5	$3,0 \cdot 10^{-5}$
		1,577	11,2	$2,2 \cdot 10^{-4}$
$^{117}\text{Cd}^m$	3,4 h	1,707	1,0	$2,0 \cdot 10^{-5}$
		1,723	2,0	$4,0 \cdot 10^{-5}$
		1,066	23,0	$2,3 \cdot 10^{-4}$
		1,235	11,3	$1,1 \cdot 10^{-4}$
		1,433	14,3	$1,4 \cdot 10^{-4}$
		1,997	25,3	$2,5 \cdot 10^{-4}$
		2,097	7,2	$7,2 \cdot 10^{-5}$

+ Besugárzási idő: 1 év

1. táblázat folytatása

Radioizotóp	Felezési idő	Sugárforrás-paraméterek		
		Az 1 MeV feletti főbb $\gamma$ -vonalak energiája, MeV	Intenzitás, %	Hozam, TBq/g
1	2	3	4	5
$^{116}\text{In}^m$	54,1 min	2,323	7,5	$7,5 \cdot 10^{-5}$
		2,401	0,9	$9,0 \cdot 10^{-6}$
		2,418	1,2	$1,2 \cdot 10^{-5}$
		1,097	55,7	44,9
		1,294	85,0	68,5
		1,507	10,2	8,2
		1,752	2,44	2,0
		2,112	15,0	12,1
$^{122}\text{Sb}$	2,68 d	1,141	0,8	$1,4 \cdot 10^{-2}$
		1,257	0,8	$1,4 \cdot 10^{-2}$
$^{124}\text{Sb}$	60,2 d	1,045	1,9	$1,6 \cdot 10^{-2}$
		1,325	1,4	$1,2 \cdot 10^{-2}$
		1,368	2,4	$2,1 \cdot 10^{-2}$
		1,437	1,0	$8,5 \cdot 10^{-3}$
		1,691	49,0	0,4
		2,091	5,6	$4,8 \cdot 10^{-2}$
$^{131}\text{Te}^m$	30 h	1,060	1,5	$7,3 \cdot 10^{-5}$
		1,125	11,4	$5,6 \cdot 10^{-4}$
		1,128	1,0	$4,9 \cdot 10^{-5}$
		1,147	1,1	$5,4 \cdot 10^{-5}$
		1,149	1,7	$8,3 \cdot 10^{-5}$
		1,207	9,7	$4,7 \cdot 10^{-4}$
		1,646	1,2	$5,9 \cdot 10^{-5}$
		1,888	1,3	$6,3 \cdot 10^{-5}$
		2,001	2,0	$9,8 \cdot 10^{-5}$
		$^{131}\text{Te}$	25 min	1,008
1,147	4,9			$1,6 \cdot 10^{-3}$
1,294	0,5			$1,6 \cdot 10^{-4}$
$^{134}\text{Cs}$	2,062 a <sup>+</sup>	1,039	1,0	$3,8 \cdot 10^{-2}$
		1,168	1,8	$6,9 \cdot 10^{-2}$
		1,365	3,0	0,1
$^{140}\text{La}$	40,3 h	1,596	95,5	3,8
		2,522	3,4	$13,5 \cdot 10^{-2}$
$^{143}\text{Ce}$	33 h	1,103	0,37	$1,7 \cdot 10^{-4}$

<sup>+</sup> Besugárzási idő: 1 év

I. táblázat folytatása

Radioizotóp	Felezési idő	Sugárforrás-paraméterek		
		Az 1 MeV feletti főbb $\gamma$ -vonalak energiája, MeV	Intenzitás, %	Hozam, TBq/g
1	2	3	4	5
$^{142}\text{Pr}$	19,2 h	1,576	3,68	0,17
$^{151}\text{Nd}$	12,4 min	1,016	2,9	$8,1 \cdot 10^{-4}$
		1,048	0,8	$2,2 \cdot 10^{-4}$
		1,122	4,6	$1,3 \cdot 10^{-3}$
		1,181	15,3	$4,3 \cdot 10^{-3}$
$^{152}\text{Eu}$	13 a <sup>+</sup>	1,086	10,1	5,8
		1,090	1,7	1,0
		1,112	13,4	7,7
		1,213	1,4	0,8
		1,299	1,7	1,0
		1,408	20,7	11,8
$^{152}\text{Eu}^m$	9,3 h	1,315	0,8	4,9
		1,389	0,7	4,3
$^{154}\text{Eu}$	8,5 a <sup>+</sup>	1,005	17,4	1,1
		1,274	35,5	2,2
		1,596	1,7	0,1
$^{160}\text{Tb}$	72,1 d	1,003	1,0	$8,7 \cdot 10^{-2}$
		1,115	1,5	$13 \cdot 10^{-2}$
		1,178	15,0	1,3
		1,200	2,4	0,2
		1,272	7,5	0,7
		1,312	2,9	0,3
$^{177}\text{Yb}$	1,9 h	1,080	5,5	$5,8 \cdot 10^{-3}$
		1,241	3,4	$3,6 \cdot 10^{-3}$
$^{182}\text{Ta}$	115 d <sup>+</sup>	1,002	2,1	$13,1 \cdot 10^{-2}$
		1,113	0,45	$2,8 \cdot 10^{-2}$
		1,121	35,1	2,2
		1,158	1,0	$6,2 \cdot 10^{-2}$
		1,189	16,4	1,0
		1,221	27,1	1,7
		1,231	11,5	0,7
		1,257	1,5	$9,3 \cdot 10^{-2}$
		1,274	0,65	$4,0 \cdot 10^{-2}$
		1,289	1,4	$8,7 \cdot 10^{-2}$

+ Besugárzási idő: 1 év

### 3. A szórt spektrum számítása és mérése

#### 3.1 A spektrális fluxussűrűség meghatározása

A parciális nivószélesség és integrális hatáskeresztmetszet kísérleti meghatározásában fontos szerepe van a rezonanciafluxus kiszámításának. Ez a mennyiség igen erősen befolyásolja azokat a következtetéseket, amelyeket a kísérletekből vonunk le.

Az eddig elmondottakból is láthatjuk, hogy a spektrális fluxussűrűség a sugárforrás anyagában, a közbenső anyagban, a védőfalban, illetve a target anyagában végbemenő Compton-szóródásból tevődik össze. Ezeket rendre  $F_1(E_\gamma)$ ,  $F_2(E_\gamma)$ ,  $F_3(E_\gamma)$  és  $F_4(E_\gamma)$  jelöli.

Az észlelt izomeraktivitás a fentiekből összetevődő, az aktivációs nivó energiájához tartozó

$$F(E_\gamma) = F_1(E_\gamma) + F_2(E_\gamma) + F_3(E_\gamma) + F_4(E_\gamma) \quad (12)$$

teljes fluxussűrűség rezonanciaabszorpciójától származik, az aktíváló mintával végbemenő kölcsönhatás következtében.

Ha a  $\sigma_a(E_\gamma)$  abszorpciós rezonancia-hatáskeresztmetszet ismert, ki tudjuk számolni a forrásméretből és geometriai elrendezésből adódó hatásokat. Gyakorlati célból megadjuk azokat a közelítő formulákat, amelyekkel a rezonanciafluxus kiszámolható a target helyén, figyelembe véve a sugárforrásban, a közbenső anyagban és a targetban végbemenő Compton-szóródást. Figyelmen kívül hagytuk a védőfaltól eredő szóródást, mert ez sok esetben a hibahatár alatt van, és a számítást igen bonyolulttá tenné. A képletek levezetésével szintén nem foglalkozunk, mivel megtalálható az [56, 64, 66] közleményben.

A kísérleti körülményeknek megfelelően adjuk meg a gömb- ( $F_s$ ), korong- ( $F_d$ ) és henger- ( $F_c$ ) forrásnál használható formulákat:

$$F_s = \frac{\Delta\Phi_e}{\Delta hv'} F_p \left[ \frac{n_{01}}{\mu_1} e^{(\mu_1 - \mu'_1)R} (1 - e^{-\mu_1 R}) e^{(\mu_2 - \mu'_2)\rho} + \right. \\ \left. + \frac{n_{02}}{\mu'_2 - \mu_2} (1 - e^{(\mu_2 - \mu'_2)\rho}) + \frac{n_{04}}{\mu_4} \left( 1 - \frac{1}{\mu_4 l} + \frac{e^{-\mu_4 l}}{\mu_4 l} \right) e^{(\mu_4 - \mu'_4)l} \right], \quad (13)$$

$$F_d = \frac{\Delta\Phi_e}{\Delta hv'} F_p \left\{ \frac{\sum_{i=1}^m \left[ \frac{n_{01}}{\mu_1} e^{(\mu_1 - \mu'_1)x_i} (1 - e^{-\mu_1 x_i}) e^{(\mu_2 - \mu'_2)x_i} + \frac{n_{02}}{\mu'_2 - \mu_2} (1 - e^{(\mu_2 - \mu'_2)x_i}) \right] e^{-\mu_1 x_i - \mu_2 x_i} \frac{r_i}{r_i^2 + h^2}}{\sum_{i=1}^m e^{-\mu_1 x_i - \mu_2 x_i} \frac{r_i}{r_i^2 + h^2}} + \right. \\ \left. + \frac{n_{04}}{\mu_4} \left( 1 - \frac{1}{\mu_4 l} + \frac{e^{-\mu_4 l}}{\mu_4 l} \right) e^{(\mu_4 - \mu'_4)l} \right\}, \quad (14)$$

$$F_c = \frac{\Delta\Phi_e}{\Delta hv'} F_p \left\{ \frac{\sum_{i=1}^m \left[ \frac{n_{01}}{\mu_1} e^{(\mu_1 - \mu'_1)y_i} (1 - e^{-\mu_1 y_i}) e^{(\mu_2 - \mu'_2)y_i} + \frac{n_{02}}{\mu'_2 - \mu_2} (1 - e^{(\mu_2 - \mu'_2)y_i}) \right] \frac{e^{-\mu_1 y_i - \mu_2 y_i}}{d^2 + (z_i - h)^2}}{\sum_{i=1}^m \frac{e^{-\mu_1 y_i - \mu_2 y_i}}{d^2 + (z_i - h)^2}} + \right. \\ \left. + \frac{n_{04}}{\mu_4} \left( 1 - \frac{1}{\mu_4 l} + \frac{e^{-\mu_4 l}}{\mu_4 l} \right) e^{(\mu_4 - \mu'_4)l} \right\}. \quad (15)$$

A (13)—(15) egyenletben szereplő jelölések:  $\frac{\Delta\Phi_e}{\Delta hv'}$  az (5) egyenlettel megadott Compton-szóródás hatáskeresztmetszete,  $F_p$  a primer  $\gamma$ -kvantum fluxusa,  $n_{01}, n_{02}, n_{04}$  a sugárforrás, a közbenső anyag és a target elektronsűrűsége ( $\text{cm}^{-3}$ );  $\mu_1, \mu_2, \mu_4$  és  $\mu'_1, \mu'_2, \mu'_4$  az ugyanezen anyagokhoz tartozó primer és rezonanciaenergiákra vonatkozó abszorpciós együttható ( $\text{cm}^{-1}$ );  $R$  a gömbforrás sugara,  $\rho, x'_i, y'_i$  a közbenső anyagok és  $l$  a target vastagsága;

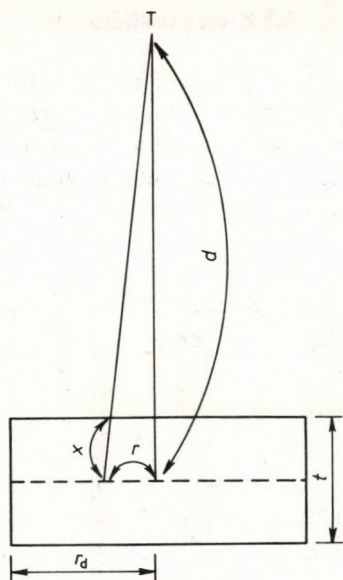
$$x_i = \frac{\sqrt{r_i^2 + d^2}}{d} \frac{t}{2}, \quad (16)$$

$$y_i = \frac{\sqrt{d^2 + (z_i - h)^2}}{d} r_c, \quad (17)$$

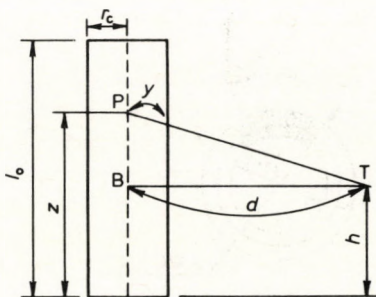
az  $r, z, d, t$  és  $h$  jelentése pedig az 5. és 6. ábrán látható. A (14) és (15) egyenletben szereplő összegzések elliptikus integrálegyenletek közelítései. Ez azt jelenti, hogy a korongforrás  $r_d$  sugarát és a hengerforrás  $l_0$  hosszúságát  $m$  részre osztjuk, és ezeknek az abszorpcióval és távolsággal súlyozott tényezőiből átlagértéket számolunk. Több, különböző energiájú  $\gamma$ -sugárzást kibocsátó sugárforrás esetében valamennyi  $\gamma$ -vonallra összegezni kell az adott aktivációs nívón. Amikor több aktivációs nívó is gerjesztődhet, azokra is összegeznünk kell.

A számolást egyszeres szórási eseményekre végeztük el. A többszörös szóródás elhanyagolható, ha a szóróközeg nem nagyon vastag, de vastag szóróközeg esetén, és ha a primer  $\gamma$ -kvantum energiája sokkal nagyobb az aktivációs nívó energiájánál, már figyelembe kell venni. Az utóbbi esetben például egy  $^{24}\text{Na}$ -sugárforrásnál az 1,08—2,75 MeV-os tartományba egyszeresen szóródott  $\gamma$ -kvantumok száma a primer  $\gamma$ -kvantumok 4—12%-át is elérheti 1—10 cm sugarú hengerforrásnál. Gömbforrásnál a szórással keltett energiaspektrum irányfüggetlen, míg korong- és hengerforrásnál, bizonyos besugárzási körülmények között, a szögeloszlásból eredő hatást is számításba kell venni [115].





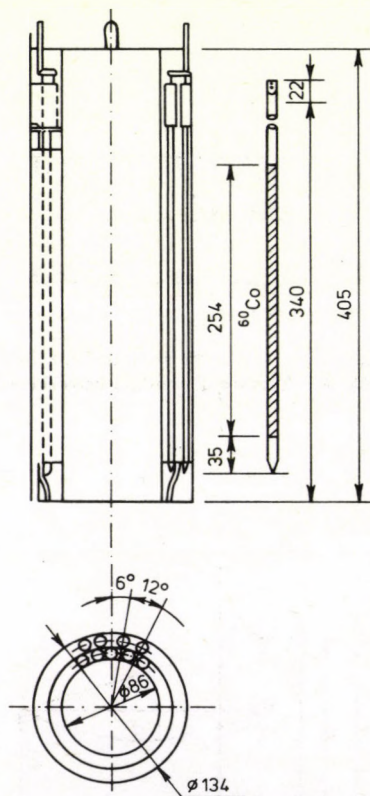
5. ábra. Korongforrásból szórt spektrum számításához használható geometriai változók. A céltárgy a T pontban helyezkedik el



6. ábra. Hengerforrásból szórt  $\gamma$ -sugárzás T pontban való kiszámítására szolgáló geometriai változók

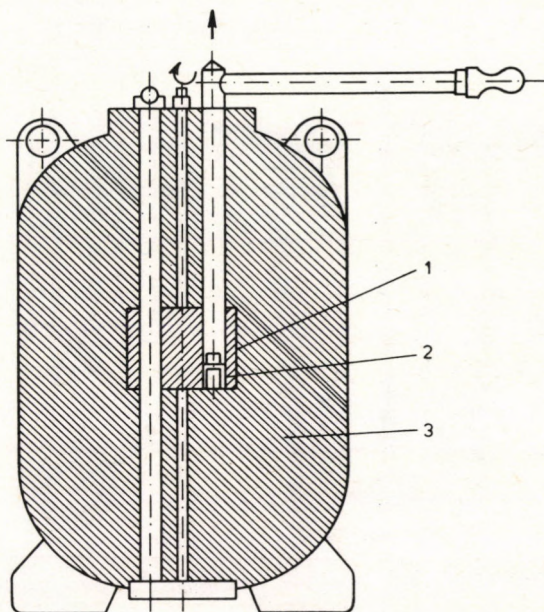
### 3.2 Kísérleti eljárások

A különféle típusú nagy intenzitású sugárforrások előállítása műszakilag megoldott kérdés.  $^{60}\text{Co}$ -sugárforrás különféle forrásméretekkel már sok országban van kereskedelmi forgalomban. A teleterápiás sugárforrások jellemző adatai: alakjuk  $\varnothing 20 \text{ mm} \times 20 \text{ mm}$  méretű henger, és aktivitásuk 75—200 TBq (2—5 kCi).



7. ábra. 370 TBq (10 kCi) aktivitású  $^{60}\text{Co}$   $\gamma$ -forrás elrendezése és mérete milliméterben

Ipari besugárzásra inkább pálca alakú,  $\varnothing 10 \text{ mm} \times 80 \text{ mm}$  méretű,  $50 \text{ TBq}$  ( $1,35 \text{ kCi}$ ) körüli aktivitású sugárforrásokot használnak. Az említettekhez hasonló sugárforrásokot használtak izomeraktiváláshoz is különféle geometriai elrendezésben, néhányat a 7—11. ábrán

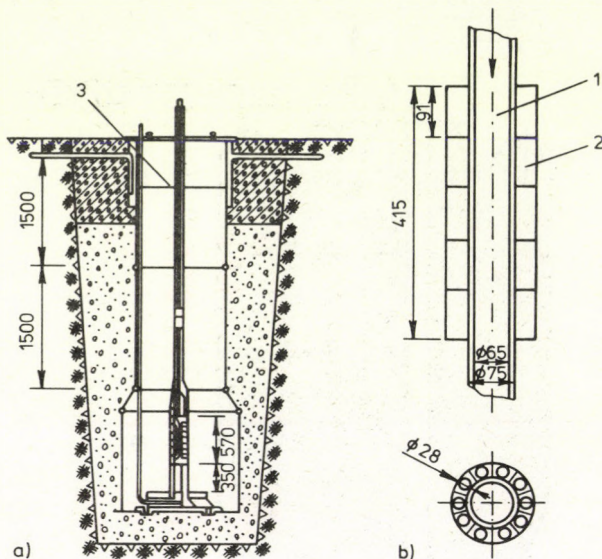


8. ábra.  $48,1 \text{ TBq}$  ( $1,3 \text{ kCi}$ ) aktivitású  $^{60}\text{Co}$ -sugárforrással működő besugárzóberendezés

1. céltárgy, 2.  $\varnothing 24/16 \text{ mm} \times 24 \text{ mm}$  méretű forrás, 3. ólomvédelem

láthatunk. A 7. ábra az Ikeda és Yoshihara [32] által használt,  $370 \text{ TBq}$  ( $10 \text{ kCi}$ ) aktivitású  $^{60}\text{Co}$ -forrást illusztrálja; a 8. ábra  $48,1 \text{ TBq}$ -es ( $1,3 \text{ kCi}$ ) gyűrű alakú,  $\varnothing 24/16 \text{ mm} \times 16 \text{ mm}$  méretű  $^{60}\text{Co}$ -sugárforrást és besugárzási elrendezést szemléltet [36]; a 9. ábra a Zaporov és munkatársai [56] által használt 50 db, 10 kazettában egyenletesen elhelyezett,  $\varnothing 28 \text{ mm} \times 89,5 \text{ mm}$  méretű  $^{60}\text{Co}$ -sugárforrást tartalmazó berendezést, melynek aktivitása

mintegy 7770 TBq (210 kCi). (Ennél a berendezésnél a szórt foton spektrum kalibrálására az  $^{115}\text{In}$  1,078 MeV-os és a  $^{111}\text{Cd}$  1,3 MeV-os aktivációs-nívó-energiát alkalmazták a fékezési sugárzásos méréssel meghatározott integrális hatáskeresztmetszet ismereté-



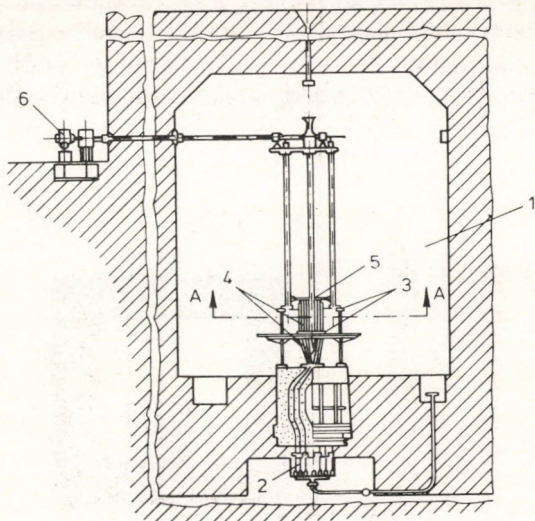
9. ábra. 7770 TBq (210 kCi) aktivitású, vízvédelmű  $^{60}\text{Co}$ -besugárzóberendezés:

a) A berendezés általános nézete, (3) a legkisebb vízszint

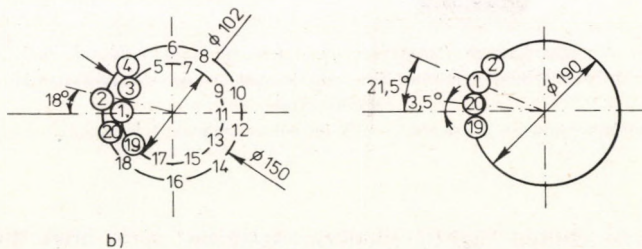
b) A berendezés radioaktív része. Az 50 darab,  $\varnothing 28$  mm  $\times$  89,5 mm méretű forrás 10 kazettában (2) helyezkedik el, ezek pedig azon függőleges tengelyt veszik körül, amelyben a céltárgy van (1)

ben.) A 10. ábrán látható berendezés 80 db, kazettánként 4 forrást tartalmaz, és minden egyes sugárforrásnak 37 TBq (1 kCi) az aktivitása. A 11. ábra egy forrófülkében elhelyezett, csőpostával ellátott, 74 TBq (2 kCi)  $^{24}\text{Na}$ -ot tartalmazó sugárforrás elhelyezését tárja elénk.

A 12. ábrán az izomeraktivitás változása észlelhető néhány sugárforrás anyagában, kobalt közbelső anyagban és indium



a)



b)

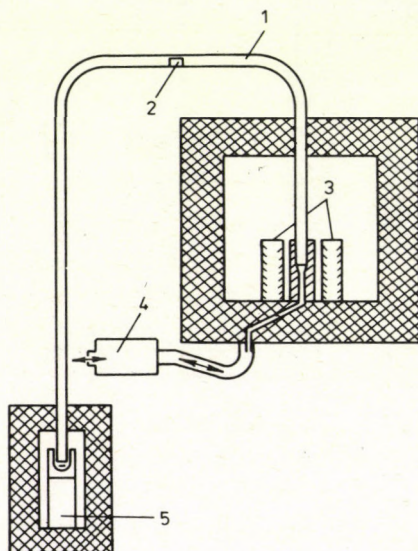
10. ábra. 2960 TBq (80 kCi) aktivitású  $^{60}\text{Co}$ -besugárzóberendezés, külön száraz tárolóval és besugárzóhelyiséggel. 80 darab,  $\varnothing 7,2 \times 81,5$  mm méretű sugárforrás 20 kazettában helyezkedik el

a) a berendezés általános nézete

1. besugárzóhelyiség, 2. tároló, 3. a kazettacsövek beállítására szolgáló lapok, 4. kazetták a csőben, 5. emelő, 6. hajtómotor

b) A kazetták lehetséges elrendezése. A céltárgy a geometriai középpontban helyezkedik el

céltárgyban. A 12.a. ábrán látható görbék számolását Yoshihara [64, 65] végezte el, felhasználva Guth [6]  $\sigma_a = 10^{-22}$  rezonanciaabszorpciós hatáskeresztmetszet-értékét, amelyet Guth az  $^{115}\text{In}$  1,04 MeV-os,  $4 \cdot 10^{-3}$  eV-os szélességű aktivációs nivójához rendelt.

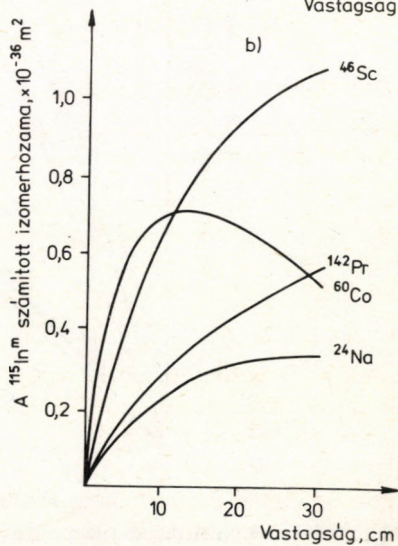
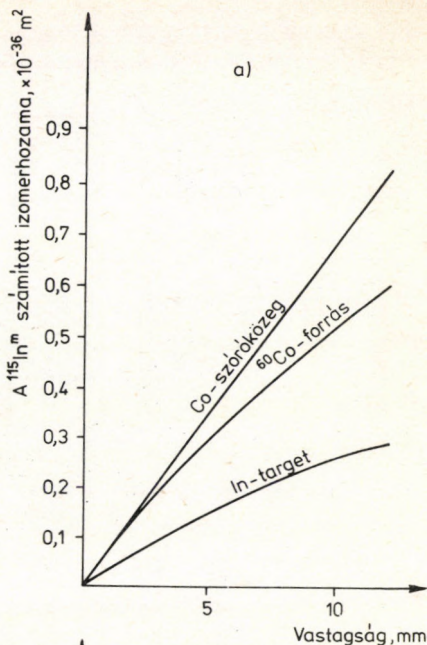


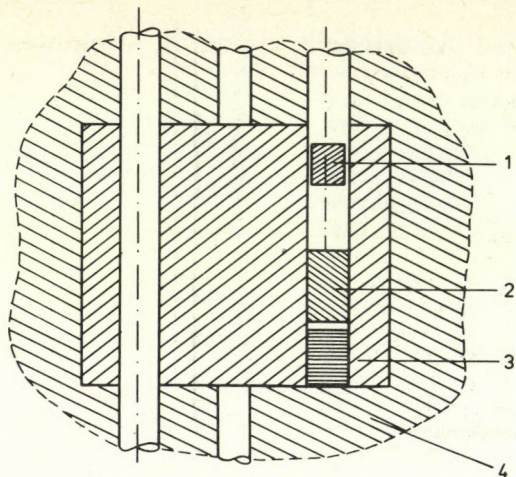
11. ábra. A sugárforrások elhelyezése rövid felezési idejű izomerek aktiválására szolgáló forrócellában, pneumatikus csőpostával és az izomeraktivitást mérő számlálóval

1. céltárgymozgató cső, 2. céltárgytartó, 3. radioaktív források, 4. légsűrítő, 5. detektor

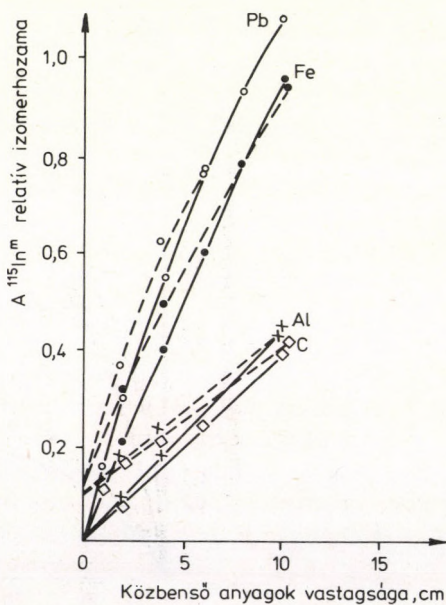
A szerző szintén végzett ellenőrző számítást arra, hogy miként változik az izomerhozam, ha a közbenső anyag szén, alumínium, vas és ólom (14. ábra), s ezt a 13. ábrán látható elrendezéssel kísérletileg is ellenőrizte [66]. A 14.b. ábrán látható, hogy a kísérleti és számított görbék menete jól egyezik. A zérus közbenső anyaghoz tartozó izomerhozam a sugárforrás és a target anyagában Compton-szóródott  $\gamma$ -kvantumok miatt nem zérus.

12. ábra. A primer  $\gamma$ -kvantumokra vonatkoztatott relatív izomerhozam, a sugárforrás, szóróközeg és target vastagságának függvényében: a) az izomerhozam-változás gömb alakú  $^{60}\text{Co}$ -forrás, kobalt szóróközeg és indium céltárgy esetén kis vastagságoknál (0–12 mm). (A [64]-ben Yoshihara a „hatáskeresztmetszet”-et számolta és jelölte az ordinátán az „izomerhozam” helyett); b) henger vagy korong alakú  $^{24}\text{Na}$ ,  $^{46}\text{Sc}$ ,  $^{60}\text{Co}$  és  $^{142}\text{Pr}$  forrás vastagságától függő relatív izomeraktivitás-változás 30 cm-es vastagságokig





13. ábra. Céltárgy (1), közbűsítő anyag (2), sugárforrás (3) és ólomvédelem (4) besugárzási elrendezése



14. ábra. Izomerhozam-változás szén, alumínium, vas és ólom közbűsítő anyagnál, az abszorbens vastagságának függvényében. A folytonos vonal a számított érték és a szaggatott a kísérleti görbe



## 4. Az értékelhető adatok áttekintése

Ebben a fejezetben a mért és közölt adatokat gyűjtöttük össze. A  $\gamma$ -sugárzást széleskörűen használták az atommag szerkezetének tanulmányozására. Sok hasznos információt kaptak az atommag töltésének és áramának elektromágneses térrel való kölcsönhatásáról. A szóródás, abszorpció és szögeloszlás mérése fényt derített a parciális radiatív átmeneti valószínűségekre, multipolaritásra stb., az energianívó alacsonyabb tartományában.

A monoenergiás  $\gamma$ -sugarakkal meghatározott izomeraktivációs paraméterek részben kiegészítették a más magspektroszkópiai módszerekkel végzett méréseket, részben megerősítették őket. Ez mindenekelőtt a gyorsítók fékezési sugárzásával meghatározott nívóenergiára igaz.

Az említettek szemléltetésére a 2. táblázatban összegyűjtöttünk néhány, különböző módszerekkel meghatározott aktivációs nívóparamétert.

### 4.1 A magizomerek hatáskeresztmetszete és aktivációs nívói

A 3. táblázatban valamennyi, 0,5 s-nál nagyobb felezési idejű izomer állapottal rendelkező stabilis atommagot felsoroltunk, a természetes előfordulási gyakoriságának százalékával együtt. Az izomer állapot felezési ideje és belső konverziós együtthatója mellett a metastabilis nívó energiáját és az átmeneti  $\gamma$ -energiákat is

2. táblázat. Különböző kísérleti eljárásokkal mért aktivációs nívóparaméterek összehasonlítása

Radioizotóp	Aktivációs nívó energiája, MeV <sup>+</sup>	Sugárforrás-paraméterek		A kísérleti technikák és irodalmi hivatkozás
		Parciális nívószélesség, 10 <sup>-6</sup> eV	Integrális hatáskeresztmetszet, 10 <sup>-30</sup> m <sup>2</sup> eV	
1	2	3	4	5
<sup>77</sup> Se	1,00	8,4	3,2	fékezési sugárzásos [113]
		8,0	3,1	<sup>46</sup> Sc [43]
	1,19	67,0	18,0	fékezési sugárzásos [113]
		93,0	25,0	<sup>60</sup> Co [56]
1,60	35,0	52	fékezési sugárzásos [113]	
<sup>87</sup> Sr	1,22	33	8,5	fékezési sugárzásos [109]
		24	6,17	<sup>60</sup> Co [56]
		32	8,2	<sup>60</sup> Co [58]
	1,88	150	16	fékezési sugárzásos [109]
	2,66	6900	380	fékezési sugárzásos [109]
<sup>103</sup> Rh	1,26	1,14	0,28	<sup>60</sup> Co [56]
	1,59			
	1,95			
	2,32			
	2,76			
	3,13			
<sup>107</sup> Ag	1,250	13	3	fékezési sugárzásos [110]
	1,325	40	9	fékezési sugárzásos [110]
		27,4	6,2	<sup>60</sup> Co [56]

$^{109}\text{Ag}$	1,210	32	8,5	fékezési sugárzásos	[113]
		35,2	9,3	$^{60}\text{Co}$	[56]
	1,480	20	3,3	fékezési sugárzásos	[113]
	1,675	9	1,4	fékezési sugárzásos	[113]
$^{111}\text{Cd}$	1,120	0,03	0,01	fékezési sugárzásos	[113]
		<0,07	<0,02	$^{46}\text{Sc}$	[58]
	1,330	30	8	fékezési sugárzásos	[113]
		35	8	$^{60}\text{Co}$	[56]
		22	5	$^{60}\text{Co}$	[43]
$^{113}\text{In}$	1,01	3,2	1,2	fékezési sugárzásos	[109]
	1,13	25	7,5	fékezési sugárzásos	[109]
		17,4	5,26	$^{60}\text{Co}$	[56]
		30	9	$^{60}\text{Co}$	[43]
	1,58	580	89	fékezési sugárzásos	[109]
$^{115}\text{In}$	1,078	35	11,1	fékezési sugárzásos	[109]
		90	30	fékezési sugárzásos	[113]
		27	9	$^{60}\text{Co}$	[56]
		60	20	$^{60}\text{Co}$	[43]
	1,0777	(élettartam)		gerjesztett szint sémájából	[114]
		0,85 ps		$^{60}\text{Co}$	[58]
	1,45	320	59	fékezési sugárzásos	[109]
	1,49	1200	200	fékezési sugárzásos	[113]
1,570	160	25	fékezési sugárzásos	[109]	
	180	28	$^{142}\text{Pr}$	[58]	

2. táblázat folytatása

Radio- izotóp	Aktivációs nivå energiája, MeV <sup>+</sup>	Sugárforrás-paraméterek		A kísérleti technikák és irodalmi hivatkozás
		Parciális nívószelettség, 10 <sup>-6</sup> eV	Integrális hatáskeresztmetszet, 10 <sup>-30</sup> m <sup>2</sup> eV	
1	2	3	4	5
<sup>109</sup> Au	1,22 1,68 2,15 2,56 2,97	2	0,5	<sup>60</sup> Co [56]
<sup>199</sup> Hg	1,000 1,340 ± 10 1,380  1,420 1,530 1,700	2,7 · 10 <sup>-3</sup> 0,23 0,1 0,13 1,1 1,3 77 160	1,1 · 10 <sup>-3</sup> 0,051 0,025 0,03 0,22 0,79 12 20	fékezési sugárzásos [113] 1,33 MeV [113] <sup>60</sup> Co [56] <sup>60</sup> Co [36] fékezési sugárzásos [113] fékezési sugárzásos [113] fékezési sugárzásos [113] fékezési sugárzásos [113]

<sup>+</sup> Az aktivációs nivåenergiát fékezési sugárzásos mérésből vettük.

feltüntetjük (2—4. oszlop). Ezek az adatok csak részben egyeznek meg azokkal az értékekkel, amelyek a 10. oszlopban idézett irodalmi közleményekben szerepelnek, mivel ezeket minden esetben a „Table of Isotopes” 7. kiadásának (1978) alapján korrigáltuk. Az 5. oszlopban a gerjesztésre használt sugárforrás fajtáját tüntettük fel. A besugárzási geometria, az aktivitás és más körülmények megtalálhatók az idézett közleményekben és részben a 3.2 fejezetben. A 6. oszlopban az aktivációs nivó energiáját adjuk meg, ha végeztek rá becslést az idézett kísérletben; ha nem, a < jellel arra utalunk, hogy a legnagyobb energiájú primer  $\gamma$ -kvantum energiája alatt van aktivációs nivó. Néhány esetben az aktivációs nivó pontosításához támpontul szolgálhatnak a 2. táblázat 2. sorában szereplő, gyorsítók fékezési sugárzásával mért aktivációs nivók is. Az  $u = g\Gamma_0\Gamma_m/\Gamma$  parciális nivószélességet pedig a 7. oszlop tartalmazza. Ezek és a 8. és 9. oszlop hatáskeresztmetszet-értékei el is térnek egymástól. Némelyik eltérés a számításnál használt alapadatok különbözőségéből adódik, a legtöbb esetben az irodalomból vett elágazási arányok és konverziós együtthatók mutatnak nagy eltérést. Ennek egyik tényezője lehet még az aktivációs nivó energiájának ki nem elégitő ismerete. Ezért, amikor a kísérletek során a sugárforrás primer  $\gamma$ -fluxusára vonatkoztatva adják meg a hatáskeresztmetszet értékét, megeshet, hogy az aktivációs nivó energiájánál kisebb energiájú  $\gamma$ -vonalakat is figyelembe vesznek. Az ilyen eljárás, mint a (3) egyenletből látható, a hatáskeresztmetszet értékét csökkenti. Úgy véljük, ezzel magyarázható, hogy bizonyos olyan izomerekre kisebb hatáskeresztmetszetet kaptak, amelyeket  $^{116}\text{In}^m$ -mal gerjesztettek. További eltérést okozhat még a mérés során a sugárforrások  $\gamma$ -vonalainak relatív intenzitásában található különbség.

Két vagy több aktivációs nivó esetében az egyes nivókhöz tartozó integrális hatáskeresztmetszetek elvileg szétválaszthatók energetikailag jól megválasztott sugárforrások révén. Az ilyen mérés azonban különleges kísérleti körülményeket igényel, és csak akkor ésszerű, ha magfizikailag fontos elméleti kérdés tisztázásához van rá szükség.

3. táblázat. 0,5 s-nál nagyobb felezési idejű magizomerek monoenergiás gerjesztésével felvett hatáskeresztmetszetek és egyéb adatok. Az 1—4. oszlopban a [114]

Atommag (természetbeni előfordulás, %)	Izomer állapot			Sugár- forrás
	felezési ideje	energiája és a bomlási energiák, keV	e/ $\gamma$ belső konverziós együtthatók és/vagy (intenzitás, %)	
1	2	3	4	5
$^{73}\text{Ge}$ (7,8)	0,5 s	66,7 53,4 13,3	— 8,5 (10,5) 1095	$^{116}\text{In}^m$
$^{77}\text{Se}$ (7,6)	17,4 s	161,8	0,93 (52,5)	$^{46}\text{Sc}$ $^{60}\text{Co}$
$^{79}\text{Br}$ (50, 69)	4,9 s	207,2	0,28 (76)	$^{142}\text{Pr}$ $^{116}\text{In}^m$ $^{24}\text{Na}$ $^{46}\text{Sc}$ $^{60}\text{Co}$
$^{83}\text{Kr}$ (11,5)	1,83 h	41,6 32,2 9,4	— 45,7 $e_K/\gamma$ (0,05) 19,5 (4,9)	—
$^{87}\text{Sr}$ (7,0)	2,8 h	Kr KX 388,4	(15,4) 0,21 (82)	$^{46}\text{Sc}$ $^{60}\text{Co}$
				$^{116}\text{In}^m$ $^{24}\text{Na}$

hivatkozásból vett adatok szerepelnek. A 6. oszlopban felső határt adtunk meg, ha nem becsülték meg az aktivációs nívó energiáját

Aktivációs nívó		Hatáskeresztmetszet		Irodalmi hivatkozás
energiája, keV	parciális nívószélesség, $10^{-6}$ eV	$\sigma_{int}$ , $10^{-25}$ cm <sup>2</sup> eV	$\sigma_{exp}$ , $10^{-32}$ cm <sup>2</sup>	
6	7	8	9	10
<2112	—	—	b	[67]
1000	8	—	1,4	[43]
1100	175	5,5	9,5	[36]
1190	93	2,5	—	[55, 56]
1258	180	—	—	[43]
<1576	—	—	28,5	[43]
<2112	—	—	33 ± 8	[46, 67]
—	—	—	49,0	[43]
<1120	4,3	—	0,6	[43]
1120 – 1330	8,6	—	1,07	[43]
1170 – 1330	16,2	0,4	—	[56]
<2112	—	—	c	[67]
<1576	—	—	5,7	[43]
<2754	—	—	6,5	[43]
—	—	—	—	—
1120	—	2,1	0,32	[43]
<1330	—	—	2,2	[34]
1100	20	0,5	0,85	[36]
1220	24	0,617	—	[56]
1220	16	—	1,7	[43]
<2112	—	—	1,5 ± 0,4	[48]
<2754	—	—	7,8	[43]

3. táblázat

Atommag (természetbeni előfordulás, %)	Izomer állapot			Sugár- forrás
	felezési ideje	energiája és a bomlási energiák, keV	$e/\gamma$ belső konverziós együtthatók és/vagy (intenzitás, %)	
1	2	3	4	5
$^{89}\text{Y}$ (100)	16,1 s	909,2	0,01 (99,14)	$^{60}\text{Co}$  $^{116}\text{In}^m$
$^{90}\text{Zr}$ (51,5)	0,81 s	2318,9 2186 426 133	(83,6) (0,004) (16,6) 2,2 (44,2)	$^{24}\text{Na}$
$^{93}\text{Nb}$ (100)	13,6 a	30,4	—	$^{60}\text{Co}$
$^{100}\text{Rh}$ (100)	56,1 min	40  Rh KX	138 (0,068)  (6,76)	$^{60}\text{Co}$  $^{116}\text{In}$
$^{107}\text{Ag}$ (87,4) (dúsított anyag)	44,3 s	93,1	20,7 (4,6)	$^{60}\text{Co}$
$^{109}\text{Ag}$ (98,8) (dúsított anyag)	39,8 s	88,0	26,4 (3,6)	$^{60}\text{Co}$
$^{107}\text{Ag}/^{109}\text{Ag}$ (51,83/48,17)	44,3 s/39,8 s	93,1/88,0	20,7/26,4 (4,6/3,6)	$^{60}\text{Co}$  $^{116}\text{In}$ $^{24}\text{Na}$
$^{111}\text{Cd}$ (12,8)	48,6 min	396  245,4	0,069 (94,2)	$^{46}\text{Sc}$ $^{60}\text{Co}$



folytatása

Aktivációs nívó		Hatáskeresztmetszet		Irodalmi hivatkozás
energiája, keV	parciális nívószélesség, $10^{-6}$ eV	$\sigma_{\text{int}}$ , $10^{-25}$ cm <sup>2</sup> eV	$\sigma_{\text{exp}}$ , $10^{-32}$ cm <sup>2</sup>	
6	7	8	9	10
<1330	1,5	0,004 7	$8 \cdot 10^{-4}$	[36]
<1330		0,004	—	[56]
<2112	—	—	b	[75]
<2754	—	—	b	[45]
—	—	—	b	[58]
1250	—	2,2	3,0	[33, 68]
1100	—	1,5	2,7	[57]
1260	1,14	0,03	—	[56]
<2112	—	—	0,5	[67]
1325	27,4	0,62	—	[56]
1210	35,2	0,93	—	[56]
1180	—	1,3–1,8	0,9–1,2	[30, 68]
1100	—	—	0,8	[36]
<2112	—	$0,34 \pm 0,07$	—	[36]
<2754	—	—	8,3	[43]
—	—	—	b	[43]
1250	—	1,5	1,2	[31, 68]
1100	8	0,82	1,4	[35]
1300	35	0,8	—	[56]

3. táblázat

Atommag (természetbeni előfordulás, %)	Izomer állapot			Sugár- forrás
	felezési ideje	energiája és a bomlási energiák, keV	e/ $\gamma$ belső konverziós együtthatók és/vagy (intenzitás, %)	
1	2	3	4	5
		151	1,5 e $\kappa$ / $\gamma$ (3,2)	<sup>142</sup> Pr <sup>116</sup> In <sup>24</sup> Na
<sup>113</sup> Cd (12,2)	14 a	263,7 (IT 0,1%) 580 ( $\beta^-$ 99,9%)	3 e $\kappa$ / $\gamma$ (0,023) —	
<sup>113</sup> In (4,3)	99,5 min	391,7	0,56 (64)	<sup>60</sup> Co
<sup>115</sup> In  (95,7)	4,5 h	336,2 (IT 95%)  830 ( $\beta^-$ 5%)	1075 (49,5) —	<sup>46</sup> Sc  <sup>60</sup> Co
<sup>117</sup> Sn (7,75)	14 d	314,6 159  156	0,16 (86,4) 46,4 (2,1)	<sup>142</sup> Pr <sup>116</sup> In <sup>m</sup> <sup>24</sup> Na  <sup>116</sup> In <sup>m</sup> <sup>24</sup> Na
<sup>119</sup> Sn (8,6)	250 d	89,5 65,6 23,9	1610 e $\kappa$ / $\gamma$  5,13	<sup>116</sup> In <sup>m</sup> <sup>24</sup> Na

folytatása

Aktivációs nívó		Hatáskeresztmetszet		Irodalmi hivatkozás
energiája, keV	parciális nívószeleség, $10^{-6}$ eV	$\sigma_{int}$ , $10^{-25}$ cm <sup>2</sup> eV	$\sigma_{exp}$ , $10^{-32}$ cm <sup>2</sup>	
6	7	8	9	10
1300	22	—	1,4	[43]
<1576	—	—	2,6	[43]
<2112	—	—	$0,69 \pm 0,14$	[67]
<2754	—	—	4,5	[43]
			$4,8 \pm 1,3$	[70]
1100	28	1,06	1,2	[37]
1130	17,4	0,526	—	[56]
1078	60	—	0,7	[43]
1040	—	2,3	2,9	[29, 68]
1100	—	3–4,9	3,1–8,3	[35, 37, 40]
1078	27	9	—	[56]
1078	60	—	4,8	[43]
<1576	180	—	9,7	[70]
<2112	—	—	$12,3 \pm 3,3$	[43]
<2754	—	—	13,5	[39]
			$12,3 \pm 3,3$	[70]
<2112	—	—	b	[67]
<2754	—	—	5,6	[43]
<2112	—	—	b	[67]
<2754	—	—	17,5	[43]

3. táblázat

Atommag (természetbeni előfordulás, %)	Izomer állapot			Sugár- forrás
	felezési ideje	energiája és a bomlási energiák, keV	e/ $\gamma$ belső konverziós együtthatók és/vagy (intenzitás, %)	
1	2	3	4	5
$^{123}\text{Te}$ (0,89)	119,7 d	247,5 159 88,5	(16,2) 0,19 (83,6) 1076 (0,092)	$^{60}\text{Co}$   $^{24}\text{Na}$
$^{125}\text{Te}$ (7,0)	58 d	144,73 109,27 35,46	— 160 e $_{\text{K}}/\gamma$ 90,27 11,6 e $_{\text{K}}/\gamma$	$^{60}\text{Co}$ $^{24}\text{Na}$
$^{129}\text{Xe}$ (26,4)	8,9 d	236,14 196,56 39,58	— 20,7 (4,6) 10,2	—
$^{131}\text{Xe}$ (21,2)	11,8 d	164	1,9	—
$^{135}\text{Ba}$ (6,59)	28,7 h	268	5,4 (16)	$^{60}\text{Co}$ $^{116}\text{In}^{\text{m}}$ $^{24}\text{Na}$
$^{137}\text{Ba}$ (11,2)	2,55 min	661,65	0,1124 (89,9)	$^{60}\text{Co}$ $^{116}\text{In}^{\text{m}}$ $^{24}\text{Na}$
$^{167}\text{Er}$ (22,9)	2,28 s	207,8	(41,7)	$^{46}\text{Sc}$ $^{60}\text{Co}$  $^{142}\text{Pr}$ $^{116}\text{In}$ $^{24}\text{Na}$

folytatása

Aktivációs nívó		Hatáskeresztmetszet		Irodalmi hivatkozás
energiája, keV	parciális nívószelesség, $10^{-6}$ eV	$\sigma_{int}$ , $10^{-25}$ cm <sup>2</sup> eV	$\sigma_{exp}$ , $10^{-32}$ cm <sup>2</sup>	
6	7	8	9	10
1170–1330	2,43	0,06	—	
1000–1170	0,844	0,027	—	[56]
<2754	—	—	52	[43]
1170–1330	—	$\leq 1,6 \cdot 10^{-3}$	—	[56]
<2754	—	—	87	[43]
—	—	—	—	
—	—	—	—	
1170–1330	1,27	0,031 3	—	[56]
1000–1170	0,44	0,014	—	[56]
1000–1170	—	—	b	[67]
<2754	—	—	—	[58]
1170–1330	—	$\leq 4 \cdot 10^{-5}$	—	[56]
<2112	—	—	—	[67]
<2754	—	—	b	[58]
1120	—	—	b	[43]
1170–1330	—	$\leq 0,2$	—	[56]
<1330	—	—	b	[43]
<1576	—	—	205	[43]
<2112	—	—	$75 \pm 19$	[63]
<2754	—	—	25 000	[70]
			21 400	[43]

Atommag (természetbeni előfordulás, %)	Izomer állapot			Sugár- forrás
	felezési ideje	energiája és a bomlási energiák, keV	e/ $\gamma$ belső konverziós együtthatók és/vagy (intenzitás, %)	
1	2	3	4	5
$^{176}\text{Lu}$ (2,61)	3,68 h	127 (nincs IT) 1225 ( $\beta_1^-$ 60,4%) 1313 ( $\beta_2^-$ 39,6%) $\gamma_{88,4} \beta_1^-$ -ből HfKX	— — — (8,7) (9,7)	$^{60}\text{Co}$ — — $^{116}\text{In}^m$
$^{178}\text{Hf}$ (27,1)	4 s	1147,4 426,4 325,6 213,4 93,2 + 88,9 HfKX	(80) (94,1) (84,7) (65,9) (61,2)	$^{116}\text{In}^m$ $^{24}\text{Na}$
$^{179}\text{Hf}$ (13,7)	18,7 s	375  161 214	0,005  35 0,05	$^{60}\text{Co}$  $^{116}\text{In}^m$ $^{24}\text{Na}$
$^{180}\text{Hf}$ (35,2)	5,5 h	1142,6 500,7 443,2 332,3 215,2 93,3 57,5	— (12,8) (85,3) (94,42) (81,7) (17) (48,4)	$^{116}\text{In}^m$ $^{24}\text{Na}$
$^{180}\text{Ta}$ (0,0123)	8,1 h	210 (EC 87%) $\gamma_{93}$ EC-vel	—  (5)	$^{24}\text{Na}$

folytatása

Aktivációs nívó		Hatáskeresztmetszet		Irodalmi hivatkozás
energiája, keV	parciális nívószélesség, $10^{-6}$ eV	$\sigma_{\text{int}}$ , $10^{-25}$ cm <sup>2</sup> eV	$\sigma_{\text{exp}}$ , $10^{-32}$ cm <sup>2</sup>	
6	7	8	9	10
< 1330	—	—	100–240	[68]
< 1170	—	—	2,3–4,7	[40]
1170–1330	—	0,047	—	[56]
100–1170	—	0,021	—	
< 2112	—	—	b	[67]
< 2112	—	—	b	[67]
< 2754	—	—	b	[45]
1170–1330	—	0,021	—	[56]
1100	20	0,6	1	[36]
< 2112	—	—	$0,2 \pm 0,05$	[47]
< 2754	—	—	$290 \pm 60$	[70]
< 2112	—	—	b	[67]
< 2754	—	—	b	[45]
< 2754	—	—	b	[45]

3. táblázat

Atommag (természetbeni előfordulás, %)	Izomer állapot			Sugár- forrás
	felezési ideje	energiája és a bomlási energiák, keV	e/ $\gamma$ belső konverziós együtthatók és/vagy (intenzitás, %)	
1	2	3	4	5
$^{183}\text{W}$ (14,30)	5,3 s	710 ( $\beta_1^-$ 10%) 610 ( $\beta_2^-$ 3%) $\gamma_{104} \beta_1^-$ -gyel HKX + WKX	— (4) <sup>e</sup> (18) <sup>e</sup> (100) <sup>e</sup> (100) <sup>e</sup> (526) <sup>e</sup>	$^{46}\text{Sc}$ $^{60}\text{Co}$ $^{142}\text{Pr}$ $^{116}\text{In}$ $^{24}\text{Na}$
$^{187}\text{Os}$ (1,6)	39 h	300 <sup>f</sup>	—	$^{116}\text{In}^m$
$^{188}\text{Os}$ (13,3)	26 d	1890 <sup>f</sup>	—	$^{24}\text{Na}$
$^{189}\text{Os}$ (16,1)	5,7 h	30,8	$3,2 \cdot 10^{-4}$	$^{116}\text{In}^m$
$^{190}\text{Os}$	9,9, min	1705,3 616,1 502,6 361,1 186,7 38,9 36,1 18,7	— (98,6)	$^{24}\text{Na}$
$^{191}\text{Ir}$	4,9 s	171,4	—	$^{60}\text{Co}$



folytatása

Aktivációs nívó		Hatáskeresztmetszet		Irodalmi hivatkozás
energiája, keV	parciális nívószélesség, $10^{-6}$ eV	$\sigma_{int}$ , $10^{-25}$ cm <sup>2</sup> eV	$\sigma_{exp}$ , $10^{-32}$ cm <sup>2</sup>	
6	7	8	9	10
<1120	—	—	b	[43]
1170–1330	—	≤0,0018		[56]
<1576	—	—	b	[43]
<2112	—	—	b	[67]
<2754	—	—	34,0	[43]
<2112	—	—	b	[67]
<2754	—	—	b	[45]
<2112	—	—	b	[67]
<2754	—	—	b	[45]
1000–1170	7,7	0,247	—	

3. táblázat

Atommag (természetbeni előfordulás, %)	Izomer állapot			Sugár- forrás
	felezési ideje	energiája és a bomlási energiák, keV	e/ $\gamma$ belső konverziós együtthatók és/vagy (intenzitás, %)	
1	2	3	4	5
(37,3)		129,4 82,4 47,1 41,9	(26) (0,03) (0,04) $1,35 \cdot 10^4$	$^{116}\text{In}^m$ $^{24}\text{Na}$
$^{193}\text{Ir}$ (62,7)	10,6 d	80,3	$(4,6 \cdot 10^{-3})$ $L_1/L_2/L_3$ 55/10/225	$^{116}\text{In}^m$ $^{24}\text{Na}$
$^{195}\text{Pt}$ (33,8)	4,02 d	259,2 129,7 129,5	(0,062) (2,83) nagyon nagy	$^{60}\text{Co}$
		98,7 30,9 PtKX	e/ $\gamma$ 9,0 (11,1) 7,3 (17,1) (87,2)	$^{182}\text{Ta}$ $^{116}\text{In}^m$ $^{24}\text{Na}$
$^{197}\text{Au}$ (100)	7,7 s	409,4 279,0 201,8 130,4 77,3	(0,15) 0,44 (73) (1,2) 28 (3,2) —	$^{46}\text{Sc}$ $^{60}\text{Co}$ $^{142}\text{Pr}$ $^{116}\text{In}^m$ $^{24}\text{Na}$
$^{199}\text{Hg}$ (16,81)	42,6 min	532 374 158,4	— 5,7 (52,3)	$^{46}\text{Sc}$ $^{60}\text{Co}$ $^{116}\text{In}^m$ $^{24}\text{Na}$
$^{204}\text{Pb}$ (1,42)	66,9 min	2185,5 911,7	— (96,2)	$^{24}\text{Na}$

folytatása

Aktivációs nivå		Hatáskeresztmetszet		Irodalmi hivatkozás
energiája, keV	parciális nívózélesség, $10^{-6}$ eV	$\sigma_{int}$ , $10^{-25}$ cm <sup>2</sup> eV	$\sigma_{exp}$ , $10^{-32}$ cm <sup>2</sup>	
6	7	8	9	10
1170-1330	23,3	0,551	—	[56]
1100	100	—	5,6	[36]
<2112	—	—	6,5 ± 1,5	[67]
<2754	—	—	17,3	[43]
<2112	—	—	b	[67]
<2754	—	—	83	[43]
1100	4	0,12	0,2	[36]
1170-1330	0,965	0,00238	—	
1000-1170	0,334	0,0107	—	[56]
1180 ± 10	1,2	0,054	—	[62]
<2112	—	—	0,2	[67]
<2754	—	—	32,8	[43]
<1120	—	—	b	[43]
1100	1	0,04	0,07	[36]
1220	2	0,05	—	[56]
<1576	—	—	8,75	[43]
<2112	—	—	0,26 ± 0,06	[67]
<2754	—	—	1000 ± 200	[70]
			980	[43]
<1220	—	—	b	[43]
1100	0,11	0,0028	0,005	[36]
1170-1330	0,1	0,0025	—	[56]
<2112	—	—	0,008	[67]
<2754	—	—	4,2	[43]
<2754	—	—	b	[45]

Atommag (természetbeni előfordulás, %)	Izomer állapot			Sugár- forrás
	felezési ideje	energiája és a bomlási energiák, keV	e/ $\gamma$ belső konverziós együtthatók és/vagy (intenzitás, %)	
1	2	3	4	5
$^{207}\text{Pb}$ (21,1)	0,81 s	899,2	(99,18)	$^{116}\text{In}^m$
		622,2	(0,74)	
		375	(89,3)	
		289,4	(0,65)	
$^{235}\text{U}$ (0,72)	26 min	1633,3	—	—
		1063,6	88,6	
		569,7	97,88	
		0,075	—	

a) A zárójelben szereplő intenzitásértéket a nívósémában szereplő értékekhez normáltuk.

b) Nincs izomeraktivitás.

c) Hatáskeresztmetszetet nem számoltuk.

## 4.2 A mérhető legkisebb koncentráció

A vizsgált magizomerekből eddig a 4. táblázatban feltüntetett 17 elemet találták alkalmasnak rutinszerű gamma-aktivációs analízisre. Itt jegyezzük meg, hogy a módszer előnye elsősorban a szelektivitása, egyszerűsége és gyorsasága, és nem az érzékenysége. Vannak más, gyors analitikai módszerek is, mint például az atomabszorpciós spektrometria (Atomic Absorption Spectrometry, AAS), műszeres neutronaktivációs analízis (Instrumental Neutron Activation Analysis, INAA), műszeres fotonaktiválás (Instrumental Photon Activation Analysis, IPAA), röntgenfluoreszcencia (X-Ray Fluorescence, XRF) és a protonindukált karakterisztikus röntgensugárzás (Proton-Induced X-Ray Emission, PIXE), amelyekkel sokkal kisebb koncentráció mérhető, mint a GAA-val. Az aktuális probléma azonban külön követelményt támaszthat egyik vagy

folytatása

Aktivációs nívó		Hatáskeresztmetszet		Irodalmi hivatkozás
energiája, keV	parciális nívószélesség, $10^{-6}$ eV	$\sigma_{int}$ , $10^{-25}$ cm <sup>2</sup> eV	$\sigma_{exp}$ , $10^{-32}$ cm <sup>2</sup>	
6	7	8	9	10
<2112	—	—	b	[45]
—	—	—	—	—

e) Relatív intenzitás.

f) Izomer állapotot nem mutattak ki.

másik módszerrel szemben. Például a roncsolás nélküli mintafeldolgozáshoz az atomabszorpciós mérés használhatatlan; ha nem kívánatos, hogy a mintában radioaktivitás maradjon vissza, az INAA nem javasolható, vagy egyenesen tilos, a PIXE és az XRF a minta külső felületének csak igen vékony rétegéről ad információt. De azt is szeretném hangsúlyozni, hogy a GAA csak kiegészítője, és nem helyettesítője más módszereknek, alkalmazási területeit pedig, ezeknek a szempontoknak figyelembevételével, az 5. fejezetben tárgyaljuk.

A 4. táblázatban a mérhető minimális koncentrációt a hatáskeresztmetszet irodalmi értékével számoltuk. Megjegyezzük, hogy az 1. táblázatban megadott, lehetséges sugárforrások közül néhánynál elképzelhető, hogy az érzékenység még növelhető. Ezt támasztja alá az aktivációs hatáskeresztmetszetnek a sugárforrás  $\gamma$ -energiájától való függése. Látható, hogy a  $^{24}\text{Na}$  1,38 és 2,75 MeV-os energiája analitikai szempontból előnyösebb a  $^{60}\text{Co}$  1,17 és 1,33 MeV-os

4. táblázat. A  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{116}\text{In}^m$  és  $^{24}\text{Na}$   $\gamma$ -sugárzásával meghatározott legkisebb koncentráció<sup>+</sup>

Elem	A minta mérete, mm	Ciklusszám és besugárzási időtartam	Ciklusszám és mérési idő	A legkisebb mérhető koncentráció, ppm			Megjegyzés
				$^{60}\text{Co}$	$^{116}\text{In}^m$	$^{24}\text{Na}$	
1	2	3	4	5	6	7	8
Se	24/12 × 24	100 × 100 s	100 × 6 s	17	5	3,2	20,2 keV $K_x$ -en át $^{107}\text{Ag}^m/^{109}\text{Ag}^m$ $^{111}\text{Cd}^m$ $^{115}\text{In}^m$ $^{117}\text{Sn}^m$ $^{123}\text{Te}^m$  (Az 1,22 és 1,35 MeV-os $\beta^-$ -izomerbomlásból számolva) $^{179}\text{Hf}^m$  $^{191}\text{Ir}^m$
Br	24 × 24	100 × 30 s	100 × 3 s	25	5	4,3	
Sr	24 × 24	1 × 6 h	1 × 2700 s	100	56	·11	
Rh	24/23,9 × 24	1 × 6 h	1 × 900 s	68	—	—	
Ag	24/23,6 × 24	60 × 270 s	60 × 15 s	960	340	93	
Cd	∅ 24 × 24	1 × 5 h	1 × 900 s	20	—	5	
In	24 × 24	1 × 9 h	1 × 2700 s	0,9	0,3	0,23	
Sn	24/12 × 24	1 × 1 d	1 × 2700 s	—	—	135	
Te	24/23,4 × 24	1 × 1 d	1 × 2700 s	—	—	115	
Er	24 × 24	100 × 15 s	100 × 3 s	—	2,6	$9 \cdot 10^{-3}$	
Lu	24/23,8 × 24	1 × 9 h	1 × 2700 s	400	—	—	
Hf	24/12 × 24	100 × 120 s	100 × 6 s	135	70	$5 \cdot 10^{-2}$	
W	24/12 × 24	100 × 30 s	100 × 3 s	—	—	15	
Ir	24/12 × 24	100 × 30 s	100 × 3 s	215	185	70	
Pt	24/23,6 × 24	1 × 1 d	1 × 2700 s	$6,7 \cdot 10^3$	$6,7 \cdot 10^3$	42	
Au	24/23,6 × 24	100 × 45 s	100 × 3 s	75	685	0,2	
Hg	24/20 × 24	1 × 6 h	1 × 900 s	$2,4 \cdot 10^4$	30	—	

<sup>+</sup> A koncentrációt az egyes elemekre vonatkozó sűrűség mellett számoltuk (a Lu kivételével) és a target helyén  $10^{13}\gamma/\text{cm}^2\text{s}$ -os fluxus, továbbá az  $\Omega_e=0,25$  értékbe beletartozó abszorpció, önabszorpció és detektorhatások figyelembevételével.

$\gamma$ -sugarainál. Az érzékenységi határt az általánosan használt  $^{60}\text{Co}$ -,  $^{116}\text{In}^m$ - és  $^{24}\text{Na}$ -sugárforrásra adtuk meg.

A legkisebb mérhető koncentrációt a mintakészítés is befolyásolhatja. A minta alakját és a mérési geometriát optimalizálni kell az

5. táblázat. Néhány, izomer állapottal rendelkező elem ipari szennyvízben és trágyában mért koncentrációja

Elem	Nyers iszap	Kémiai szennyvíz	Szennyvíz alapú trágya	Nem szennyvíz alapú trágya
Se	0,28 – 8,64	0,56 – 9,13	0,14 – 3,25	0,16 – 1,69
Br	6,20 – 15,6	2,46 – 8,50	1,22 – 4,16	1,03 – 9,41
Sr	5,50 – 31,6	3,10 – 12,4	2,40 – 6,88	2,18 – 11,7
Y	8,52 – 28,4	6,36 – 14,4	4,22 – 7,34	2,60 – 5,81
Ag	3,65 – 175	10,8 – 193	1,71 – 104	0,18 – 2,56
Cd	5,20 – 65,7	7,50 – 121	15,4 – 38,2	0,16 – 4,8
In	0,06 – 0,23	0,05 – 1,84	0,04 – 0,29	ND – 1,53
Sn	4,00 – 98,6	7,53 – 132	3,58 – 66,4	ND – 10,5
Te	ND – 5,78	ND – 7,23	ND – 2,88	ND – 1,61
Ba (%)	0,01 – 0,11	0,018 – 0,2	0,011 – 0,092	0,016 – 0,034
Lu	ND – 0,26	ND – 0,39	ND – 0,16	ND – 0,10
Hf	ND – 3,72	ND – 4,8	ND – 2,04	ND – 1,93
W	1,16 – 28,0	3,67 – 39,5	1,87 – 16,0	1,17 – 3,70
Ir	ND – 3,57	ND – 4,04	ND – 2,33	ND – 2,12
Au	ND – 1,26	ND – 1,59	ND – 0,18	ND – 0,10
Hg	2,62 – 61,4	5,71 – 83,4	1,42 – 26,4	0,10 – 1,27

A koncentráció ppm-ben, kivéve a Ba-t.

ND = Nem detektálható.

izomerbomlási energiának a detektorban és a mintában való abszorpciója, valamint az önabszorpció figyelembevételével. A 4. táblázat azokat a mintavastagsági értékeket tartalmazza, amelyekkel feltételezik, hogy a mérés során a geometriai és abszorpciós tényezőre  $\Omega\varepsilon = 0,25$  érhető el szcintillációs lyukkristállyal. Azoknál a magizomereknél, amelyeknél az átmeneti  $\gamma$ -energia nem éri el a 20 keV-ot, vagy  $\beta^-$ , illetve  $e^-$  belső konverzióval bomlanak,  $4\pi\beta$ -detektor használata ajánlatos [40]. Az összegyűjtött hatáskereszt-

metszet-értékekből csak a kielégítő pontossággal ismerteket használtuk fel a legkisebb mérhető koncentráció számolásához, a nagyságrendileg becsült értékeket nem vettük figyelembe. Közel azonos hatáskeresztmetszet és konverziós együttható esetében a kedvezőtlenebb értékekkel számoltunk, ami az érzékenységet csökkentette. Noha a legkisebb mérhető koncentrációt adtuk meg, úgy véljük, hogy a GAA-nak elsősorban a nagyobb koncentrációk tartományában van előnye, ahol sok mintának gyors mérésére van szükség.

Chattopadhyay [71] nyers iszap, kémiai szennyvíz és trágya elemtartalmát vizsgálta gyorsneutron- és fotoaktivációval. A két módszerrel 50 elemre adott meg koncentrációértékeket, és a módszereket ezek alapján összevetette. Azt találta, hogy az INAA 43 elem, az IPAA pedig 36 elem meghatározására alkalmazható. Az utóbbi módszer különösen előnyös Si, Y, Cd, Te, Tl, Pb és Bi meghatározására. Az 5. táblázatban az 50 elemből 16 izomer állapottal rendelkező elem mért koncentrációhatárát adtuk meg. A 4. és 5. táblázat összevetéséből láthatjuk, hogy a Se, Br, Sr, Ag, In és Au koncentrációja van közel a felső határértékhez, így meghatározhatók lennének a sokkal gyorsabb GAA módszerrel is. A Rh és Er nem szerepelt a vizsgált elemek között, noha különösen az utóbbira jól alkalmazható a GAA módszer.



## 5. Alkalmazások

Ebben a fejezetben áttekintést adunk néhány előnyösnek tekinthető módszerről. Célszerűnek tartjuk megvizsgálni a nagy aktivitású  $\gamma$ -sugárforrások gyártásánál felmerülő aktivitásmérést, ezen kívül az aktivációs analitikai és forróatom-kémiai felhasználást.

### 5.1 Gyakorlati alkalmazások

A gyakorlati alkalmazás lehetőségét már az izomergerjesztéssel foglalkozó első közleményünkben [35] hangsúlyoztuk; javasoltuk mind aktivitás- és dózismérési, mind analitikai felhasználását. A következőkben azokat a módszereket és eljárásokat vizsgáljuk meg részletesebben, amelyek legígéretesebbek a gyakorlat szempontjából, és amelyek más módszerekkel összehasonlítható vagy náluk kedvezőbb lehetőségeket jelentenek. Ahol szükségét éreztük a módszerek összehasonlításának, megtettük. Abból, hogy kevés közlemény jelent meg a  $\gamma$ -aktivációs elemzés köréből, arra következtethetünk, hogy nem terjedt el széleskörűen, és nem alkalmazzák rutinszerűen. Ennek különféle okai lehetnek. Az alap kutatás nagy intenzitású, a kísérletekhez jól illeszkedő, speciális sugárforrásokat igényel; az ilyen források talán túlságosan költségesek gyakorlati célra. A sugárveszély szintén lehet elriasztó. Mivel nincsenek kidolgozott módszerek vagy kereskedelemben kapható, komplett berendezések, amelyek az alkalmazás területeit, lehetőségeit ismeretik, nem is válhattak vonzóvá az analitikusok számára. A módszer

6. táblázat. Nagy sugárforrásaktivitás és nagy dózisintenzitás mérések során meghatározott irodalmi adatok

Sugárforrás és/vagy mérete, alakja, aktivitása, dózisintenzitása	Izomerdetektor	Kísérletileg meghatározott adatok	A legkisebb mérhető dózisintenzitás	Megjegyzés és irodalmi hivatkozás
1	2	3	4	5
$^{60}\text{Co}$ pálcikák 6,3 TBq (170 Ci)	indium	A besugárzási dózisintenzitás percenkénti beütésszámmal vonatkoztatva: $0,744 \frac{\text{C kg}^{-1} \text{h}^{-1}}{\text{cpm}} \left( 300 \frac{\text{R h}^{-1}}{\text{cpm}} \right)$		
$^{60}\text{Co}$ üreges henger ólom borítással 26,8 TBq (725 Ci)	indium	A besugárzási dózisintenzitás percenkénti beütésszámmal vonatkoztatva: $0,555 \frac{\text{C kg}^{-1} \text{h}^{-1}}{\text{cpm}} \left( 2150 \frac{\text{R h}^{-1}}{\text{cpm}} \right)$		[25]
$^{60}\text{Co}$ üreges henger földi üregben, vízvédellel, ólom nélkül 3,7 TBq (100 Ci)	indium	A besugárzási dózisintenzitás percenkénti beütésszámmal vonatkoztatva: $0,542 \frac{\text{C kg}^{-1} \text{h}^{-1}}{\text{cpm}} \left( 2100 \frac{\text{R h}^{-1}}{\text{cpm}} \right)$	$3,35 \cdot 10^{-2} \times \text{C kg}^{-1} \text{h}^{-1}$ (130 R h <sup>-1</sup> )	
$^{182}\text{Ta}$ üreges henger vízben, detektor a forrás oldalán	indium	A besugárzási dózisintenzitás percenkénti beütésszámmal vonatkoztatva:		

48,1 TBq (1300 Ci)

$^{60}\text{Co}$   
pálcikák  
370 TBq (10 kCi) (7. ábra)

2 × 3 cm indium  
fóliák

$$0,457 \frac{\text{C kg}^{-1} \text{ h}^{-1}}{\text{cpm}} \left( 1770 \frac{\text{R h}^{-1}}{\text{cpm}} \right)$$

Vízszintes besugárzási dózisintenzitás-eloszlás:  
2,94–136,2 C kg<sup>-1</sup> h<sup>-1</sup>  
(11,4–528 kR h<sup>-1</sup>)

0,258 C kg<sup>-1</sup> h<sup>-1</sup>  
(1 kR h<sup>-1</sup>)

Összehasonlítás  
kémiai dózis-  
méréssel és Vic-  
toreen röntgen-  
sugárzás-mérő-  
vel  
[32]

$^{60}\text{Co}$   
pálcikák  
370 TBq (10 kCi) (7. ábra)

indium

Vízszintes és függőleges dózisintenzitás-eloszlás-mérés, Bild-up faktor mérés, összehasonlítás a Victoreen és cériumdozimetriai mérésekkel. Az egyezés ±20%-on belül van.

3,28 C kg<sup>-1</sup> h<sup>-1</sup>  
(12,7 kR h<sup>-1</sup>)

[72, 73]  
Igen jól használ-  
ható  
2580 C kg<sup>-1</sup> h<sup>-1</sup>  
(10 MR h<sup>-1</sup>)  
fölötti  
dózisintenzitá-  
sok mérésére

$^{60}\text{Co}$   
Ø 24/16 × 24 mm  
47,7 TBq (1290 Ci) és  
39 TBq (1055 Ci)  
Ø 18,5 × 21 mm  
106,2 TBq (2870 Ci)

indium és kadmi-  
um

$^{60}\text{Co}$ -aktivitásmérés, a mérési körülményeket figyelembe vevő „k” tényező meghatározása

0,37 TBq  
(10 Ci)  $^{60}\text{Co}$

Hiba ±5%  
[74]

IRT-2000 atomreaktor  $\gamma$ -dózisintenzitása

Ø 12 × 40 mm  
erbiium 7,43 g  
szelén 6,46 g

A reaktor leállása után  $\gamma$ -dózisintenzitás változásának vizsgálata

[75]

6. táblázat folytatása

Sugárforrás és/vagy mérete, alakja, aktivitása, dózisintenzitása	Izomerdetektor	Kísérletileg meghatározott adatok	A legkisebb mérhető dózisintenzitás	Megjegyzés és irodalmi hivatkozás
1	2	3	4	5
$^{24}\text{Na}$ $\varnothing 20 \times 200 \text{ mm}$ NaOH 7,4 TBq (200 Ci)	erbium, arany, hafnium, indium, kadmium	Izomerdetektorok aktivitásmérésre való alkalmasságának vizsgálata		A legérzékenyebb detektor az erbium [70]
$^{60}\text{Co}$ 150 $\text{kGy h}^{-1}$ (15 Mrad $\text{h}^{-1}$ ) 79 $\text{kGy h}^{-1}$ (7,9 Mrad $\text{h}^{-1}$ ) 40 $\text{kGy h}^{-1}$ (4 Mrad $\text{h}^{-1}$ )	19,3 g ezüstöt tartalmazó 25 $\text{cm}^3$ $\text{AgNO}_3$ oldat	A dózisintenzitás változása az ezüsttartalom függvényében. Összehasonlítás ferroszulfát dózismérővel	$340 \frac{\text{kGy h}^{-1}}{\text{g Ag}}$ $\left( 34 \frac{\text{krad h}^{-1}}{\text{g Ag}} \right)$	[77]
$^{60}\text{Co}$ 370 TBq (10 kCi) 12,2 $\text{kGy h}^{-1}$ (1,22 Mrad $\text{h}^{-1}$ )	kadmium, indium	$^{60}\text{Co}$ teleterápiás berendezés direktnyaláb-irányítása	Ha $4\pi$ számlálóval mérnek: $4,25 \frac{\text{Gy h}^{-1}}{\text{g Ag}}$ $\left( 425 \frac{\text{rad h}^{-1}}{\text{g Ag}} \right)$	[78] Gyógyászati alkalmazás

$^{60}\text{Co}$   
1739 TBq (47 kCi)

$\text{InCl}_3$  vizes oldata 10 ml Insta Gél és 10 g ant-racén szcintillátorokban. 11,7 g  $\text{InCl}_3$  10 ml oldatban.

10 perces mérési idő mellett az érzékenység  $0,21 \text{ Gy h}^{-1}$  ( $21 \text{ rad h}^{-1}$ ) beütésszámonként.

$56 \text{ Gy h}^{-1}$   
( $5,6 \text{ krad h}^{-1}$ )  
 $8 \text{ Gy h}^{-1}$   
( $800 \text{ rad h}^{-1}$ )  
1 órás mérési és  
4,5 órás be-sugárzási idők  
mellett.

[79]

$^{24}\text{Na}$   
 $\varnothing 19 \times 44 \text{ mm}$   
5,1 TBq (137 Ci)  
4,1 TBq (112 Ci)

$\varnothing 10 \times 6 \text{ mm}$  in-dium

A mérési körülményeket figye-lembe vevő tényező meghatá-rozása, majd aktivitásmérés  
 $3,7 \text{ TBq}$  ( $100 \text{ Ci}$ )  $\pm 10\%$

$0,37 \text{ TBq}$  ( $10 \text{ Ci}$ )  
 $\pm 20\%$ . Ha 12 g-os In target van,  
a hiba  $\pm 10\%$

[80]

Cd és Ag targe-tek alkalmazását is javasolják.

$^{60}\text{Co}$   
2960 TBq (80 kCi)  
(10. ábra)

indium  
kadmium

Dózisintenzitás-eloszlás  $135$   
 $-43000 \text{ Gy h}^{-1}$  ( $13,5-4300$   
 $\text{krad h}^{-1}$ ) tartományban. Össze-hasonlítás ionizációs kamra szilícium félvezető detektoros és kalorimetrikus módszerekkel

Indiummal  
 $21,41 \frac{\text{C kg}^{-1} \text{ h}^{-1}}{\text{cpm g}^{-1}}$   
 $\left(83 \frac{\text{kR h}^{-1}}{\text{cpm g}^{-1}}\right)$

[81–83]

Kadmiummal  
 $193,5 \frac{\text{C kg}^{-1} \text{ h}^{-1}}{\text{cpm g}^{-1}}$   
 $\left(0,75 \frac{\text{MR h}^{-1}}{\text{cpm g}^{-1}}\right)$

$^{60}\text{Co}$

indium 5g

Dózisintenzitás  $27,5 \text{ kGy h}^{-1}$   
 $-7,5 \text{ MGy h}^{-1}$  ( $2,75-750$   
 $\text{Mrad h}^{-1}$ )

[84]

lásd [85]-öt is.

előnyeit és hátrányait nem ismerik kielégítően. Továbbá mivel csak kevés elem meghatározására alkalmas, és eléggé korlátolt az érzékenysége, háttérbe szorult. Példáinkban csak azokra az esetekre szorítkozunk, amikor a GAA alkalmazását a kis költség teszi indokolttá, vagy más módszer a szigorú követelmények miatt nem használható. Az ismertetendő felhasználási területeket csupán a figyelem felkeltésére mutatjuk be; márcsak azért sem törekedhetünk teljességre, mert új problémák bármikor felmerülhetnek. A továbbiakban a  $\gamma$ -aktiváció gyakorlati felhasználását négy csoportra osztva mutatjuk be; aktivitás- és dózismérés, nemesfémek aktivációs analízise, bizonyos elemek élelmiszerben és gyógyszerben végzett meghatározása és atomerőművi fűtőelemek kiegészének vizsgálata.

### 5.1.1 Nagy aktivitás és dózisintenzitás mérése

A 6. táblázatban az aktivitás- és dózisintenzitás-mérés jellemzőbb irodalmi adatait foglaltuk össze. A [25, 33, 72—85] irodalmi hivatkozásban a szerzők körvonalazták a módszer alkalmazhatóságának határait. A közleményekben általában szerepel az alsó határérték és az aktivitás- és dózisintenzitás-mérés tartománya. Ahogy már korábban utaltunk rá, itt is aláhúzzuk, hogy ezek a mérések csak olyan sugárforrás és a tőle származó dózistér esetében végezhetőek el, amely primer  $\gamma$ -kvantumának az energiája meghaladja az első aktivációs nívó energiáját. Ez a megszorítás szűkítette az alkalmazási területet is. Másrészt a módszer előnyei: az egyszerűség és az igen nagy tartományon belüli linearitás, sem voltak széleskörűen ismertek. A dózisintenzitás mérésénél további feltétel az aktivációs nívó alatt és felett lévő dózisintenzitási járulék ismerete, ami a többszörös szóródás következtében jelentős is lehet, és a mérési elrendezés további változást okozhat, de egy adott sugárzási térnél meghatározására csak egyszer van szükség. Az is nyilvánvaló, hogy a módszer felhasználható az 1. táblázatban szereplő források előállításánál, aktivitásuk gyors, rutinszerű ellenőrzésére. A módszer kiegészíthet más aktivitásmérési módszereket, mint például az ionkamrás mérést, ahol egy felső korlát elkerülésére nagy távolságra kell elhelyezni az ionkamrát, ami sok bizonytalanságot vihet a

mérésbe a szóródáson keresztül is. A kalorimetrikus mérés igen bonyolult és lassú. Véleményünk szerint az aktivációs módszer még alkalmasabb nagy intenzitású dózistér gyors ellenőrzésére. A sugársterilizálás során például a tényleges dózisintenzitást (vagy dózist) igen megbízhatóan bizonylatolhatja egy izomer céltárgy beütésszáma, ha adott időben visszük a számlálóberendezéshez, s figyelembe vesszük az eltelt időt.

### **5.1.2 Nemesfémek meghatározása műkincsben, régiségben, pénzermében és ipari hulladékban**

Műkincsek és régiségek esetében a roncsolás és az előkezelés elkerülése igen szigorú követelmény. Más módszerek, mint például az XRF és AAS, felületérzékeny vagy roncsolásos eljárások. A GAA igen alkalmas rá, hogy mélyebb rétegből szerezzünk információt.

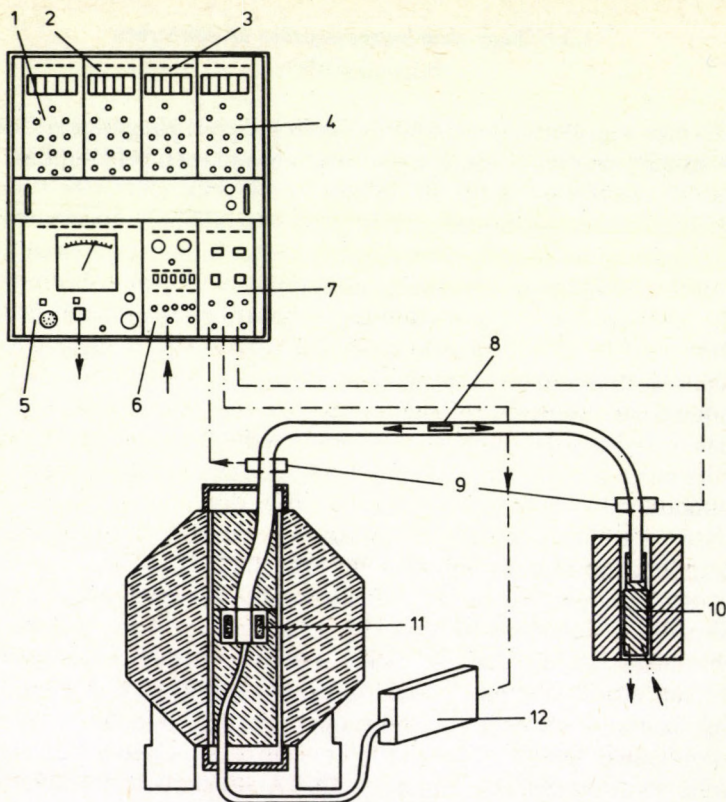
Előbb említett hátrányuk ellenére az XRF, AAS és más módszerek akkor szolgálhatnak további információkkal az anyag összetételéről, ha a mérés a felületen végezhető el. Ilyen esetekben az INAA alkalmazása a visszamaradó radioaktivitás miatt problematikus lehet, csak akkor alkalmazható, ha igen rövid időtartamú neutronbesugárzás elégséges a műszeres aktivitásméréshez. Például Řanda és munkatársai [86] INAA műszeres analízist végeztek, és 35 darab 3,6—305,3 mg-os gyémántot vizsgáltak meg, amelyeket hat különböző földrajzi helyről gyűjtöttek össze. A gyémántokban 33 elem mennyiségét határozták meg a ppm koncentrációtartományban. A ( $\gamma$ , n) fotonukleáris reakció alkalmazásánál [87] csak igen kicsiny visszamaradó radioaktivitás vagy alig észlelhető összetételváltozás várható. Például az aranyatommag aktiváláskor más elemmé bomlik, de nem ez a helyzet az izomeraktiválásával, mert akkor a gerjesztett mag az alapállapotba tér vissza, így az elemösszetétel változatlan marad. Abrams és Pelekis [88] ezüsttartalmat határozott meg 1896-ban és 1925-ben veretett pénzermékben. Az érmék és a referenciaminták súlya 4—7 g volt, és az 1896-os érme 63,4%, az 1925-ös pedig 83,5% ezüstöt tartalmazott. A mérés pontossága  $\pm 5\%$  és a legkisebb mérhető ezüstmennyiség

50 mg volt reaktorhurokként létrehozott  $10^{12}$   $\gamma/\text{cm}^2$  s intenzitású  $^{116}\text{In}^m$ -sugárforrásban tízszer ismételt felaktiválás és mérés után, amelynek a teljes ideje 30 perc. Pavlicsek és Veres [89] a Magyar Nemzeti Banktól és magángyűjtőktől származó érméket és medáliákat vizsgált. Ők is vizsgálták ezüsttartalmat a Római Birodalom korából és más korokból eredő érmékben. Megvizsgálták például az 1,4 g-os „Wolfgang Amadeus Mozart 1756—1791” feliratú emlékérmé aranytartalmát. Ehhez 30 másodperces besugárzást és 15 másodperces izomeraktivitás-mérést alkalmaztak. 50 ciklus után 5100 beütésszámot kaptak 600-as háttér mellett, igen jó pontossággal. Az abszorpció, önabszorpció és más korrekció figyelembevételére mindegyik típusú érmehez hasonló tiszta ezüst és arany referenciamintát használtak. Egy másik alkalmazási terület a nemesfémeknek a hulladékban végzett folyamatos ellenőrzése, amely még a környezetvédelmet is szolgálhatja. Így igény léphet föl a fényérzékeny film gyártása során a hulladékvízbe kerülő ezüst vagy az elektronikai iparban az aranyozott csatlakozó gyártásakor a hulladékba kerülő arany meghatározására. A mérési eredménytől függően a szennyvizet tárolóba vagy közcsatornába irányíthatják. A GAA használható gyors, rutin analízisre galvanizálóüzemben is, ezüst, arany, platina, ródiium és kadmium galvánfürdő fémtartalmának beállításánál. Ez a fémkoncentráció 2—150 g/l között van, ami igen alkalmas a koncentráció gyors ellenőrzéséhez. A 4. táblázatban megadott minimálisan mérhető koncentrációk figyelembevételével a módszer felhasználási területeit könnyen megválaszthatjuk. Neider és munkatársai [90] ezüst és platina nyomelemet határoztak meg 30 MeV-os lineáris elektrongyorsító fékezési sugárzásával. A PAA és AAS módszerrel kapott adataikat összehasonlították, és a hibahatáron belüli egyezést találtak mind a 100 ppm-es Pt-referenciamintáknál, mind az 580 és 1650 ppm koncentrációjú ezüstöt tartalmazó rézércmintáknál. Az utóbbi koncentrációtartomány vizsgálatára a GAA módszer is alkalmazható, azzal az előnnyel, hogy nincs szükség speciális minta készítésére, és hogy közvetlenül a minta átlagkoncentrációját szolgáltatja, amit nem egykönnyen érhetünk el az ASS és XRF módszerrel.



### 5.1.3 Néhány elem meghatározása élelmiszerben és gyógyszerben

Az erre a területre eső, GAA módszerrel végzett vizsgálatról szóló közlemény szintén kevés, és a már más alkalmazási példáinkban is említett szerzőktől származik. Abrams és Pelekis [88] 4 és 3 g-os „Bechtereiv”- és „bromural” tablettá brómtartalmát határozta meg. Kalibrálásra ugyancsak 4 és 3 g-os KBr és NaBr mintákat használt. A Bechtereiv-tabletta brómkoncentrációjára 65,5%-ot, a bromural tablettáéra pedig 32,3%-ot kapott. A standard relatív hiba 3% volt.  $10^{12}$   $\gamma/\text{cm}^2$ -os  $^{116}\text{In}^m$ -sugárforrással végrehajtott 10 besugárzási és mérési ciklus alapján kevesebb mint 6 perc analízisidő alatt a minimálisan mérhető brómmennyiséget 20 mg-ra becsülték. A [91] közleményben állati táplálék, különösen halliszt szeléntartalmának gyors meghatározására alkalmas GAA módszer található. Suess és munkatársai [92] különféle növények (uborka, paradicsom, retek, saláta, karalábé, zeller, petrezselyem, karfiol) brómfelvételét vizsgálták normál és intenzív öntözés mellett. A levelek friss anyagára vonatkoztatott brómkoncentráció 30—1300 ppm között változott,  $50 \text{ g/m}^3$  metil-bromidos trágyázás mellett. Mint a 4. táblázatból látható, ezek az értékek gamma-aktivációs módszerrel gyorsan ellenőrizhetők. A szerzők megvizsgálták a trágyázott és trágyázatlan növények brómtartalmát, és azt találták, hogy a kívánatosnak tartott 50 ppm brómkoncentráció helyett a kezeletlen növényeknél ez csak 1—5 ppm. Az INAA-val elérhető érzékenység (0,1—0,5 ppm) jobb, mint a GAA érzékenysége (4,3 ppm), de a reaktorkísérletek nem tesznek lehetővé helyszíni vizsgálatot. Olyan hordozható berendezést fejlesztettek ki [93] és mutattak be az 1978. évi nemzetközi vásáron, Budapesten, amelyben 1,1 PBq (30 kCi) aktivitású  $^{60}\text{Co}$  helyezhető el, és a besugárzás helyén a primer  $\gamma$ -fluxus eléri a  $10^{13}$   $\gamma/\text{cm}^2$  s értéket. Azon kívül, hogy hordozható, a mérés során csőposta szállítja a mintát a besugárzási térbe és az aktivitást mérő detektorhoz, a berendezés folyamatok ellenőrzésére szolgáló egységekkel van ellátva, bármilyen ciklusszám, besugárzási háttér és aktivitásmérési idő megválasztható. A berendezés vázlata a 15. ábrán látható.



15. ábra. Hordozható gamma-aktivációs analitikai berendezés

1. a céltárgy aktivitásának mérésére szolgáló impulzusszámláló, 2. a háttér méréseit végző háttérszámláló, 3. állítható időmérő besugárzáshoz és aktivitásméréshez, 4. ciklusszám-beállító, 5. nagyfeszültségű egység, 6. energiaszelektor, 7. vezérlőegység, 8. céltárgytartó, 9. fotoelektrómos kapu, 10. detektor, 11. források, 12. csőposta

### 5.1.4 Atomerőművek fűtőelemei kiégésének vizsgálata

A nukleáris fűtőelemek és fűtőelemkötegek kiégésének roncsolásmentes vizsgálatára használt módszerekről Hsue [94] közölt jó összefoglalást. A hasadási termékekkel összhangba hozható kiégési

szint meghatározására szolgáló  $\gamma$ -spektrometriai módszereket részletesen tárgyalja. A hasadási termékek fűtőelemen belüli migrációját is vizsgálja a  $^{95}\text{Zr}$ ,  $^{144}\text{Ce}$ ,  $^{144}\text{Pr}$ ,  $^{106}\text{Ru}$ — $^{106}\text{Rh}$  és  $^{134}\text{Cs}$  hasadási termékénél, valamint a fűtőelemen és a fűtőelemkötegen belül végbemenő abszorpciót. Leírta a fűtőelem-kiégés abszolút aktivitásméréssel és a hasadási termékek relatív aktivitásmérésével végzett meghatározását is, és ismertette a passzív neutronszámlálósos eljárást, az aktív interrogációs eljárást izotópos és gyorsító sugárforrásokkal, a neutronspektrometriai és rezonanciaabszorpciósi módszert. A cikk foglalja magába még olyan más módszerekkel is, mint a reaktivitás- és a kalorimetrikus mérés, amelyeket a szerző alkalmasnak ítél a kiégés meghatározására. A mintegy 10 roncsolásmentes módszer optimális alkalmazhatósági körülményeit is körvonalazza. A  $\gamma$ -aktivációval végzett izomergerjesztés azonban nem szerepel a felsorolt módszerek között, miután a kiégés meghatározására való felhasználásán jelenleg dolgozunk.

Germán és Veres 1976-ban nyújtott be szabadalmat a kiégés mértékének és eloszlásának meghatározására  $\gamma$ -aktivációs módszerrel [95]. A szerzők izomeraktivációs vizsgálatokat végeztek a  $^{140}\text{La}$  1,6 MeV-os  $\gamma$ -sugaraival, majd az izomeraktivitás és az erőművek fűtőelemkötegeiben keletkező  $^{140}\text{Ba}$ — $^{140}\text{La}$  és  $^{140}\text{La}$ -hasadványok aktivitása alapján megállapították, hogy a módszer a  $^{140}\text{La}$ -hasadvány 3%-os pontosságú meghatározását teszi lehetővé. A relatív kiégési szint meghatározására akkor van lehetőség, ha a működési idő és teljesítmény, valamint az állási idő ismert. Mivel a kiégett fűtőelemnek a nem a  $^{140}\text{La}$ -tól származó, többi 1 MeV-nál nagyobb energiájú  $\gamma$ -sugárzása nem haladja meg a  $^{140}\text{La}$   $\gamma$ -intenzitásának az 5%-át, a kiégés jól becsülhető. A módszer különösen alkalmas a fűtőelem hosszanti tengelye irányában kialakult kiégési eloszlás meghatározására. Más módszernek nincs meg ez az előnye. A mérés technikát In, Cd, Rh és Er izomer felhasználásával tanulmányozták. Egy 5,55 TBq/cm (150 Ci/cm) aktivitású  $^{140}\text{La}$ -sugárforrással végzett aktiválással indiumtargetban  $2550 \pm 80$  cpm izomeraktivitást észleltek, 1000 másodperces mérésidő mellett. A telítési érték közelében  $^{235}\text{U}$ -ban 3,3% dúsítású fűtőelemen a  $^{140}\text{La}$  mennyisége kb. 37 TBq/kgU (1 kCi/kgU), ami a fűtőelem egy cm-ében 17,8 TBq (480 Ci) aktivitásnak felel meg,

egyenletes eloszlás feltételezése mellett. Ez jó mérési lehetőséget biztosít, és még a mérési idő vagy a targetanyag csökkentését is lehetővé teheti. Az izomeraktivációs módszer számítógépes kiégési meghatározás mellett igen hasznos lehet nemcsak az üzemeltetési technológia javításában, hanem üzembiztonsági és safeguard-ellenőrzési szempontból is.

## 5.2 Forróatom-kémiai alkalmazás

Mint hogy a  $(\gamma, \gamma')$  reakció során a visszalökődési energia az 1—300 eV energiatartományba esik, igen alkalmas az ebben a tartományban keletkező stabilis visszalökődő specieszek képződésének tanulmányozására. Ez az energiatartomány igen fontos, mert a küszöbenergia-effektusok ebbe az energiatartományba esnek (a kötési energia néhány eV, és a szilárd testben egy Frenkel-pár eltolódási energiája kb. 25 eV, ami fölött helyezkedhet el a disszociációs energia). Más magreakciókban sokkal nagyobb visszalökődési energia lép föl, pl. Lindner [96] a  $^{14}\text{N}(n, p)^{14}\text{C}$ ,  $^{14}\text{N}(p, \alpha)^{11}\text{C}$ ,  $^{12}\text{C}(n, 2n)^{11}\text{C}$ ,  $^{12}\text{C}(p, pn)^{11}\text{C}$ ,  $^{12}\text{C}(\gamma, n)^{11}\text{C}$  magreakciókra, a sorrendnek megfelelően 45 keV, 2,1 MeV (max), 1,1 MeV (max), 1,8 MeV (átlag) és 0,5 MeV (átlag) visszalökődési energiát ad meg a szénatomokra. Ez is az egyik oka annak, hogy a forróatom-kémiában kevés olyan vizsgálatot tudtak végezni, amely a kémiai kötés energiafüggésére vonatkozik. A  $\gamma$ -sugarak rugalmatlan szóródásán alapuló vizsgálatok nagyon ígéretesek, különösen azokban az esetekben, amikor a különböző fázisok elemtartalmát kell meghatározni a bennük lévő izomeraktivitás alapján.

Yoshihara és Kudo [97] mutatták ki először az izomeraktivációs módszer alkalmazhatóságát a forróatom-kémiában. Ők vizsgálták az  $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^{115}\text{In}^m$  reakció során keletkező indiumtöredékeket az energia függvényében, lineáris gyorsító 4, 8 és 12 MeV-os fékezési sugárzásával. Azt találták, hogy az In-EDTA fémkomplexben az  $^{115}\text{In}^{m3+}$  hozama a 0—60 keV-os kezdeti tartományban zérus, majd növekszik, és platója van a  $220 - 5 \cdot 10^4$  eV tartományban. (500 eV-ig mérték  $(\gamma, \gamma')$ -vel, az 50 keV-os értéket  $^{115}\text{In}(\gamma, n)^{114}\text{In}$  magreakcióval határozták meg.)

A visszalökődési reakciók vizsgálatára 2 és 3 vegyértékű fémkomplexeket használtak, mivel viselkedésüket könnyű felismerni.

További számos vizsgálatot végeztek ( $\gamma$ ,  $\gamma'$ ) reakcióval, gyorsítók segítségével, forróatom-kémiai paraméter meghatározására [69, 98–108]. Ezek a tanulmányok is főleg az EDTA és HEDTA indiumkomplexben a reakció küszöbenergiájának meghatározására és a reakciómechanizmus megismerésére irányultak. Egyes lineáris gyorsítóval kapott eredményeket megkérdőjeleztek a Nemzetközi Atomenergia Ügynökség által 1974. május 14–17-én rendezett forróatom-kémiai értekezlet vitája során, a túl széles energiaspektrum kedvezőtlen hatása miatt. Az a fő érv, hogy túl sok a magizomer-gerjesztésre nem képes, de a mintában jelentős sugárkárosodást okozó fotonok száma [96]. Monoenergiás sugárforrásokkal a Compton-szóródásból eredő szórt  $\gamma$ -sugárzással keltett izomeraktivitást már az előzőek alapján is jól ismerjük. Az 1 eV tartományban levő  $\gamma$ -kvantumoknak a teljes spektrumban megjelenő  $\gamma$ -kvantumokhoz vett aránya monoenergiás sugárforrásnál sokkal kedvezőbb, mint a gyorsítók fékezési sugárzásánál, ezért e tanulmány szerzőjének véleménye szerint a forróatom-kémiai vizsgálatban is kedvezőbb az izomeraktiválás és a sugárkárosodás aránya, ha monoenergiás sugárforrást használunk. Radioaktív sugárforrásnál ez az arány annál kedvezőbb, minél jobban megközelíti az aktivációs nívó a nála nagyobb energiájú primer  $\gamma$ -kvantum energiáját, és az alatta marad a nukleonok kötési energiájának, de, mint az az 1. táblázatból is látható, 4,07 MeV-nál nagyobb energiájú monoenergiás gamma-sugárforrásokat gyakorlatilag nem tudunk előállítani.

## 6. Következtetések

A  $\gamma$ -aktivációs módszer értékelésén túlmenően összegyűjtöttük azokat az irodalmi adatokat, amelyek e módszer felhasználására vonatkoznak. Azt találtuk, hogy az eddig alkalmazott 5–7 radioizotópból készült sugárforrásokon kívül még mintegy további 40–42 radioizotóp lehet alkalmas önálló zárt sugárforrásként vagy reaktorhurokban előállított sugárforrásként ilyen vizsgálatra, amitől a felhasználási terület kiszélesedését is várhatjuk. A  $\gamma$ -aktivációs hatáskeresztmetszet és más nukleáris paraméterek vizsgálatára ez a módszer hézagpótló. Szelektivitása igen kedvező mind magfizikai mérésnél, mind a gyakorlati alkalmazásnál, és a legtöbb esetben igen megbízható és gyors is. Az analitikai érzékenység sok esetben kielégítő az elemtartalom vagy koncentráció meghatározására. Felhasználható lehet olyan speciális analitikai feladatok megoldására, mint a folyamatos ipari termelés vagy technológiai folyamatok ellenőrzése. Az említettekkel kapcsolatban derülátók lehetünk a galvántechnológia környezetvédelmi szempontból is fontos folyamatos ellenőrzésével kapcsolatban is. Nehéz megjósolni a módszernek az erőművi fűtőelemköteg kiegészi szintjének meghatározásában játszó szerepét, de mindenképpen ígéretesek a kiegészeloszlás és a migráció ellenőrzésére való alkalmazhatóságánál szóba jöhető előnyei. A módszer alkalmazását megkönnyíthetné egy sokcélú, tömör felépítésű GAA mérőberendezés, ahogy ez sok más módszernél már előfordult. Az atomabszorpciós és -emissziós módszerek már sok évtizede jól ismertek, de még csak a napjainkban folyó igen tekintélyes fejlesztés tette

lehetővé megbízhatóságuk és érzékenységük növelését. Példaként megemlíthetjük, hogy a plazmagerjesztéses mintakészítés kidolgozása növelte meg lényegesen az AES módszer érzékenységét [111]. Az XRF eljárás már elég fejlett, de továbbfejlesztése folyamatban van [112].

A  $\gamma$ -aktivációs eljárás jó tulajdonságai mellett is szeretnénk hangsúlyozni, hogy a módszert más analitikai módszerek kiegészítésének tekintjük, és előnyei a roncsolásmentes vizsgálatban érvényesülhetnek. Csak kevés elem egyidejű meghatározására alkalmas, de a zavaró mátrixeffektus nélkül. Minden esetben a módszerek közül a feltételek és a követelmények alapján választhatjuk ki a probléma legjobb megoldásához vezető eljárást. Azt reméljük, hogy ehhez nyújthat bizonyos segítséget mindaz, amit itt leírtunk.

## 7. Irodalom

1. B. PONTECORVO—A. LAZARD: *C. R. Acad. Sci. Paris* **208** (1938) 99.
2. G. B. COLLINS—B. WALDMAN—E. M. STUBBLEFIELD—M. GOLDBABER: *Phys. Rev.* **55** (1939) 507.
3. G. B. COLLINS—B. WALDMAN: *Phys. Rev.* **59** (1941) 109.
4. B. WALDMAN—M. L. WIEDENBECK: *Phys. Rev.* **63** (1943) 60.
5. M. L. WIEDENBECK: *Phys. Rev.* **67** (1945) 92; **67** (1945) 267; **68** (1945) 1; **68** (1945) 237.
6. E. GUTH: *Phys. Rev.* **59** (1941) 325.
7. H. R. LUKENS—J. W. JR. OTVOS—C. B. WAGNER: *Int. J. Appl. Rad. Isotopes* **11** (1961) 30.
8. G. J. LUTZ: *Anal. Chem.* **43** (1971) 93.
9. T. KAMINISHI—C. KOJIMA: *Japan. J. Appl. Phys.* **2** (1963) 399.
10. T. KATO—Y. OKA: *Talanta* **19** (1972) 515.
11. T. KATO—I. MORITA—N. SATO: *J. Radioanal. Chem.* **18** (1973) 97.
12. N. SATO—T. KATO—N. SUZUKI: *Radiochim. Acta* **21** (1974) 63.
13. T. KATO: *J. Radioanal. Chem.* **16** (1973) 307.
14. T. KATO—E. KITAZUME—N. SUZUKI: *Anal. Chem. Acta* **77** (1975) 117.
15. T. KATO—N. SATO—N. SUZUKI: *Talanta* **23** (1973) 517.
16. T. KATO—N. SATO—N. SUZUKI: *Anal. Chem. Acta* **81** (1976) 337.
17. T. KATO—K. MASUMOTO—N. SATO—N. SUZUKI: *J. Radioanal. Chem.* **32** (1976) 51.
18. N. SATO—T. KATO—N. SUZUKI: *J. Radioanal. Chem.* **36** (1977) 221.
19. T. KATO—N. SATO—N. SUZUKI: *B. Chem. Soc. Japan* **50** (1977) 1930.
20. C. ENGELMAN: in *Advances in Activation Analysis*. Eds.: J. M. A. LENIHAN—S. J. THOMSON—V. P. GUINN. Academic Press, London, 1972, Vol. II, Chap. 1.
21. B. I. GORYACHEV: *Atomic Energy Review* **2** No. 3 (1964) 71.
22. C. A. BAKER: Atomic Energy Research Establishment report AERE-R5547 (1967), AERE-R5815 (1968), Harwell, England.
23. G. BACIO: in *The Microtron and Its Application* (Proc. Int. Conf. Photonuclear Reactions and Its Applications. Asilomar, California, 1973) Ed.: B. L. BERMAN. Livermore, California, 1973, p. 1225.



24. M. GOLDHABER—R. D. HILL—L. SZILARD: *Phys. Rev.* **55** (1939) 47.
25. G. HARBOTTLE: *Nucleonics* **12** No. 4 (1954) 64.
26. N. IKEDA—K. YOSHIHARA: *Radioisotopes* **5** No. 1 (1956) 11.
27. N. IKEDA—K. YOSHIHARA: *Radioisotopes* **5** No. 2 (1956) 11.
28. N. IKEDA—K. YOSHIHARA: *Radioisotopes* **7** No. 1 (1958) 11.
29. K. YOSHIHARA—N. IKEDA: *Radioisotopes* **7** No. 1 (1958) 17.
30. N. IKEDA—K. YOSHIHARA—N. NISHIO: *Radioisotopes* **7** No. 2 (1958) 92.
31. N. IKEDA—K. YOSHIHARA: *Radioisotopes* **7** No. 3 (1958) 195.
32. N. IKEDA—K. YOSHIHARA—K. SHIMADA: *Radioisotopes* **8** No. 1 (1959) 17.
33. N. IKEDA—K. YOSHIHARA: *Radioisotopes* **8** No. 1 (1959) 24.
34. N. IKEDA—K. YOSHIHARA: *Radioisotopes* **8** No. 3 (1959) 238.
35. Á. VERES: *Int. J. Appl. Rad. Isotopes* **14** (1963) 123.
36. Á. VERES: *Acta Phys. Hung.* **16** (1963) 261.
37. Á. VERES—I. PAVLICSEK: *Int. J. Appl. Rad. Isotopes* **17** (1964) 69.
38. Á. VERES—M. OZSGYÁNI: *Ядерная физика* **3** (1966) 798.
39. Á. VERES—L. LAKOSI: *Acta Phys. Hung.* **27** (1969) 19.
40. Á. VERES—I. PAVLICSEK: *Acta Phys. Hung.* **28** (1970) 419.
41. Á. VERES—I. PAVLICSEK—M. CSÜRÖS—L. LAKOSI: in *Conf. Nuclear and Particle Physics*, 22–24 Sept. 1971. University of Oxford, The Institute of Physics, London, 1971, p. 32.
42. Á. VERES—I. PAVLICSEK—M. CSÜRÖS—L. LAKOSI: *Прикладная ядерная спектроскопия. Атомиздат, Москва, 1971, стр. 220.*
43. Á. VERES—I. PAVLICSEK—M. CSÜRÖS—L. LAKOSI: *Acta Phys. Hung.* **34** (1973) 97.
44. L. LAKOSI—M. CSÜRÖS—Á. VERES: *Nucl. Instr. Methods* **114** (1974) 13.
45. Á. VERES—I. PAVLICSEK—M. CSÜRÖS: *lásd [23]-ban, 307. old.*
46. И. А. АБРАМС—Л. Л. ПЕЛЕКИС—И. Я. ТАУРЕ: *Изв. АН Латв. ССР сер. физ. техн.* № 6 (1966) 3.
47. И. А. АБРАМС—Л. Л. ПЕЛЕКИС: *Изв. АН Латв. ССР сер. физ. техн.* № 1. (1967) 3.
48. И. А. АБРАМС—Л. Л. ПЕЛЕКИС: *Изв. АН Латв. ССР сер. физ. техн.* № 6 (1966) 95.
49. И. А. АБРАМС—Л. Л. ПЕЛЕКИС—И. Я. ТАУРЕ: *Атомная энергия* **20** (1966) 434.
50. И. А. АБРАМС—Л. Л. ПЕЛЕКИС—И. Я. ТАУРЕ: *Программа и тезисы докладов XVI. ежегодного совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра.* Наука, Ленинград, 1966, стр. 22.
51. И. А. АБРАМС—Л. Л. ПЕЛЕКИС: *Программа и тезисы докладов XVII. ежегодного совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра.* Наука, Ленинград, 1967, стр. 30.
52. Б. С. МАЗИТОВ—Э. А. ЗАПАРОВ—Ю. А. ХУСАИНОВ: *Программа и тезисы докладов XVII. ежегодного совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра.* Наука, Ленинград, 1967, стр. 41.
53. Э. А. ЗАПАРОВ—Б. С. МАЗИТОВ: *Программа и тезисы докладов XVIII. ежегодного совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра.* Наука, Ленинград, 1968, стр. 55.

54. Э. А. ЗАПАРОВ—О. Н. КОЛЕРОВА—Б. С. МАЗИТОВ: Программа и тезисы докладов XVIII. ежегодного совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Наука, Ленинград, 1968, стр. 57.
55. Э. А. ЗАПАРОВ: Исследование неупругого резонансного рассеяния гамма-лучей на нечетных ядрах. Автореферат диссертации на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук. Ташкент, 1970.
56. Э. А. ЗАПАРОВ—Ю. Н. КОБЛИК—Б. С. МАЗИТОВ—Г. А. РАДЮК: Прямые реакции и изомерные переходы. Изд. «ФАН» Узб. ССР, Ташкент, 1973.
57. VERES Á. Kandidátusi értekezésézisézisei. Budapest, 1963.
58. VERES Á.: Doktori értekezésézisézisei. Budapest, 1969.
59. Б. С. ДЖЕЛЕПОВ: Усп. физ. наук. **52** (1957) 3.
60. F. R. METZGER: in Progress in Nuclear Physics. Vol. 7. Ed.: O. R. FRISCH. Pergamon Press, London, 1959, p. 53.
61. G. BREIT—E. WIGNER: Phys. Rev. **48** (1935) 918.
62. Á. VERES—I. PAVLICSEK: Прикладная ядерная спектроскопия. Атомиздат, Москва, №. 8, 1978, стр. 283.
63. G. R. SMITH—N. J. GIACOMO—M. L. MUNGER—R. J. PETERSON: Nucl. Phys. A **290** (1977) 72.
64. K. YOSHINARA: Isotopes and Radiation **3** (1960) 276.
65. K. YOSHINARA: Isotopes and Radiation **3** (1960) 464.
66. VERES Á.: M. Fiz. F. **16** (1966) 462.
67. И. А. АБРАМС—Л. Л. ПЕЛЕКИС: Изв. АН Латв. ССР сер. физ. техн. №. 1 (1968) 19.
68. K. YOSHINARA: Isotopes and Radiation **3** (1960) 472.
69. Á. VERES—K. YOSHINARA—N. IKEDA: Radioisotopes **27** (1978) 213.
70. И. А. АБРАМС—Л. ЛАКОШИ: Изв. АН Латв. АН ССР сер. физ. техн. №. 6 (1969) 3.
71. А. ШАТТОПАДХУАЙ: J. Radioanal. Chem. **37** (1977) 785.
72. K. YOSHINARA: Isotopes and Radiation **4** No. 2 (1960) 93.
73. K. YOSHINARA: JARI MEMO — Ph.D. Dissertation, 1963.
74. Á. VERES—I. PAVLICSEK—M. OZSGYÁNI: in Proc. Standardization of Radionuclides. IAEA, Vienna, 1967, p. 453.
75. И. А. АБРАМС—Л. Л. ПЕЛЕКИС: Изв. АН Латв. ССР сер. физ. техн. №. 2 (1967) 3.
76. И. А. АБРАМС—Л. Л. ПЕЛЕКИС—И. Я. ТАУРЕ: Нейтроноактивационный анализ. Наука, Рига, 1966, стр. 135.
77. J. J. LAW: Health Phys. **17** (1969) 338.
78. G. CORTELESSA—A. GRISANTI—P. TORI: Istituto Superiore di Sanità report ISS 66/46, Roma, 1966.
79. J. J. LAW: in Proc. ERDA X- and Gamma-Ray Symp. Ann Arbor. USAEC, Springfield, 1976, p. 98.
80. L. LAKOSI—Á. VERES: Nucl. Instr. Methods **83** (1970) 213.
81. PAVLICSEK I.—HORVÁTH ZS.—VERES Á.—BOD L.: Izotóptechnika **14** (1971) 27.
82. PAVLICSEK I.—STENGER V.—CSÜRÖS M.—LAKOSI L.—VERES Á.: Izotóptechnika **14** (1971) 466.

83. HORVÁTH ZS.—STENGER V.—FÖLDIÁK G.—FEJES P.: Izotóptechnikai kutatások. MTA Izotóp Intézete, Budapest, 1972, 41. old.
84. A. R. WARE—G. OLDHAM—B. M. BIBBY: Radiochem. Radioanal. Letters **15** (1973) 107.
85. G. HARBOTTLE: Radiochem. Radioanal. Letters **16** (1974) 263.
86. Z. ŘANDA—J. BENDA—J. KUNCIŘ—J. KOUŘIMSKÝ: J. Radioanal. Chem. **14** (1973) 437.
87. P. REIMERS—G. J. LUTZ—C. SEGEBADE: in Proc. Int. Conf. Modern Trends in Activation Analysis. Elsevier, Lausanne — Akadémiai Kiadó, Budapest, 1977, p. 1171.
88. И. А. АБРАМС—Л. Л. ПЕЛЕКИС: Изв. Латв. ССР сер. физ. техн. № 5 (1967) 45.
89. PAVLICSEK I.—VERES Á.: publikátlan munka.
90. R. NEIDER et al.: lásd [87]-ben, p. 1396.
91. Á. VERES: J. Radioanal. Chem. **37** (1977) 155.
92. A. SUESS—H. STAERK: lásd [87]-ben, p. 582.
93. PAVLICSEK I.—VERES Á.—STENGER V.: Mobil  $\gamma$ -aktivációs analitikai berendezés. Radioanalitikai Találkozó, Keszthely, 1978. október 18–20.
94. S. T. HSUE: Atomic Energy Rev. **16** (1978) 89.
95. GERMÁN E.—VERES Á.: Szabadalmi Közl. **83** (1978) 548 T/15369.
96. L. LINDNER: Accelerators and Nuclear Reactors as Tools in Hot Atom Chemistry. In Hot Atom Chemistry Status Report. Proc. of a Panel. IAEA, Vienna, 1975, p. 1.
97. K. YOSHIHARA—H. KUDO: J. Chem. Phys. **52** (1970) 2950.
98. K. YOSHIHARA—M. H. YANG—T. SHIOKAWA: Radiochem. Radioanal. Letters **4** (1972) 143.
99. K. YOSHIHARA—T. T. MIZUSAWA: Radiochem. Radioanal. Letters **9** (1972) 263.
100. K. YOSHIHARA—H. KAJI—T. NAGATANI: Research Rep. Lab. Nucl. Sci. Tohoku Univ. **2** (1969) 147.
101. K. YOSHIHARA—M. KISHIMOTO—S. SUZUKI—T. SHIOKAWA: Mass Spectroscopy **22** (1974) 231.
102. K. YOSHIHARA—A. FUJITA—T. SHIOKAWA: J. Inorg. Nucl. Chem. **39** (1977) 733.
103. K. YOSHIHARA—H. KUDO: Nature **222** (1969) 5198.
104. H. KUDO—K. YOSHIHARA: J. Inorg. Nucl. Chem. **32** (1970) 2845.
105. H. KUDO: J. Inorg. Nucl. Chem. **34** (1972) 453.
106. K. YOSHIHARA—M. KISHIMOTO—M. TAKAHASHI—S. SUZUKI—T. SHIOKAWA: Radiochim. Acta **21** (1974) 148.
107. K. YOSHIHARA—G. K. WOLF—F. BAUMGÄRTNER: Radiochim. Acta **21** (1974) 96.
108. K. YOSHIHARA—N. IKEDA—Á. VERES: J. Radioanal. Chem. **45** (1978) 293.
109. E. C. BOOTH et al.: Nucl. Phys. **66** (1965) 230, **A 98** (1967) 529.
110. Y. CAUCHOIS et al.: C. R. Acad. Sci. Paris **259** (1964) 3233; **262** (1966) B 503; **263** (1966) B 868.
111. P. W. J. M. BAUMANS: Science and Industry. Philips Publ. No. 12 (1978) 1.
112. B. LYNCH: Science and Industry. Philips Publ. No. 12 (1978) 17.
113. M. BOIVIN—Y. CAUCHOIS—Y. HENO: Nucl. Phys. A **137** (1969) 520.

114. Table of Isotopes. 7th Edition. Eds: C. M. LEDERER—V. S. SHIRLEY. Wiley, New York, 1978.
115. Y. WATANABE—T. MUKOYAMA: Excitation of Nuclear Isomers by  $^{60}\text{Co}$   $\gamma$ -Rays. Bull. Inst. Chem. Res. Kyoto Univ. **57** (1979) 72.
116. И. Н. Вишнеvский—В. А. Желтоножский—В. П. Свято—В. В. Тришин: Программа и тезисы докладов XXIX. ежегодного совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Наука, Ленинград, 1979, стр. 239.

# A tokamak

Hordósy Gábor—Hrehuss Gyula

Tanulmányunkban általában az SI mértékegységeket alkalmaztuk, és a szakirodalomból vett kifejezéseket — szükség esetén — eszerint alakítottuk át. Néhány esetben azonban helyesebbnek tartottuk azt, hogy a formulákat az eredetileg megadott módon idézzük. Ilyenkor a megfelelő mértékegységeket egyértelműen feltüntettük.

# Tartalom

<b>Bevezetés</b>	<b>85</b>
<b>1. A fúziós energiatermelés</b>	<b>88</b>
1.1 Magfizikai alapok	88
1.2 A Lawson-kritérium	94
<b>2. A tokamak</b>	<b>99</b>
2.1 Bevezetés	99
2.2 A tokamak felépítése. Diagnosztikai módszerek	103
2.3 Plazmaegyensúly a tokamakban	112
2.4 A plazmahurok stabilitása	123
2.5 A plazma energiaháztartása	141
2.6 A plazma fűtése	148
2.7 Számítógépes vezérlés és adatgyűjtés	168
2.8 Skálatörvények	172
<b>3. A tokamak-reaktorok</b>	<b>181</b>
<b>Irodalom</b>	<b>192</b>

## Bevezetés

A termonukleáris kutatásokról írt áttekintő tanulmányok szerzői évtizedeken át szükségesnek tartották, hogy e kutatásokat lehetőség szerint minél alaposabban megindokolják. Hivatkoztak a fejlődő iparosodás és a növekedő népesség követelte állandóan növekvő energiaigényre és összevetették ezt az emberiség rendelkezésére álló klasszikus és az atommag hasadásán alapuló (fissziós) energiahordozó-mennyiséggel. Az összehasonlítások természetesen többé-kevésbé bizonytalan becsléseken alapultak, de általában mindig arra vezettek, hogy valamikor a harmadik évezred első felében az említett energiahordozók reménytelenül kimerülnek. Mivel a fejlett ipar koncentrált, nagy fajlagos hozamú energiatermelést igényel, a következtetés többnyire az volt, hogy a kiutat egyedül a fúziós magfolyamatokon alapuló, szabályozott termonukleáris energiatermelés jelentheti. A hatvanas évek folyamán fokozatosan előtérbe kerültek a környezetvédelmi problémák, ezek között is elsősorban a fissziós reaktorokban keletkező radioaktív hulladékok kezelésének és tárolásának a gondja, — mindezek további, új érveket jelentettek a környezetvédelmi szempontokból tisztának deklarált fúziós erőművek mellett.

A kérdésre vonatkozó újabb szakirodalomban való tájékozódás után a jelen tanulmány szerzői arra a következtetésre jutottak,\* hogy az indoklás hagyományával szakítaniuk kell. A fúziós ener-

\* A tájékozódásra ajánlott tanulmányok az irodalomjegyzék végén található, külön csoportosításban.

giatermelés mellett szóló érvek időközben árnyaltabbakká váltak. A fejlődési tendenciák kutatása, az energiahordozó-tartalékok becslése, a környezetre való hatások vizsgálata nagymértékben kiterbélyesedett és ugyanakkor specializálódott diszciplínákká váltak, úgyhogy csupán a különböző irányzatok áttekintése és egybevetése is meghaladná a rendelkezésre álló kereteket, lelkiismeretes értékelésük pedig a szerzőkétől eltérő szakképzettséget kíván.

Ismeretes, hogy a fúziós energiatermelés megvalósítását célzó erőfeszítések ma két fő irányban folynak: a mágneses plazmatároló berendezések és az ún. mikrorobbantásos eljárások fejlesztése irányában. Tanulmányunk tárgya, a tokamak [Ar 72], az első csoportba tartozó toroidális plazmatároló berendezés. Bár több versenytársa van a többi mágneses plazmatároló eljárás között (mint pl. közeli rokona a stellarátor és egyes, speciális konfigurációjú mágneses tükrök), mind ez ideig úgy tűnik, hogy a tokamak-plazma közelíti meg a legjobban a rentábilis fúzióhoz szükséges követelményeket amellet, hogy a berendezés konstrukciója viszonylag egyszerű.

E bevezető fejezet további részében röviden áttekintjük a fúziós energiatermelés magfizikai alapjait, majd megvizsgáljuk a rentábilis energiatermelés feltételeit. A tanulmány súlypontját képező 2. fejezetben ismertetjük a tokamak szerkezetét és működését, majd foglalkozunk a tokamak-plazma fizikai tulajdonságaival, illetve ezek mérésére alkalmazott módszerekkel. Megmutatjuk, hogy a plazmaáram növelése önmagában nem elégséges a fúziós plazmahőmérséklet elérésére és ismertetjük a legfontosabb járulékos fűtési módszereket. Mindezek után nyilvánvalóvá válik, hogy a nagyobb tokamak-berendezések üzemeltetése és a mérések elvégzése ma már elképzelhetetlen fejlett számítógépes adatgyűjtő- és feldolgozó-rendszerek nélkül, ezért áttekintjük az ezen a téren elért eredményeket is.

A tokamak-kutatás egyik alapfeladata azoknak a törvényeknek a felderítése, amelyek alapján — bizonyos határok között — tetszőleges fizikai tulajdonságokkal rendelkező plazma állítható elő. Ezen összefüggések jó része ma még empirikus, vagy félempirikus jellegű; a plazmaelméleten alapuló alátámasztásuk meglehetősen hiányos, mégis rendkívül fontosak a fejlesztés útjának a



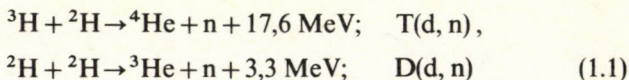
kijelölésére. E kérdéskörrel és a tokamak-kutatás eredményeinek áttekintésével térünk rá a tokamak-reaktorok koncepcionális terveinek ismertetésére (3. fejezet). Ennek kapcsán áttekintjük azokat a problémákat, amelyek a reaktortervezés során merültek fel — s jutottak vissza a kutatólaboratóriumok megoldandó feladatai közé.

A kéziratot 1982. júniusában zártuk le, így az azóta elért, igen jelentős eredmények itt nem szerepelnek.

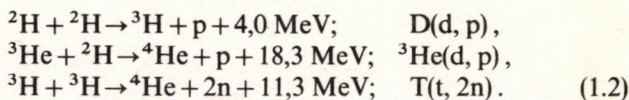
# 1. A fúziós energiatermelés

## 1.1 Magfizikai alapok

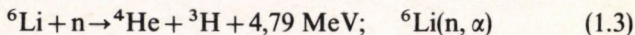
Fúziós magenergia termelésére elvben a periódusos rendszer elején levő atomok közötti legtöbb magreakció alkalmas, a termonukleáris energiatermelés szempontjából azonban elsősorban a

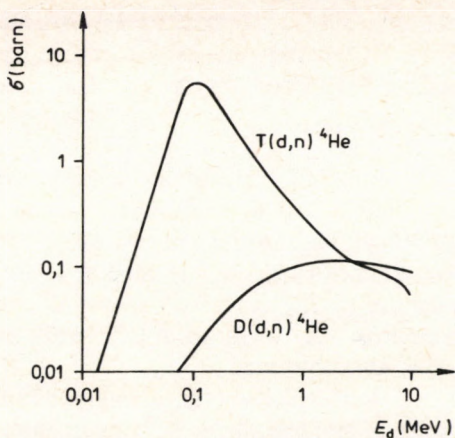


reakciók jönnek számításba. Deutérium- és deutérium-trícium plazmában létrejöhetnek még a következő exoterm folyamatok is:

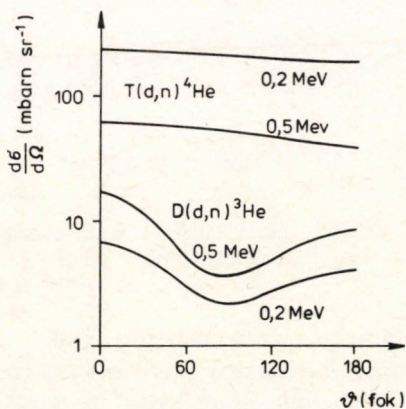


A magfolyamatok integrális hatáskeresztmetszete laboratóriumi koordináta-rendszerben, mint a bombázóenergia függvénye az 1.1 ábrán látható, a neutronok szögeloszlását — a két legfontosabb magfolyamatnál, ugyancsak laboratóriumi rendszerben — az 1.2. ábra mutatja. Ez utóbbi függvényeknek főleg a plazma semleges atomnyalábbal történő járulékos fűtésénél van jelentősége. A hatáskeresztmetszetek energiafüggéséből nyilvánvaló, hogy rentábilis energiatermelés legelőször a T(d, n) reakcióval várható. Az ehhez szükséges trícium újratermelésére a



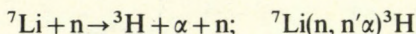


1.1. ábra. A legfontosabb fúziós magreakciók integrális hatáskeresztmetszete mint a bombázóenergia függvénye, laboratóriumi koordináta-rendszerben [Ro 61], [Ne 71]



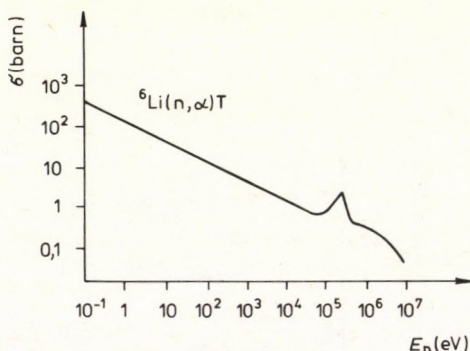
1.2. ábra.  $D(d,n)^3\text{He}$  és a  $T(d,n)^4\text{He}$  magreakciókban keletkezett neutronok szögeloszlása laboratóriumi koordináta-rendszerben, különböző bombázóenergiáknál [Ne 71]

reakció a legalkalmasabb, a folyamat hatáskeresztmetszete az 1.3. ábrán látható. A lítium alkalmazásának előnye, hogy a primer neutronok rugalmatlan szóródással a



reakció révén is termelnek tríciumot. Mind a tríciumtermelés szempontjából, mind a  $T(d, n)$  reakcióban keletkező neutronok kinetikus energiájának hasznosítása szempontjából kedvezőbb, ha a fúziós neutronokkal előbb neutrontermelő reakciót hozunk létre. Ilyenek lehetnek az  $(n, 2n)$  reakciók, valamint a gyorsneutronhasadási folyamatok. A legfontosabbak hatáskeresztmetszet-függvényét az 1.4. ábra mutatja.

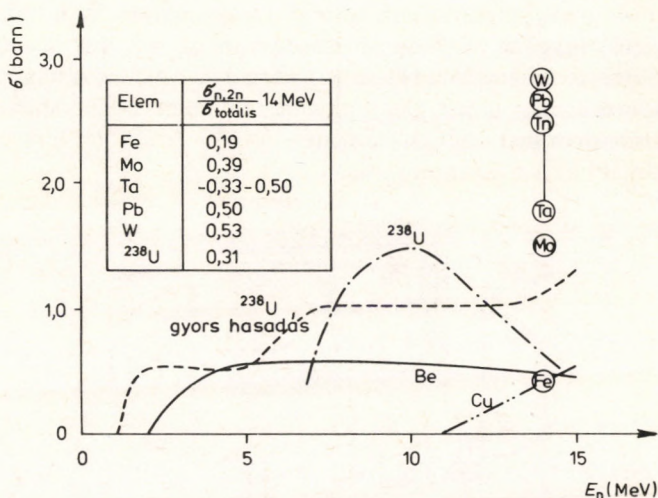
A fúziós reakciókkal termelt energia a reakciótermékek kinetikus energiájának formájában jelenik meg. A neutronok energiájának hasznosítása végső soron ugyanúgy, mint a fissziós reaktorokban,



1.3. ábra. A  ${}^6\text{Li}(n, \alpha)\text{T}$  magreakció integrális hatáskeresztmetszete a neutron energiájának függvényében [De 71]

alkalmas moderátorközeg (víz, nehézvíz, grafit stb.), rugalmas és rugalmatlan ütközési folyamatok, illetve magreakciók láncolatán át történő felhevítésével valósítható meg. A másik reakciótermék energiája, elektromosan töltött részecske lévén, a reaktor konstrukciójától függő módon hasznosítható, ezekről a kérdésekről részletesebben a 3. fejezetben lesz szó.

Ismeretes, hogy a bevezetőben említett két fő kutatási irányzat egyaránt arra törekszik, hogy olyan nagy hőmérsékletű és sűrűségű deutérium-trícium plazmát állítson elő, amelyben a magreakciók révén termelt hasznosítható energia meghaladja a veszteségeket. Olyan magas hőmérsékletre felhevített anyagról van tehát szó,

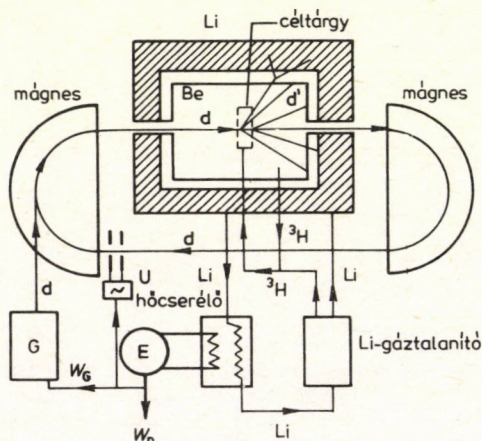


1.4. ábra. Néhány, neutronszaporításra alkalmas (n, 2n) és (n, f) reakció integrális hatáskeresztmetszete a neutron energiájának a függvényében [Ro 61]

amelyben az ionok átlagos energiája megközelíti a 10 keV-ot ( $10^8$  K). Felmerül a kérdés, hogy miért van egyáltalán szükség a nehezen kezelhető forró plazma előállítására? Nem lehetne-e célt érni a sok évtized alatt kifinomult gyorsítótechnika alkalmazásával? A választ a következőkben felvázolt gondolat kísérlet analízise [Hr 74] fogja megmutatni.

Gyorsítsunk fel egy deuteronnyalábot alkalmas (10 MeV nagyságrendű) energiára és ejtsük rá egy pl. folytonosan áramló deutérium- vagy tríciumgáz céltárgyra (1.5. ábra). A reakciót nem szenvedett deuteronokat kanyarítsuk vissza a céltárgyra egy mágnesrendszer segítségével, alkalmas eszközzel — csekély utó-

gyorsítással — gondoskodhatunk a céltárgyban szenvedett ionizációs energiavesztés pótlásáról is. Gondoskodnunk kell még a céltárgyból rugalmasan kiszóródott deuteronok pótlásáról, a tárológyűrűket folyamatosan tölteni kell. A fúziós reakcióban — amint az előzőekben láttuk — héliumizotópok keletkeznek MeV nagyságrendű kinetikus energiával, valamint neutronok 1–10 MeV nagyságrendű energiával, reakciófajtajától és bombázóenergiától függően. Elvben lehetőség van az  $\alpha$ -részek kinetikus energiájának közvetlen villamos energiává való alakítására, a neutronok kinetikus energiáját azonban mindenképpen valamilyen moderátorban kell átalakítani hővé.



1.5. ábra. Vázlatos elrendezés a gyorsított nyalábbal történő fúziós energiatermelés elemzéséhez (G gyorsító a nyalábbal kiszóródott részecskék pótlására, U után-gyorsítás, E energiaátalakító egység)

Reaktorunkban két alapvető magfolyamat zajlik le, az energia-termelő fúziós reakció és a  $Q=0$  reakcióenergiájú rugalmas szórás. Keringjen a tárológyűrűben  $I$  intenzitású ionáram, és legyen a céltárgy egy  $\text{cm}^2$ -ében  $N$  számú atom, a másodpercenként felszabaduló fúziós energia így  $IN\sigma_r Q_r$ , ahol  $\sigma_r$  a reakció-hatáskeresztmet-

szet és  $Q_r$  a reakcióenergia. Jelöljük a moderátor hatásfokát  $\eta$ -val, akkor a bruttó teljesítmény  $W_b = \eta IN\sigma_r Q_r$ . Ebből kell pótolni a céltárgyban elszenvedett energiaveszteséget, ami  $IN \frac{dE}{dx} \rho_t^{-1}$ , valamint azt az energiát, amit a rugalmasan kiszóródott részecskék visznek el. Az utóbbi kifejezésben  $\frac{dE}{dx}$  a bombázórészecskék fajlagos energiavesztesége és  $\rho_t$  a céltárgyatomból száma térfogategységenként. A bombázónyalábból kiszóródott részecskék az energiájukat ugyancsak egy moderátorban vesznek el, amelyből az  $\eta'$  hatásfokkal visszanyerhető ugyan, de  $W' = (1 - \eta') IN\sigma_{el} E$  teljesítményt mindenképpen elvesztünk, ahol  $E$  a bombázóenergia és  $\sigma_{el}$  a rugalmas szórás hatáskeresztmetszete. A nettó teljesítmény tehát így alakul:

$$W_n \approx IN \left[ \eta\sigma_r Q_r - \rho_t^{-1} \frac{dE}{dx} - (1 - \eta')\sigma_{el} E \right]. \quad (1.4)$$

A mérlegben számos járulékot nem vettünk figyelembe, pl. a sok mellékberendezés (mágnesgerjesztés, szivattyúk stb.) elkerülhetetlen fogyasztását. Ez a többletfogyasztás azonban egy elég nagy teljesítményű reaktornál lezorítható olyan értékre, ami a teljesítménymérleget csak kevéssé befolyásolja.

Végeredményben a reaktort akkor érdemes megépíteni, ha  $W_n \gg 0$  adódik. Egy pillanatra eltekintünk a fajlagos energiaveszteséget tartalmazó tagtól és feltesszük, hogy  $\eta = \eta' = 1/2$ . Látjuk, hogy a feltétel teljesülése a  $\sigma_r/\sigma_{el}$  hatáskeresztmetszet-arány értékétől függ:  $\sigma_r/\sigma_{el} \gg E/Q_r$  kell legyen. Ezen a ponton tekintetbe kell vennünk a hatáskeresztmetszetek energiafüggését.

0,1 MeV nagyságrendű bombázóenergiáknál a rugalmas szórás jó közelítéssel tisztán Coulomb-szórásnak tekinthető. A céltárgymagot az elektronfelhője árnyékolja, ilyen körülmények között a Coulomb-szórás hatáskeresztmetszetének térszög szerinti integrálása véges eredményre vezet:  $\sigma_{el} \approx C/E^2$ . Egységnyi töltésű céltárgy- és bombázórészecskénél  $C = 0,4$  barn  $\text{MeV}^2$ . Ebben az energiatartományban tehát  $\sigma_r [\text{barn}] \gg 0,4 E/Q_r$  a követelmény.

Az előző fejezetben ismertetett hatáskeresztmetszet-adatokat behelyettesítve azt találjuk, hogy sem a D-D, sem a D-T fúziós

reakciókkal nem működhet a gyorsítóreaktor. Nagyobb bombázó-energiánál a rugalmas szórásban egyre inkább a nukleáris kölcsönhatás dominál és a hatáskeresztmetszet 10 mbarn nagyságrendű értékhez tart. E nagyobb energiáknál azonban a fajlagos energiavesztés járuléka is elég pontosan figyelembe vehető.

Ismeretes [Ne 71], hogy  $\frac{1}{\rho_1} \frac{dE}{dx} \approx \frac{D}{E}$  alakban írható, ahol a szóban

forgó céltárgyanyagra  $D \approx 6000$  barn MeV. Az (1.4) teljesítménymérlegben mindenképpen ez utóbbi lesz a domináns tag, mert hasonló nagyságrendű reakció-hatáskeresztmetszetre nincs példa. Megjegyezzük, hogy a céltárgyban való energiavesztés lényegében a céltárgyatomok ionizálására fordítódik, amelynek — legjobb esetben is — csak mintegy 30%-a nyerhető vissza.

Gondolatkísérletünk diszkussziójából egyszerű, de mélyreható következtetés vonható le: bármennyire igyekszünk is gyorsított (rendezett) részecskenyalábbal önfenntartó magfúziós folyamatot előállítani, a betáplált teljesítmény nagy részét a céltárgyatomok ionizálására, valamint a kiszóródott bombázórészecskék pótlására, tehát a nyaláb újrendezésére kell fordítani. A magreakciók hatáskeresztmetszete és reakcióenergiája túlságosan kicsiny ahhoz, hogy a felszabaduló energia mindezeket fedezze. Emiatt a megoldást általában a másik véglet irányában, a teljesen rendezetlen, maximális mértékben ionizált és nagy átlagenergiájú kölcsönható rendszerben, a plazmában keresik. A következőkben ezért annak a feltételét fogjuk keresni, hogy a plazmában pozitív energianyereségű fúziós folyamat létrejöhön.

## 1.2 A Lawson-kritérium

Feltesszük, hogy a plazmát két gáz keverékéből állítjuk elő (pl.  $D_2$  és  $T_2$  keverékéből) és a megfelelő atomok száma térfogategységenként  $n_1$ , illetve  $n_2$ . A plazma térfogategységében létrejövő magreakciók száma időegység alatt:

$$\int d\mathbf{v}_1 d\mathbf{v}_2 n_1 f_1(\mathbf{v}_1) n_2 f_2(\mathbf{v}_2) |\mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_2| \sigma_r(|\mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_2|) = \\ = n_1 n_2 \langle \sigma_r \mathbf{v} \rangle, \quad (1.5)$$



ahol  $f_1(\mathbf{v}_1)$ , illetve  $f_2(\mathbf{v}_2)$  a két ionfajta sebességeloszlási függvénye,  $\mathbf{v}_1$  és  $\mathbf{v}_2$  a megfelelő ionsebességek,  $v = |\mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_2|$ , (1.5)-ben az integrálás a teljes sebességtérre vonatkozik. A laboratóriumi körülmények között előállítható plazmák általában nem érik el a szigorú értelemben vett termikus egyensúlyi állapotot, az ún. átmeneti egyensúlyt azonban igen [Kr 73] és ebben az állapotban a komponensek sebessége már Maxwell-eloszlást követ — időben lassan változó hőmérséklettel. Ezt figyelembe véve, továbbá bevezetve a relatív mozgás kinetikus energiáját ( $E = m_r(\mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_2)^2/2$ ), az (1.5) kifejezést a következő formában állíthatjuk elő:

$$n_1 n_2 \langle \sigma_r v \rangle = \frac{4n_1 n_2}{\sqrt{2\pi m_r (kT_i)^3}} \int_0^\infty dE E \sigma_r(E) \exp\left(-\frac{E}{kT_i}\right), \quad (1.6)$$

ahol  $m_r = m_1 m_2 / (m_1 + m_2)$  a redukált tömeg,  $k$  a Boltzmann-állandó és  $T_i$  a plazma ionhőmérséklete. A  $\sigma_r(E)$  reakció-hatáskeresztmet-szetet a termonukleáris plazmáknál a Coulomb-gáton való áthatolás valószínűsége szabja meg, hiszen az ionok relatív kinetikus energiája 10 keV nagyságrendű. A megfelelő kifejezés közelítőleg  $\sigma_r(E) \approx a'E^{-1} \exp(-b'/\sqrt{E})$  alakban írható, ahol  $a'$  és  $b'$  állandók.

1.1. táblázat. A  $T(d, n)^4\text{He}$  és a  $D(d, n)^3\text{He}$  fúziós reakciókra vonatkozó  $\langle v\sigma_r \rangle$  átlagmennyiség paraméterei (lásd az (1.7) kifejezést)

Magreakció	$a$ , $\text{keV}^{2/3} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$	$b$ , $\text{keV}^{1/3}$
$T(d, n)^4\text{He}$	$1,0 \cdot 10^{-23}$	19,9
$D(d, n)^3\text{He}$	$1,3 \cdot 10^{-26}$	18,8

A formulát behelyettesítve, az (1.6)-ban szereplő integrál közelítőleg kiszámítható:

$$\langle \sigma_r v \rangle \approx a(kT_i)^{-2/3} \exp\left[-\frac{b}{(kT_i)^{1/3}}\right]. \quad (1.7)$$

A kifejezésben szereplő  $a$  és  $b$  állandók értéke a két legfontosabb fúziós reakcióra az 1.1. táblázatban található.

Ezzel az előkészítéssel a keresett feltételt könnyen megfogalmazhatjuk. A termonukleáris reaktor bruttó energiatermelése időegység alatt,  $n_1 = n_2 = n$  esetén  $W_b = n^2 \langle \sigma_r v \rangle Q_r$ , ahol  $Q_r$  a reakcióenergia. Ennek hasznosítható hányadából kell a plazmát hűtő veszteségeket fedezni ahhoz, hogy a reaktor legalábbis önfenntartó legyen.

Mint a gyorsítóreaktor-modell esetén tettük, most is feltételezzük, hogy a műszaki segédberendezések fajlagos fogyasztása elhanyagolható. Figyelmünket ezért az elkerülhetetlen, fizikai természetű veszteségekre összpontosítjuk. Említettük, hogy laboratóriumi körülmények között a plazma termikus egyensúlyi állapota legfeljebb csak megközelíthető. Ez a tény végső soron a plazma véges méreteivel kapcsolatos és azzal a következménnyel jár, hogy a magára hagyott plazma energiája a különböző transzportfolyamatok és sugárzási veszteségek következtében csökken. A plazma egységnyi térfogatának energiáját  $\varepsilon$ -nal jelölve, ennek időbeli változását a

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = W_{be} - \frac{\varepsilon}{\tau_E} \quad (1.8)$$

egyenlet írja le, ahol  $W_{be}$  a betáplált teljesítmény és  $\tau_E$  az ún. energia-összetartási idő. Ez utóbbi paraméter a plazmaberendezések egyik legfontosabb jellemzője, értéke nagymértékben függ a plazma méreteitől, elszigeteltségétől és nem utolsósorban a tisztaságától is, amint azt a 2. fejezetben tárgyalni fogjuk. Az  $\varepsilon$  energiasűrűség nyilvánvalóan arányos az  $n$  részecskesűrűséggel, ezenkívül pedig a  $T_i$  és  $T_e$  ion-, illetve elektron-hőmérséklet függvénye:  $\varepsilon = ng(T_i, T_e)$ . Ha a termelt nukleáris teljesítményt  $\eta$  hatásfokkal tudjuk hasznosítani, akkor a keresett feltétel (1.8) alapján a következő alakba hozható:

$$n\tau_E \geq \frac{g(T_i, T_e)}{\eta Q_r a} (kT_i)^{2/3} \exp \left[ \frac{b}{(kT_i)^{1/3}} \right]. \quad (1.9)$$

Az egyenlőség a  $\frac{d\varepsilon}{dt} = 0$  követelménynek felel meg, ekkor a reaktor

éppen csak a veszteségek pótlására elegendő energiát termel. Ez az ún. Lawson-kritérium [La 57]. Az (1.9) kifejezés jobb oldalán levő függvényt az 1.6. ábra mutatja a  $T(d, n)^4\text{He}$  reakcióra,  $\eta = 33\%$  hatásfok feltételezésével.

A plazmaberendezés gazdaságos működésének alapvető feltétele tehát a következőképpen fogalmazható meg: a  $T(d, n)^4\text{He}$  reakciónál

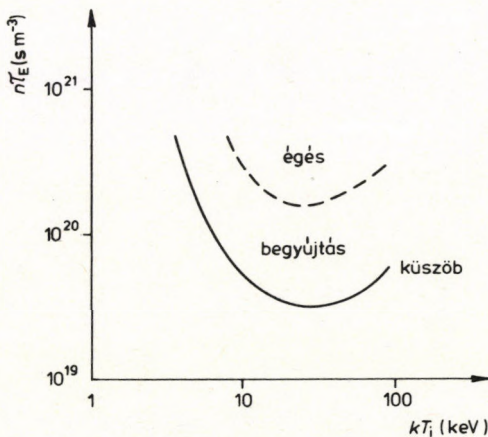
$$n\tau_E \gg 2,5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3} \text{ s} \quad (1.10)$$

és  $kT_i \approx 10 \text{ keV}$ . A másik esetben, hasonló számítással a  $D(d, n)^3\text{He}$  reakcióra

$$n\tau_E \gg 5 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3} \text{ s} \quad (1.11)$$

és  $kT_i \approx 100 \text{ keV}$ .

A  $\tau_E$  paraméterrel kapcsolatban felhívjuk a figyelmet egy, a népszerűsítő irodalomban elterjedt félreértésre. A Lawson-kritériumban szereplő időparamétert gyakran összetévesztik a plazma élettartamával, ami a jelenleg (1980-ban) működő legnagyobb tokamak-berendezéseknél csakugyan jelentős, 1–3 s körüli érték. A  $\tau_E$  energia-összetartási idő ennél sajnos sokkal kisebb, csak mintegy 30–100 ms, a legjobb esetekben is. Az ilyen energia-összetartási



1.6. ábra. Az  $n\tau_E$  Lawson-kűszöb mint a plazma ionhőmérsékletének függvénye [Mu 79]. Rentábilis energiatermelés az égés jelzésű tartományban lehetséges

idők mellett elérhető plazmasűrűség  $10^{19} \text{ m}^{-3}$  nagyságrendű, így a Lawson-küszöb megközelítéséhez az  $n\tau_E$  szorzatot legalább egy nagyságrenddel még növelni kell. Ugyanakkor az ionhőmérséklet is kisebb egy nagyságrenddel a szükségesnél.

Van egy szinte triviális lehetőség a Lawson-határ jelentős csökkentésére. A  $Q_r$  reakcióenergia növelésével a Lawson-küszöb fordított arányban csökken. Ha a fúziós reakcióban termelt neutronokkal maghasadást hozunk létre — pl. egy uránköpenyben, ami körülveszi a plazmaberendezést —, akkor  $Q_r$  helyébe a hasadási reakció energiáját,  $Q_f \approx 200 \text{ MeV}$ -ot kell írunk, mert végső soron ezt hasznosítjuk. Ezen alapul az ún. fúziós-fissziós hibridreaktor elve. A gondolat nem új, a szabályozott termonukleáris energiatermelésre vonatkozó kutatások során gyakran felmerült [Li 75].

## 2. A tokamak

### 2.1 Bevezetés

A tokamak típusú gyűrűs plazmatároló-készüléket a hatvanas évek elején fejlesztették ki a Szovjetunióban, a moszkvai Kurcsatov Atomenergia Intézetben. A név a ток, камера, магнитные катушки szavak összevonásából származik. Tokamaknak az olyan toroidális berendezéseket nevezzük, amelyekben a plazmát a benne keringő áram  $B_\phi$  mágneses tere tartja össze, a durvább magnetohidrodinamikai (MHD) instabilitások elnyomására pedig külső tekerccsekkel előállított toroidális  $B_\theta$  mágneses teret alkalmaznak. A lényegi különbség más toroidális plazmatárolókhoz képest az, hogy  $B_\theta \gg B_\phi$ , a gyakorlatban kb.  $B_\theta \approx (8-10)B_\phi$  (2.1. ábra).

A legelső tokamakot 1956—57-ben építették szigetelőanyagból [Bo 77]. A „modern” generáció első két példánya, a T-1 és T-2 1959-ben készült rozsdamentes acél fallal [Bo 77]. Időközben ugyanis kiderült, hogy a plazma tisztasága kulcsfontosságú a magas hőmérséklet és energiatárolási idő szempontjából (lásd 2.5 fejezet), a szennyezések zöme viszont a tartály faláról kerül a plazmába. Ebben az időben kezdték használni a limitert vagy diafragmát [Le 59], hogy a plazmát, vagy legalábbis a forró részét távol tartsák a faltól. Noha káros hatásai is vannak, mind a mai napig alkalmazzák a készülékek többségében. A hatvanas évek első felében sikerült azt a konstrukciót kialakítani, amelyik a szükséges mágneses térszerkezetet kellő pontossággal állította elő. Ennek eredményeképpen Arcimovics és munkatársai néhány száz elektronvoltos elektronhőmérsékletet és 2—4 ms-os energiatárolási időt értek el, ami akkor igen nagy előrelépés volt [Ar 66], [Ar 69a]. 1969-ben került sor arra

2.1. táblázat. Fontosabb

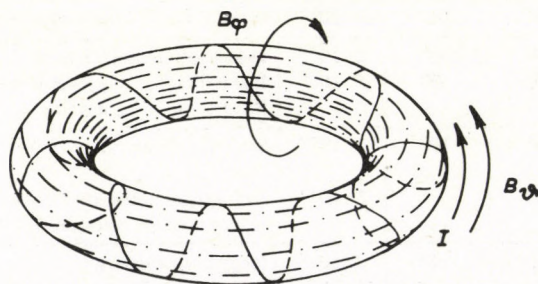
Tokamak	Ország	R, m	r, m	$B_0$ , T	I, kA
LT-3	Ausztrália	0,4	0,1	1,4	30
ERASMUS	Belgium	0,5	0,5 × 0,5 (négyzet)	1,3	25
TM-1-MH	Csehszlovákia	0,4	0,075	1,5	30
TOKOLOSHE	Dél-Afrika	0,52	0,26	1,5	200
TFR-600 PETULA	Franciaország	0,98 0,72	0,2 0,15	6,0 2,7	400 80
WEGA	(francia—nyugat- német együttmű- ködés)	0,72	0,15	2,5	72
TORTURE	Hollandia	0,45	0,09	2,0	180
JFT-2	Japán	0,9	0,25	1,8	110
DIVA		0,6	0,1	1,0	15
TNT-A		0,4	0,2 × 0,56 (téglalap)	0,44	25
OT-1		0,3	0,06	1,3	30
MT-1	Magyarország	0,4	0,09	1,5	35
ASDEX PULSATOR TEXTOR	NSZK	1,64 0,7 1,75	0,4 0,12 0,5	3,0 3,0 2,0	500 130 500
DITE	Nagy-Britannia	1,17	0,27	2,7	280
TOSCA		0,3	0,10	1,3	25
FT	Olaszország	0,83	0,21	10,0	250
FT-1 TUMAN-2 TO-1 TM-3 T-7	Szovjetunió	0,625 0,4 0,6 0,4 1,22	0,25 0,08 0,18 0,08 0,35	1,0 1,2 1,5 3,5 3,0	50 10 30 70 500
T-10		1,5	0,37	5,0	500
T-11		0,7	0,23	1,5	150
T-12		0,36	0,08 × 0,16 (téglalap)	0,8	50

## tokamak-berendezések adatai

$\tau_E$ , ms	$kT_e$ , eV	$kT_i$ , eV	$\bar{n}$ , m <sup>-3</sup>	Fő kutatási terület
				Kis $q$ -érték elérése
	150	80	$1 \cdot 10^{19}$	Nem körkeresztmetszetű plazma, RF-fűtés
	300 (700)	100	$5 \cdot 10^{19}$	RF-fűtés
				Nagy $r/R$ -arányú plazma
25	2500 900	1000 300	$1,5 \cdot 10^{20}$ $6 \cdot 10^{19}$	Fűtés semleges nyalábbal RF-fűtés
5	400	100	$6 \cdot 10^{19}$	RF-fűtés
0,5	1000			Turbulens fűtés
6	700	700	$1,9 \cdot 10^{19}$	Nagy $r/R$ -arányú plazma, RF-fűtés
0,7	200 150	100	$2 \cdot 10^{19}$ $1 \cdot 10^{19}$	D-keresztmetszetű plazma, divertor D-keresztmetszetű plazma, divertor
	10	5	$1 \cdot 10^{19}$	Turbulens fűtés
1,0	500	100	$1,5 \cdot 10^{19}$	Instabilitások, szennyezés transzport
200	4000	2000	$2 \cdot 10^{19}$	D-keresztmetszetű plazma, divertor
8	1500	500	$1,5 \cdot 10^{20}$	Instabilitások, nagy sűrűség Plazma-fal kölcsönhatás
10	900 300	300	$5 \cdot 10^{19}$ $5 \cdot 10^{19}$	Semleges fűtés, divertor szennyezés transzport Különböző alakú plazmakeresztmetszetek, kompressziós fűtés, instabilitások
30	900	800	$2 \cdot 10^{20}$	Nagy áramsűrűség
$\leq 8$	300 400		$2 \cdot 10^{19}$ $0,7 \cdot 10^{19}$	RF- és egyéb járulékos fűtések kölcsönhatása Kompressziós fűtés
1,5	300 1000	100 200	$3 \cdot 10^{19}$ $3 \cdot 10^{19}$	RF-fűtés, plazmaegyensúly visszacsatolással RF-fűtés, plazma hőszigetelése
60	1000	800	$6 \cdot 10^{19}$	Nagyméretű plazma, RF-fűtés
3	400 400	100 130	$5 \cdot 10^{19}$ $4 \cdot 10^{19}$	Fűtés semleges nyalábbal D-keresztmetszetű plazma divertor

Tokamak	Ország	$R$ , m	$r$ , m	$B_0$ , T	$I$ , kA
DOUBLET-III	USA	1,5	$0,9 \times 2,7$	2,6	1000
ALCATOR-C		0,54	0,1	10,0	540
ORMAK		0,8	0,23	3,0	225
ISX-B		0,93	$0,27 \times 0,5$ (téglalap)	1,5	190
ATC		0,9–0,38	0,17–0,1	1,5–3,4	150
PDX		1,45	0,45	2,5	300
PLT		1,32	0,45	5,0	540

a ma már klasszikusnak számító kísérletre, amelyben az angliai Culham Laboratory munkatársai a T-3 tokamak plazmáját lézeres Thomson-szórás segítségével vizsgálva megerősítették a magas elektron-hőmérsékletre és energia-összetartási időre vonatkozó eredményeket [Pe 69], [Fo 70]. Ugyanebben az évben publikálták azokat a méréseket is, amelyekben először sikerült toroidális



2.1. ábra. A mágneses tér szerkezete a tokamakban

rendszerben hosszabb ideig tartó, termonukleáris eredetű neutron-emissziót kimutatni [Ar 69b].

Ezt követően, a hetvenes évek elejétől, a tokamak-berendezések világszerte elterjedtek, úgy hogy napjainkban több mint száz üzemel belőlük a Szovjetunió és az USA-n kívül az NSZK-ban, Japánban,



folytatása

$\tau_E$ , ms	$kT_e$ , eV	$kT_i$ , eV	$\bar{n}$ , $m^{-3}$	Fő kutatási terület
40	1000	1000	$1 \cdot 10^{20}$	Különböző alakú plazmakeresztmetszet
20	1200	700	$6 \cdot 10^{20}$	Nagy áram- és plazmasűrűség
17	1800	1500	$6 \cdot 10^{19}$	Nagy/R-arány, semleges fűtés
	1700	1500	$1 \cdot 10^{20}$	Szennyezés-transzport, RF-fűtés, semleges fűtés
30	2000	600	$1 \cdot 10^{20}$	Kompressziós fűtés
	1300	800	$4 \cdot 10^{19}$	Divertorok, fűtés semleges nyalábbal
	2200	6000	$3 \cdot 10^{19}$	Nagyméretű plazma, fűtés semleges nyalábbal és RF-vel

Angliában, Franciaországban és más országokban. Ezek közül a fontosabb adatait és az elért eredményeket mutatja az 2.1. táblázat.

## 2.2 A tokamak felépítése. Diagnosztikai módszerek

A tokamak lényegében tórusz alakú kamra, ami egy transzformátor szekunder tekercseként helyezkedik el (2.2. ábra). A kamrába engedett gázt előionizálják, majd a primér tekercsre adott feszültségimpulzus segítségével áramot indukálnak benne. Ez az áram befejezi az ionizálást és ohmikus teljesítményével fel is fűti a plazmát.

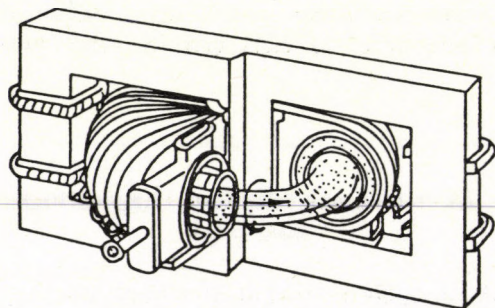
Maga a kamra többnyire kettős falú, mindkét része külön-külön vákuumozható. A belső tórusz anyaga vékony rozsdamentes acél, csőmembránszerű hengerekből összehegesztve. Ezt a bélésűcsövet minden használatbavétel előtt  $400^\circ\text{C}$ -on nagyvákuumban történő fűtéssel kigázosítják, majd gyakori hidrogénkisülésekkel edzik. Ezzel az eljárással  $10^{-7}$  Pa (kb.  $10^{-9}$  torr) vákuumot lehet elérni. Mint később látni fogjuk, a maradékgáz, illetve a plazma tisztasága az egyik sarkalatos pontja a fúziós kutatásoknak.

A bélésűcsőben egy vagy több diafragma helyezkedik el, amelynek célja a plazma átmérőjének korlátozása. Általában a bélésűcsőnél

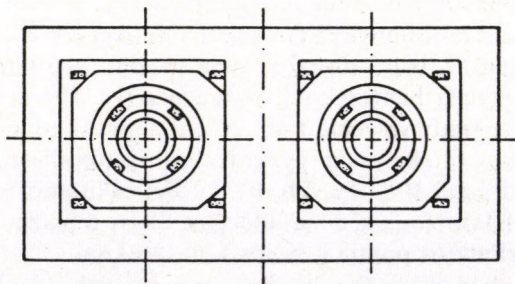
néhány cm-rel kisebb átmérőjű: anyaga többnyire volfrám, molibdén vagy grafit.

Jelenleg kísérleteznek olyan speciális mágneses térszerkezet kialakításával (a tórusz egy meghatározott helyén), amely a plazma külső rétegében található nagy rendszámú szennyezőionokat „kivezeti” a plazmából. Ez az ún. divertor. A culhami DITE tokamaknál végzett mérések azt mutatták, hogy így a sugárzási veszteség kb. 80%-kal csökkenthető [Pa 76].

A külső tórusz anyaga vörösréz. Feladata a plazma egyensúlyban tartása a benne keletkező örvényáramok segítségével. Nem minden tokamakban használják, erre a következő fejezetben még visszatérünk.



2.2. ábra. Egy tokamak vázlatos felépítése



2.3. ábra. A szabályozó áramvezetők elhelyezése

A vörösréz tórusz több helyen fel van hasítva. Enélkül ugyanis a rézköpenyben a fluxusváltozások hatására indukálódott feszültségek olyan áramokat tudnának hajtani, amelyeknek a mágneses tere lerontaná a plazma egyensúlyban tartására használt tereket.

A béléscsövet kerámia szigetelők tartják, a vörösréz köpenyt vízzel hűtik.

Amint még látni fogjuk, a rézköpeny akkor stabilizál jelentős mértékben, ha a plazmához közel van elhelyezve. A T-6 tokamaknál ezért belülré tették, hogy ezt a hatást tanulmányozzák.

A toroidális mágneses teret előállító tekercsek a kamra falán helyezkednek el, berendezésről berendezésre változó számban és módon. A tekercseket kondenzátortelepről vagy lendkerekes generátorról táplálják. A rézköpeny külső és belső felületén áramvezetők vannak elhelyezve a 2.3. ábrán látható módon. A külsők segítségével függőleges irányú, kvázistacionárius mágneses tér állítható elő, ez a plazmagyűrű egyensúlyban tartásához szükséges. A belsőket a plazma helyzetének szabályozására használják.

A kamra keresztmetszete többnyire kör. Újabban biztató eredményeket értek el nem kör keresztmetszetű berendezésekkel is, pl. DOUBLET I és II (USA), T-9 (SZU).

A plazmában lejátszódó fizikai folyamatok megértéséhez sokféle paraméter pontos ismerete szükséges. Az e célra irányuló intenzív munkák ellenére a helyzet ma sem kielégítő. Ennek a technikai nehézségeken kívül elvi okai is vannak. A mérési eredmények értelmezése nem mindig egyértelmű, ezért szükség van ugyanazon mennyiség elvileg is különböző módon mért értékeire. További probléma a mennyiségek helyfüggése.

Az alábbiakban vázlatosan áttekintjük a fontosabb plazmaparaméterek legelterjedtebb mérési módszereit. A témakör alaposabb tárgyalása bő irodalomjegyzékkel megtalálható több helyen, pl. [Eq 78].

A plazma elektronsűrűségét általában interferometrikus módszerrel mérik.

A plazma törésmutatója extraordinárius sugár esetén függ a mágneses tértől, így ilyen mérésre mindig ordinárius hullámot használnak.

Az  $n_e$  elektronsűrűségű plazma törésmutatója:

$$\mu = \sqrt{1 - \frac{n_e}{n_{cr}}}, \quad (2.1)$$

ahol

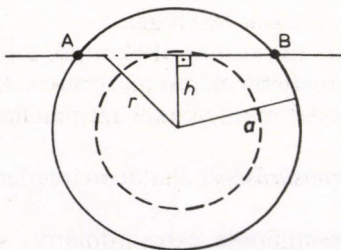
$$n_{cr} = \frac{\varepsilon_0 m_e \omega_0^2}{e^2}. \quad (2.2)$$

Itt  $\varepsilon_0$  a vákuum permeabilitása,  $\omega_0$  a felhasznált elektromágneses sugárzás körfrekvenciája,  $e$ , illetve  $m_e$  pedig az elektron töltése, illetve tömege.

A fáziskülönbség a 2.4. ábra szerinti AB úton a plazmán áthaladt, illetve ugyanekkora utat vákuumban megtett sugár között:

$$\Delta\Phi(h) = \frac{\omega_0}{cn_{cr}} \int_h^a \frac{rn_e(r)}{\sqrt{r^2 - h^2}} dr. \quad (2.3)$$

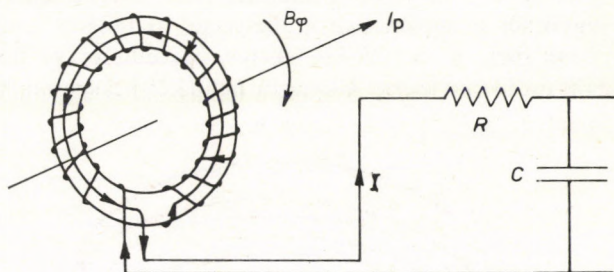
Itt feltettük, hogy  $n_e \ll n_{cr}$ . A két hullámot interferáltatva  $\Delta\Phi(h)$  mérhető  $h$  függvényében, ebből pedig Abel-inverzióval  $n_e(r)$  kiszámítható.



2.4. ábra. Elektronsűrűség-mérésnél használt jelölések

Fontos feltétel, hogy a használt elektromágneses hullám  $\omega_0$  körfrekvenciája ne legyen túl magas, mert ekkor  $\Delta\Phi$  igen kicsi, másfelől ne legyen túl alacsony, mert ha a plazmafrekvenciát megközelíti, a sugár elhajlik vagy visszaverődik.

A jelenleg használt tokamak-méreték mellett, kb.  $5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$  sűrűség alatt 2 mm-es hullámhosszú mikrohullámot használnak



2.5. ábra. A plazmaáram mérése Rogowski-tekerccsel

erre a célra. Ennél nagyobb sűrűség esetén a távoli infravörös tartományban kell dolgozni (pl. HCN-lézer).

A plazmaáramot az ún. Rogowski-tekerccsel mérhetjük. Ez egy sokmenetes, speciális kivitelű tekercs, ami teljesen körülveszi a plazmaáramot a 2.5. ábrán látható módon, így az  $I_p$  plazmaáram által keltett  $B_\phi$  poloidális tér következtében a tekercsben indukálódott feszültséget mérve és integrálva megkapjuk  $I_p$ -t.

A hurokfeszültség méréséhez elvileg egy egyemenetes, a plazmával párhuzamos tekercset használhatunk (2.6. ábra). Az ebben mért feszültség a plazmán mint ohmikus és induktív ellenálláson eső feszültség és a plazma önindukciójának időbeli változása miatt keletkezett feszültség összege:

$$V_{\text{mért}} = V_R + 2\pi\mu_0 R \left[ (l_i + l_e) \frac{dI_p}{dt} + I_p \frac{d}{dt} (l_i + l_e) \right], \quad (2.4)$$

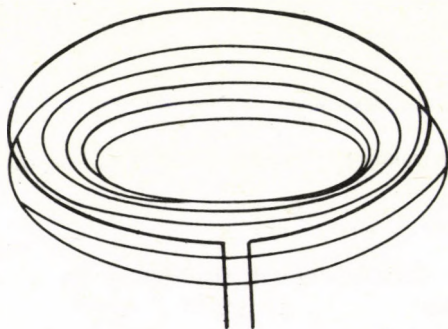
ahol

$$l_i = \frac{2 \int_0^a B_\varphi^2(r) r \, dr}{B_\varphi^2(a) a^2} \quad (2.5)$$

a plazma egységnyi hosszának önindukciós együtthatója,  $l_e$  pedig a plazma és a mérőhurok kölcsönös indukciója.

A plazmagyűrű helyzetének mérésére két módszer használatos.

Az egyiknél a plazmaoszlop helyzetét mágneses szondákkal határozzuk meg. A szonda kis tekercs, úgy elhelyezve, hogy a  $B_\varphi$  poloidális indukciót mérje. A kamrán belül két-két szonda helyezke-

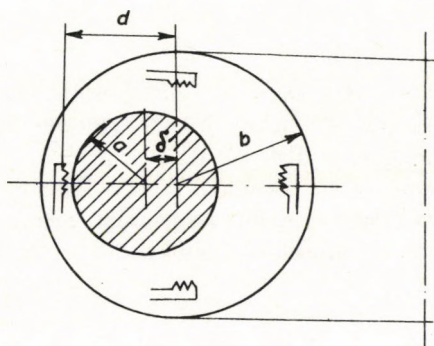


2.6. ábra. A hurok feszültség mérése

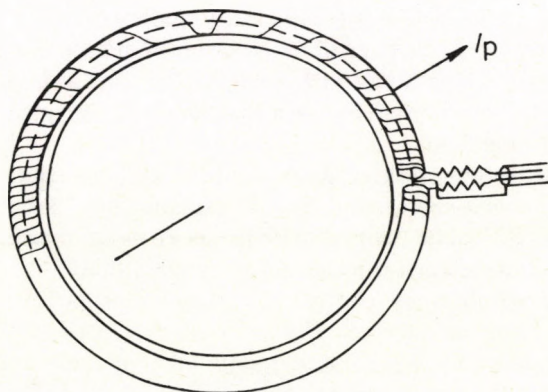
dik el egymással szemben az ekvátorsíkban, illetőleg függőleges irányban (2.7a. ábra). A szemközti szondák jelének összegét és különbségét regisztrálva, a plazmagyűrű egyensúlyára vonatkozó elméleti számítások segítségével meghatározhatjuk a függőleges, illetve vízszintes irányú eltolódást [Mi64].

Egy másik lehetőség a plazmaoszlop helyzetének mérésére olyan Rogowski-tekercsek használata, amelyeknél a tekercs hosszegység-re eső menetszáma függ a  $\varphi$  poloidális szögtől. Általában  $n(\varphi) = n \cos \varphi$ , illetve  $n \sin \varphi$  eloszlás használatos (2.7b. ábra). Ebben az

esetben, ha a plazma közepén van, a tekercsek nem adnak jelet, mivel a  $B(r, \varphi)$  tér első Fourier-komponensét mérik. Elméleti számítások segítségével a két tekercs jeléből a plazmaoszlop helye egyszerűbben számítható ki, mint az előbbi eljárásnál.



a)



b)

2.7. ábra. A plazma helyének mérése: a) mágneses szondákkal, b) Rogowski-tekercssel

A plazmaáram és a feszültség ismeretében már közvetlenül kiszámíthatjuk a plazma által felvett *ohmikus teljesítményt* és a plazma *átlagos elektromos vezetését*:

$$W_{\text{oh}} = U_p I_p, \quad (2.6a)$$

$$\eta = \frac{a^2}{2R} \frac{U_p}{I_p}. \quad (2.6b)$$

A plazma *teljes termikus energiataralmát* a diamágneses effektus segítségével mérhetjük. Az elektronoknál és ionoknál fellépő  $\mathbf{B} \times \nabla p$  irányú ún. diamágneses drift olyan  $\varphi$  irányú áramot hoz létre, amelynek mágneses tere a toroidális teret csökkenti. A plazmaoszlop keresztmetszetére vett fluxusváltozást mérve a  $p$  átlagos kinetikus nyomás kiszámítható, ebből pedig a plazma energiája:

$$E = \frac{3}{2} pV, \quad (2.7)$$

ahol  $V$  a plazma által elfoglalt térfogat. A mérés technikailag elég nehéz, mert a relatív fluxusváltozás kicsi ( $\approx 10^{-3}$ ) és a plazmaoszlop iránya a kisülés alatt változik a mérőhurokhoz képest.

Az *elektron-hőmérséklet* mérésének legrégebb módja a  $\Sigma$  elektromos vezetés mérése. A klasszikus elektron-hőmérséklet—elektromos vezetés összefüggés szerint  $\Sigma = \text{konst} \cdot T_e^{3/2}$  [Sp 56].  $\Sigma$ -t mérve, a hőmérséklet kiszámítható. Ezt a módszert alkalmazták az első tokamak-kísérleteknél.

Az elektron-hőmérséklet közvetlenül meghatározható lézernyaláb Thomson-szórásával is. A plazma egy kicsiny tartományából  $90^\circ$  alatt szórt lézerefény spektrumát mérve, annak szélességéből az elektron-hőmérséklet kiszámítható. A módszer jelentőségét növeli, hogy közvetlenül lokális információt ad.

Egy másik, igen elterjedt eljárás a plazma által kibocsátott röntgensugárzás mérése a kisenergiájú (néhány keV alatti) tartományban. Az elektronokra Maxwell-eloszlást feltételezve a röntgenspektrum folytonos része [St 75]:

$$\frac{dE}{dv} = \frac{A n_e n_i Z_{\text{eff}}^2}{\sqrt{kT_e}} \left[ \bar{g}_{\text{eff}}(v) + \frac{B Z_{\text{eff}}^2 \bar{g}_{\text{rb}}(v)}{kT_e} \right] \exp\left(-\frac{hv}{kT_e}\right), \quad (2.8)$$



ahol  $A$  és  $B$  állandók,  $Z_{\text{eff}} = \left( \sum_i n_i Z_i^2 \right) / \left( \sum_i n_i Z_i \right)$  a plazma effektív rendszáma (az összegezés minden, a plazmában található ionra elvégzendő),  $\bar{g}_{\text{ff}}(v)$  és  $\bar{g}_{\text{rb}}(v)$  pedig a fékezési, illetve rekombinációs sugárzás Gaunt-faktora, azaz a klasszikus elektrodinamikai számításokhoz a kvantummechanikai korrekciót megadó tényező. Numerikusan kiszámítható, táblázatosan megadva megtalálható pl. [Ka 61]-ben. 1,5 keV fölött  $\bar{g}_{\text{ff}}(v)$  és  $\bar{g}_{\text{rb}}(v)$  közelítőleg állandó, a spektrum exponenciális, így a hőmérséklet könnyen kiszámítható. Méréskor a plazma egy a mérési geometria által meghatározott tartományára átlagolt spektrumot kapunk, amiből Abel-inverzióval következtethetünk vissza a lokális hőmérsékletre. Az ilyen módon kapott és a Thomson-szórásból nyert értékek általában jól egyeznek.

A spektrum vonalas részét mérve, a *plazmában levő szennyezéseket* tanulmányozhatjuk. Ezek ismerete energetikai szempontból fontos, az általuk kibocsátott vonalas sugárzás ugyanis nagy hőmérsékleten dominál a sugárzási veszteségekben [Me 76].

A folytonos spektrumot általában Si(Li) vagy Ge(Li) detektorokkal, a vonalakat kristályspektrométerekkel mérik.

Az *ionhőmérséklet* és *ionsűrűség* legelterjedtebb mérési eljárása a passzív, illetve aktív semleges részecskés módszer.

Az elsónél a plazma által kibocsátott semleges atomok energiaszétválását mérik. Ezek kétféle módon keletkezhetnek: rekombinációval (ennek a valószínűsége nagy hőmérsékleten kicsi) [Pe 80], és töltéscserével. Ezen azt értjük, hogy a plazmába kívülről bejutott (pl. a falról deszorbeálódott) atomok egy elektronjukat átadják egy ionnak, és az így keletkezett gyors semleges atomok akadály nélkül áthaladnak a mágneses falon. Energiaeloszlásukat mérve az ionhőmérséklet meghatározható. E célból az atomokat először ionizálják, majd a keletkező ionokat elektromos vagy mágneses terek segítségével analizálják.

Az *MHD instabilitások* vizsgálatánál igen fontos a *poloidális mágneses tér* és a *lágú röntgen intenzitás fluktuációinak* mérése. Ezekre a diszrupciók kapcsán a 2.4 fejezetben fogunk kitérni.

### 2.3 Plazmaegyensúly a tokamakban

A toroidális mágneses térrel való plazmatárolás ötletéhez egy igen általános gondolatmenettel juthatunk el. A plazma MHD-modelljében a plazma egyfolyadékos közelítését alkalmazva a mozgásegyenlet [Kr 73]:

$$\rho \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \rho(\mathbf{v}\nabla)\mathbf{v} = (\mathbf{j} \times \mathbf{B}) - \nabla p, \quad (2.9)$$

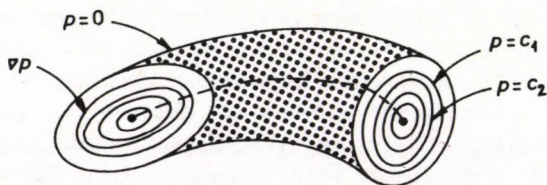
ahol  $\rho$  a plazma tömegsűrűsége,  $\mathbf{v}$  a sebessége, a  $p$  nyomásról feltettük, hogy skalár, és végtelen elektromos vezetőségűnek tekintettük a plazmát. Az eltolási áramot elhagyva  $\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j}$ ;  $\nabla \mathbf{B} = 0$ . Ha a plazma mindenhol stacionárius, akkor

$$\mathbf{j} \times \mathbf{B} = \nabla p, \quad (2.10)$$

innen pedig

$$\mathbf{B} \nabla p = 0; \quad \mathbf{j} \nabla p = 0. \quad (2.11)$$

Ez azt jelenti, hogy az indukció és az áramsűrűség vektora merőleges a nyomásgradiensre, azaz mindenhol a  $p = \text{állandó}$  felületeken fut, ami viszont zárt rendszer esetén zárt felület. Fordítva, a mágneses erővonalak meghatározzák a  $p = \text{állandó}$  felületeket. Ezeket nevezzük mágneses felületeknek. Ha az a



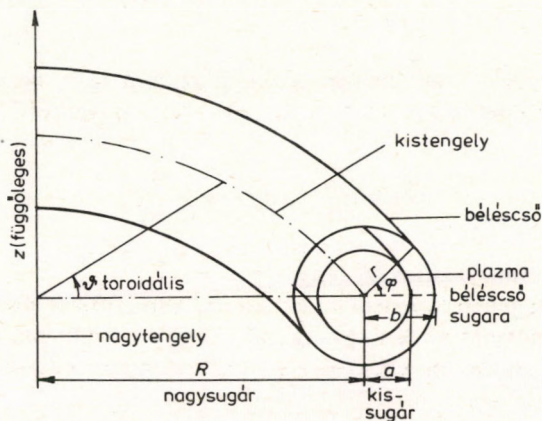
2.8. ábra. Állandó nyomású felületek a plazmában

térfogat, amiben a plazma van, véges és nincsenek élei, akkor ennek a felületnek toroidálisnak kell lenni [Gr 67].

A plazmában folyó áram és az alkalmasan megválasztott, külső tekercsekben folyó áram együttes hatása a 2.8. ábrán látható típusú mágneses felületeket hozza létre. Ha a  $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$  erő befelé mutat, a

nyomás befelé növekszik. Elvileg tehát a plazma egy ilyen térrel elhatárolható a vákuumtartály falától.

A tokamak eredő mágneses tere, amint a 2.1. ábrán már láttuk, hélix szerkezetű. Az erővonalak poloidális irányú csavarodásának fontos szerepe van. A külső tekercsekkel előállított toroidális tér ugyanis inhomogén:  $B_\theta \sim 1/R$  ( $R$  és  $\vartheta$  jelentése a 2.9. ábrán látható, aminek a jelöléseit ettől kezdve végig használni fogjuk).



2.9. ábra. A felhasznált toroidális koordináta-rendszer

Ennek következtében  $z$  irányú töltésszétválasztódás jön létre, mert a tér inhomogenitása miatt a töltött részecskék vezérpontjai  $\mathbf{u}_d \sim \sim \mathbf{e}_B \times \nabla B$  sebességgel fognak töltéstől függő irányba elmozdulni. (A vezérpont a Larmor-pálya középpontja). Emiatt  $z$  irányú  $\mathbf{E}$  elektromos tér lép fel, ami egy újabb, töltéstől független  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  irányú driftet okoz, azaz a plazmagyűrű tágul [Ro 61]. Az indukcióvonalak megcsavarásával ezt kiküszöbölhetjük, mert a töltött részecskék az indukcióvonalat próbálják követni, így nem jön létre töltésszétválás. Az indukcióvonalaknak ezt a megcsavarását hívják rotációs transzformációnak. Ha a plazmagyűrű egyik keresztmetszetén kiszemelünk egy  $P_1$  pontot, a rajta átmenő indukcióvonal a tórusz mentén való körülhaladás után általában a keresztmetszet

egy másik  $P_2$  pontján halad át, majd  $P_3$ -on és így tovább, meghatározván így egy mágneses felületet. Az  $i = \varphi(P_1) - \varphi(P_2)$  szöget nevezzük a rotációs transzformáció szögének (lásd 2.10. ábrát). Ha  $\varphi(\vartheta)$ -val jelöljük az indukcióvonal és egy meghatározott  $\vartheta$  szöghöz tartozó keresztmetszet dőfspontjának poloidális szögét, akkor

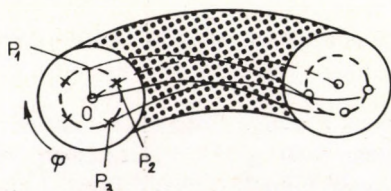
$$i(r) = \int_0^{2\pi} \frac{d\varphi(\vartheta)}{d\vartheta} d\vartheta = \frac{2\pi R}{r} \frac{B_\varphi(r)}{B_\vartheta}. \quad (2.12)$$

A fenti egyenlet csak henger alakú plazmára igaz, de  $R/a$  nagy értékeire jó közelítés tóruszra is. Ezt gyakran a következő formában írják:

$$i(r) = \frac{2\pi}{q(r)}, \quad q(r) = \frac{r}{R} \frac{B_\vartheta}{B_\varphi}, \quad (2.13)$$

ahol  $q(r)$  az ún. biztonsági tényező.

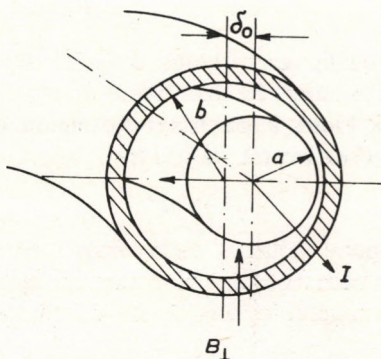
A plazmagyűrű egyensúlyát ezzel még nem értük el, mert két erő igyekszik növelni az  $R$  nagysugarat. Az egyik a plazma kinetikus nyomása („autógumi-effektus”), a másik elektromágneses eredetű.



2.10. ábra. A rotációs transzformáció szöge

Az elektrodinamika általános törvényei szerint egy árammal átjárt vezetőre mindig olyan erő hat, ami az önindukcióját növeli. Esetünkben ez  $R$  növekedését jelenti. Az egyensúly eléréséhez tehát még egy, a  $z$  tengellyel párhuzamos teret kell alkalmazni a megfelelő irányban, hogy a plazmahurok mentén fellépő  $2\pi R B_z I$  erő egyensúlyban tartsa a plazmát. A szükséges  $B_z$  tér kicsi, és  $B_z/B_\vartheta$  az  $a/R$  nagyságrendjébe esik [Bo 77].

Ezt a teret vagy külső tekercekkel állítjuk elő, vagy a plazmát körülvevő vastag rézköpennyel. Külső teret ilyenkor is szoktak alkalmazni a plazma helyzetének változtatására. (Az ezt előállító áramvezetők a 2.3. ábrán láthatók.) Rézköpenynél a plazmagyűrű elmozdulása olyan örvényáramokat indukál a gyűrűben, amelyek-



2.11. ábra. A plazmagyűrű helyzete a vezetőburkolatban

nek a mágneses tere a tágulás ellen dolgozik. Ha a köpenyt ideális vezetőnek tételezzük fel, a plazma középpontjának a köpeny középpontjához képesti  $\delta_0$ -al való eltolódása (2.11. ábra) után beálló egyensúlyi helyzet feltételei [Sh 63], [Mu 71]:

$$\langle p \rangle = \frac{\mu_0 I^2}{8\pi^2 a^2} + \frac{B_s^2(a) - \langle B_s^2 \rangle}{2\mu_0} \quad (2.14)$$

és

$$\delta_0 = \frac{b^2}{2R} \left\{ \ln\left(\frac{b}{a}\right) + \left[ 1 - \left(\frac{a}{b}\right)^2 \right] \left( \frac{2\mu_0 \langle p \rangle}{B_\phi^2(a)} + \frac{l_i - 1}{2} \right) \right\} + \delta_H, \quad (2.15)$$

ahol

$$\langle p \rangle = (\pi a^2)^{-1} \int_0^a p(r) 2\pi r dr,$$

$$\langle B_s^2 \rangle = (\pi a^2)^{-1} \int_0^a B_s^2(r) 2\pi r dr, \quad (2.16)$$

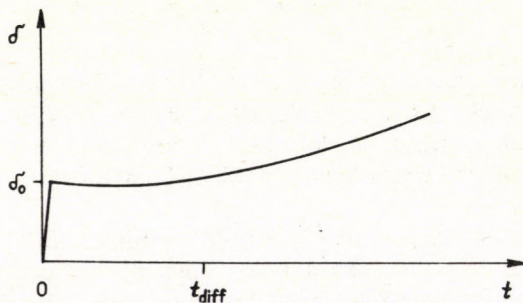
$I$  a teljes plazmaáram,  $p(r)$  a plazma nyomása,  $l_i$  a plazmahurok egységnyi hosszára vonatkoztatott belső önindukció,  $\delta_H$  pedig az esetleg alkalmazott külső tér járuléka az eltolódáshoz. Az az indukció, ami ezt az egyensúlyi helyzetet biztosítja:

$$B_{\perp 0} = \frac{\mu_0 I}{4\pi R} \left( \ln \frac{8R}{a} + \frac{\langle p \rangle}{\frac{B_{\phi}^2(a)}{2\mu_0}} + \frac{l_i - 3}{2} \right). \quad (2.17)$$

Ha a rézköpeny ideális vezető volna, a  $\delta_0$ -lal megadott egyensúlyi helyzet stacionárius lenne. Ez azonban csak olyan rövid időkre jó közelítés, amelyek kicsik a mágneses indukciónak a rézköpenybe való behatási idejéhez képest, vagyis ha

$$t \ll 4\pi\sigma d^2, \quad (2.18)$$

ahol  $\sigma$  a rézköpeny fajlagos elektromos vezetése,  $d$  pedig a vastagsága. Ha ez nem teljesül, a plazmagyűrű először lassan, majd egyre gyorsabban tágulni fog a 2.12. ábrán látható módon [Ba 66].



2.12. ábra. A plazmagyűrű eltolódásának időfüggése

Ez az eset áll fenn a jelenleg működő nagyberendezéseknél is ( $t \sim 1$  s), ahol ezt kívülről vezérelt  $B_{\perp}$  térrel korrigálják. Ilyen esetekben a rézköpeny szerepe a kisülés kezdeti időszakára, illetve a gyors instabilitások csillapítására (lásd a következő fejezetet) korlátozódik. Néhány berendezésnél (pl. TFR-600, PLT) el is hagyták.

Az egyensúlyi feltételek tárgyalása nem lenne teljes, ha nem foglalkoznánk a mágneses felületek plazmán belüli eloszlásával [Sh 63].

Tökéletes toroidális szimmetria esetén a mágneses felületek és a plazmatengelyre merőleges síkok metszetei általában nem koncentrikus körök. Ez érthető, hiszen egy mágneses felületen belül levő plazma számára a felületen kívüli plazma a jól vezető köpeny szerepét játsza (elektromos vezetése körülbelül megegyezik a vörösrézével). Minél kisebb egy mágneses felület  $\rho$  sugara, annál nagyobb középpontjának eltolódása a plazmafonal tengelyéhez képest.  $\rho \rightarrow 0$  esetén a felületek egy vonalra zsugorodnak, ezt nevezük mágneses tengelynek. Ennek az eltolódása a maximális. Egy  $\rho$  sugarú mágneses felület középpontjának távolsága a mágneses tengelytől:

$$\delta_1(\rho) = \int_0^{\rho} \frac{r}{R} \left\{ \frac{8\pi\mu_0^2}{B_\varphi^2(a)} [\langle p \rangle - p(r)] + \frac{l_i}{2} \right\} dr, \quad (2.19)$$

ahol most  $\langle p \rangle$  a nyomás  $r$  sugarú körre vett átlaga. A mágneses tengely távolsága a fémburkolat centrumától nyilván  $\delta_0 + \delta_1(a)$ , mivel a plazma felülete egyben mágneses felület (2.13. ábra). Kimutatható, hogy a

$$\beta_\varphi = \frac{\langle p \rangle}{\frac{B_\varphi^2(a)}{2\mu_0}} \quad (2.20)$$

mennyiséget növelve a mágneses felületek eltorzulnak, egy kritikus érték elérésekor pedig felhasadnak, ami a plazmának a határolt térrészből való kiáramlását vonja maga után. Ideális MHD közelítésben ez a határ [Sh 59], [Yu 67]:

$$\beta_\varphi = \frac{R}{a}. \quad (2.21)$$

A  $\beta_\varphi$  mennyiség mintájára értelmezve a

$$\beta_s = \frac{\langle p \rangle}{\frac{B_s^2(a)}{2\mu_0}} \quad (2.22)$$

mennyiséget azt kapjuk, hogy

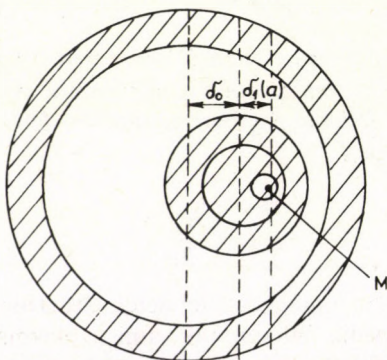
$$\frac{\beta_\varphi}{\beta_s} = \frac{R^2}{a^2} q^2(a), \quad (2.23)$$

ahol  $q(a)$  az MHD biztonsági faktor.

Ezzel a felhasadás feltétele:

$$\beta_s = \frac{a}{R} \frac{1}{q^2}. \quad (2.24)$$

$\beta_s$  definíciójában  $p = nk(T_i + T_e)$ , vagyis  $p$  a plazma energiatartalma,  $B_s$  viszont a toroidális tekercsekben folyó áramtól függ. Világos tehát, hogy gazdaságossági szempontból  $\beta_s$  növelése előnyös. A felhasadási feltétel azonban erős korlátokat állít, ugyanis (mint látni fogjuk) az instabilitások kivédése miatt általában  $q(a) \gtrsim 3$  feltétel teljesülése szükséges. Mivel  $a/R < 1$ , optimális esetben is  $\beta_s \lesssim 10\%$ , ami becslések szerint [Ca 67] közel van a gazdaságossági határhoz.



2.13. ábra. A mágneses felületek és a mágneses tengely elhelyezkedése (M a mágneses tengely)

A helyzet javítására két út kínálkozik. Az egyik a veszteségek csökkentése pl. szupravezető tekercsek alkalmazásával, a másik pedig kör helyett olyan plazmakeresztmetszet választása, amelynél a felhasadás valamilyen  $\beta_s > R/a$  értéknél következik be. Úgy tűnik ez is járható út.



Az eddigiekben a plazmaoszlop egyensúlyát vizsgáltuk, nézzük meg most az egyes részecskék mozgását a plazmaáram és a külső tekercsek által együttesen kialakított mágneses térben.

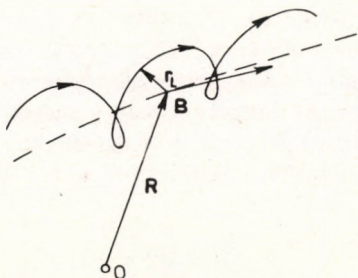
Elektromágneses térben mozgó töltött részecske mozgásegyenlete:

$$m\ddot{\mathbf{r}} = e[\mathbf{E}(\mathbf{r}) + \dot{\mathbf{r}} \times \mathbf{B}(\mathbf{r})]. \quad (2.25)$$

Ennek megoldása a következő alakba írható:

$$\mathbf{r}(t) = \mathbf{R}(t) + \mathbf{r}_L(t), \quad (2.26)$$

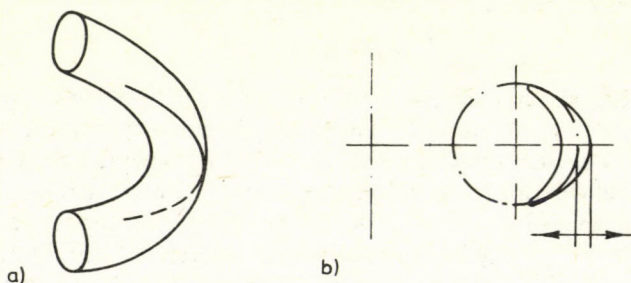
ahol  $\mathbf{R}(t)$  az ún. vezérpont (guiding center) helyvektora,  $\mathbf{r}_L(t)$  pedig egy, a vezérpont, illetve  $\mathbf{B}$  mint tengely körül forgó vektor, melynek hossza az  $r_L(t) = mv_{\perp}(t)/eB$  Larmor-sugár,  $v_{\perp}(t)$  pedig a részecskének az indukcióvonalra merőleges sebessége. Eszerint a részecske egy térbeli spirálon mozog (2.14. ábra). Ha a Larmor-sugár sokkal kisebb a vizsgált problémában szereplő karakterisztikus hosszúságnál, akkor elég  $\mathbf{R}(t)$ -t megadni. A továbbiakban „részecskén” mi is mindig a vezérpontot értjük, hacsak nem hangsúlyozzuk az ellenkezőjét.



2.14. ábra. Egy töltött részecskének és vezérpontjának pályája mágneses térben

A tokamak-részecsképályák alapos vizsgálata megtalálható pl. [Ka 71], [Mo 65]-ben, mi itt csak röviden összefoglaljuk a leglényegesebbeket. Tökéletes toroidális szimmetriát feltételezve a részecskék két csoportra oszthatók. A toroidális mágneses tér inhomogenitása miatt ( $B_{\theta} \sim 1/R$ ) az indukció a tórusz külső

oldalánál kisebb, mint a belsőnél. Így azok a részecskék, amelyeknek a sebességvektora és az indukcióvektor közti szög nagy, a nagy térerősségű helyek között, a csavart erővonal mentén oszcillálnak (2.15a. ábra). Azok a részecskék, amelyeknél ez a szög viszonylag kicsi, szabadon mozognak a tórusz mentén (szabad részecskék). Ha  $v_{||}$  és  $v_{\perp}$  a részecskéknek az indukcióvonalal párhuzamos, illetve



2.15. ábra. Befogott részecske mozgása és pályájának vetülete

arra merőleges sebessége, akkor szabad részecskékre  $v_{||}/v_{\perp} \gtrsim \sqrt{r/R}$ . Ilyenkor a trajektória vetülete egy (a mágneses tengelyre merőleges) metszetre két mozgás eredője, az egyik egy  $\omega = v_{||}/Rq$  frekvenciájú körmozgás a mágneses tengely körül, a másik a  $v_D \approx mv_{||}^2/eB_0R$  sebességű,  $z$  irányú drift. Itt  $q$  a biztonsági tényező. Az eredő mozgás olyan körmozgás, aminek a középpontja a mágneses tengelyhez képest a

$$\Delta_1 \approx \frac{r}{R} \rho_{\phi} \quad (2.27)$$

mennyiséggel van eltolva, ahol  $\rho_{\phi}$  a poloidális mágneses térhez tartozó Larmor-sugár. Ha a részecske a plazmaáram irányában mozog, kifelé, ha ellentétesen, befelé tolódik el.

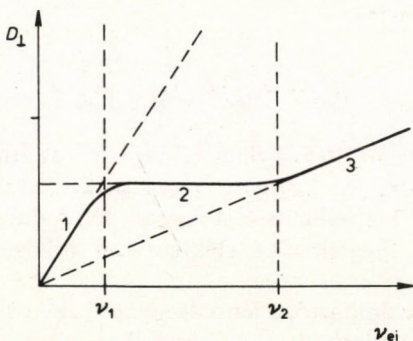
A befogott részecskék ( $v_{||}/v_{\perp} \lesssim \sqrt{r/R}$ ) trajektóriájának vetülete a 2.15b. ábrán látható banánszerű görbe. Az „éppen befogott” részecskékhez tartozó banánpálya vastagsága:

$$\Delta_2 \approx \rho_{\phi} \sqrt{\frac{r}{R}} \quad (2.28)$$

A többi befogott részecskékre ez a vastagság kisebb. Látható, hogy a befogott részecskék elmozdulása a mágneses felületektől  $\approx \sqrt{r/R}$ -szer nagyobb, mint a szabad részecskéké. A banánpályáról még érdemes megjegyezni, hogy az „éppen befogott” részecskék az ekvátorsíkról verődnek vissza, míg a többi befogott részecske ez alól, illetve fölül, továbbá, hogy a részecskéknek kb  $\sqrt{2a/R}$  része van befogva.

A fenti, egyszerűsített képet bonyolítja, hogy a toroidális tér szimmetriája nem tökéletes a toroidális tekercsek véges száma miatt. Így lokálisan befogott részecskék is keletkeznek, ún. „szuperbanán” pályákon [Gi 67]. Ezeknek a szerepe egyes esetekben jelentős lehet, de erre itt nem tudunk kitérni.

A mágneses tér inhomogenitásának és a befogott részecskéknek igen fontos következménye a plazma diffúziójának és hővezetésének megnövekedése, az ún. neoklasszikus transzport. Ennek részletes elemzését adja pl. [Ka 71], [Hi 76]. Erőteljesen leegyszerűsítve, a mágneses térre merőleges diffúziós együttható mint a  $v_{ei}$  elektron-



2.16. ábra. A mágneses térre merőleges diffúziós együttható az elektron-ion ütközési frekvencia függvényében [Bo 77]

ion ütközési frekvencia függvénye a 2.16. ábrán látható. Itt három tartományt különböztethetünk meg. A 3. tartományban ( $v_{ei} > v_2$ ) a részecskék átlagos szabad úthossza sokkal rövidebb, mint a tórusz kerülete, azaz ez az ütközéses tartomány. Befogott részecskék nem

léteznek, a transzport növekedése kizárólag geometriai hatásokkal (inhomogenitás) függ össze. A diffúziós együttható [Pf 62]:

$$D_{\perp} = D_c \left[ 1 + \left( \frac{2\pi}{l} \right)^2 \right], \quad (2.29)$$

ahol  $l$  a rotációs transzformáció szöge,

$$D_c \approx \left( \frac{2mkT_e}{e^2 B^2} \right) v_{ei} \quad (2.30)$$

a homogén mágneses térre számított diffúziós együttható [Kr 73]. Ezt a tartományt Pfirsh—Schlüter-tartománynak is nevezik.

Ha az ütközési frekvencia csökken, először megjelennek az áthaladó részecskék, azaz amelyeknek a mágneses indukcióval párhuzamos  $v_{\parallel}$  sebessége nagy, ütközés nélkül körülhaladhatnak a tórusz mentén.  $v_{ei}$  csökkenésével ez egyre kisebb  $v_{\parallel}$  esetén lehetséges, és végül  $v < v_1$  esetén a befogott részecskék is nagy valószínűséggel ütközés nélkül oszcillálnak a tükröző tartományok között. Az 1-es tartományt banántartománynak szokták nevezni. Itt a diffúziós együttható [Ga 68]:

$$D_{\perp} = D_c \cdot 3,6 \sqrt{\frac{a}{R}} \left( \frac{2\pi}{l} \right)^2. \quad (2.31)$$

A 2-es, vagy platótartományban  $v_1 < v_{ei} < v_2$ , az átmenő részecskék ütközésmentesek, a befogott részecskék azonban egymással ütköznek, így Maxwell-eloszlást vesznek fel. A diffúziós együttható itt közelítőleg független az elektron-ion ütközési frekvenciától [Ga68].

Numerikus számítások a fenti, leegyszerűsített képet lényegében megerősítik. Az eltérés  $v_1$  és  $v_2$  környékén jelentős.

Végezetül az (1.8) egyenlettel már definált  $\tau_E$  energia-összetartási időhöz hasonlóan definiálhatjuk a  $\tau_p$  részecsketarólatási időt is:

$$\frac{dn}{dt} = S - \frac{n}{\tau_p}. \quad (2.32)$$

Itt  $n$  a vizsgált részecskék sűrűsége,  $S$  pedig az időegység alatt beáramlott és keletkezett részecskék száma.

## 2.4 A plazmahurok stabilitása

Az előző fejezetben a plazmagyűrű egyensúlyi feltételeit vizsgáltuk. Most áttérünk arra a kérdésre, hogy az egyensúlyi helyzet mennyire stabilis a fellépő perturbációkkal szemben. A plazma instabilitásait két nagy csoportra oszthatjuk: makro- és mikroinstabilitásokra. Az első típusnál a plazma makroszkopikus hányada vesz részt a fellépő elmozdulásban. Ez a típus jól tárgyalható a kontinuum-model segítségével, azaz a részecskék eloszlásfüggvénye helyett elegendő az eloszlásfüggvény momentumainak vizsgálata. A mikroinstabilitások leírása már csak az eloszlásfüggvényekkel lehetséges, azaz a kinetikus egyenleteket kell használnunk.

A mágneses plazmatárolás szempontjából a makroinstabilitások a veszélyesebbek, egy erőteljes makroinstabilitás a plazma teljes szétesésére vezethet. A mikroinstabilitások hatása a veszteségek növekedésében, a plazma tulajdonságainak megváltozásában nyilvánul meg.

Vizsgáljuk most a plazmagyűrű stabilitását a fenti felosztás szerint.

A legegyszerűbb perturbáció a plazmagyűrű tengelyszimmetrikus elmozdulása  $R$  vagy  $z$  irányban (2.9. ábra). Rézköpenyes tokamakoknál a keletkező örvényáramok erősen stabilizálják a plazmát (rövid időtartamok esetén). Vezérelt terekkel való stabilizálás esetén a  $z$ , illetve  $R$  irányú stabilitás szükséges feltétele [Yo 64]:

$$\frac{\partial B_{\perp}}{\partial R} < 0; \quad \text{illetve} \quad \frac{\partial (B_{\perp} R^{2/3})}{\partial R} > 0. \quad (2.33)$$

Itt  $B_{\perp}$  deriváltját közelítőleg állandónak vettük a plazma keresztmetszetén, ez jó közelítés reális tokamak-körülmények között. Kör keresztmetszetű tokamakokra a fenti egyensúlyi feltételek könnyen teljesíthetők.

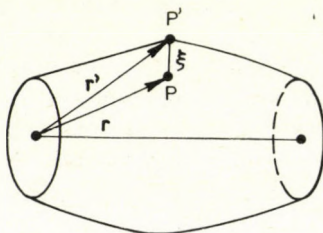
A tokamakban fellépő legfontosabb instabilitások az egész plazmagyűrűre kiterjedő helikális deformációk. A 2.17. ábra szerinti jelöléseket használva, ha feltételezzük, hogy az egyensúlyi helyzettel való  $\xi(\bar{r}, t)$  eltérés kicsi, akkor a következő linearizált egyenletet kapjuk:

$$\rho \frac{\partial^2 \xi(\mathbf{r}, t)}{\partial t^2} = -\mathbf{F}(\xi), \quad (2.34)$$

ahol  $\mathbf{F}(\xi)$  adja meg az elmozdulásból származó kompenzálatlan erőt. A perturbációkat a következő alakba írhatjuk:

$$\xi(\mathbf{r}, t) = \xi(\mathbf{r}) \exp[-i(m\varphi + n\vartheta - \omega t)]. \quad (2.35)$$

A (2.31) egyenlet segítségével eldönthető, hogy mely  $m, n$  értékekhez tartozó  $\omega$  értékek imagináriusak. Ezek a módusok instabilisak, azaz időben növekednek.



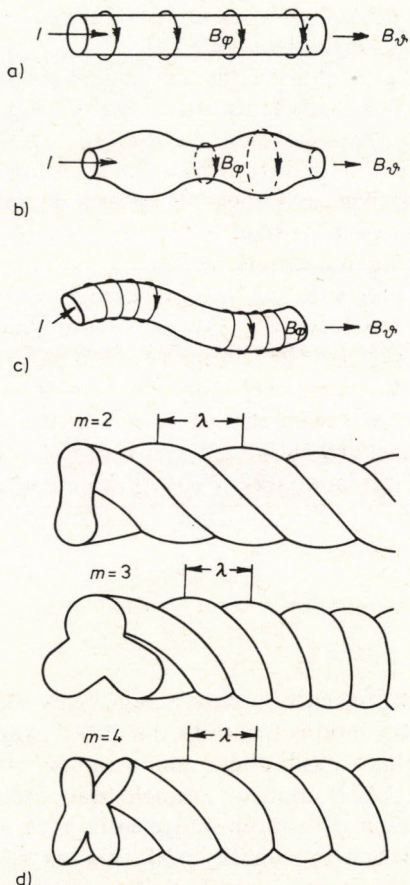
2.17. ábra. A plazmaoszlop egy pontjának az  $\mathbf{r}$  egyensúlyi helyzettől való eltérése

A különböző  $m, n$  értékekhez tartozó deformációkat a 2.18. ábra szemlélteti a plazmagyűrű egy kis szakaszán. Az a) ábra a deformálatlan plazmaoszlopot mutatja. A b) ábrán az  $m=0, n \neq 0$  látható, ez a plazmaoszlop poloidálisan szimmetrikus betűrődése, illetve kidudorodása. Innen a neve: hurka-instabilitás. A plazma saját mágneses tere a betűrődésnél megnő, a kidudorodásnál csökken, ami tovább igyekszik növelni a deformációt, így a plazmaoszlop végül megszakad. Tokamak esetében az alkalmazott  $B_\theta \gg B_\varphi$  tér ezt az instabilitási típust elnyomja. A c) ábrán  $m=1, n \neq 0$ , ez a plazma  $R$  és  $z$  irányú periodikus eltolásának felel meg a keresztmetszet megváltozása nélkül. Ez a tokamakban fellépő legveszélyesebb instabilitás, általában az oszlop szétesésére vezet.

Az  $m \geq 2$  módusok a plazmaoszlop fodrozódásának felelnek meg a kissugár körüli  $m$ -szeres szimmetriával.

A fenti módusok viselkedése az ún. „szinguláris felület” azaz a  $q(r_s) = m/n$  egyenlettel definiált felület elhelyezkedésétől függ. ( $q(r)$  definícióját lásd (2.13)-ban.)

Az elméleti vizsgálatok eredménye a következő: Ha ez a felület a plazma „végtelen elektromos vezetőség” tartományába esik, akkor az  $m > 1$  módusok olyan gyengén instabilisak, hogy a mágneses tér toroidális miatti inhomogenitása elég az elnyomásukhoz [Wa 64], [Me 61]. Ettől eltérés csak a magas  $\beta$ -jú tokamakok esetén fordul elő. A szokásos tokamak-paraméterek mellett az  $m=1$



2.18. ábra. A plazma felületének deformációja különböző módusszámok esetén

módus a komoly veszély. Amikor az ideális vezető plazmára levezetett Kruskal—Safranov-feltétel [Sh 70] nem teljesül, azaz  $q(r) < 1$  valahol a tengely és a szinguláris felület között, erős lokális  $m = 1$  módus lép fel a  $0 < r < r_s$  tartományban.

A valóságban a helyzet nem ennyire kedvezőtlen. Két tényező ugyanis kedvező irányba módosítja ezt a képet: az egyik a toroidális geometria hatása [We 74], a másik pedig az, hogy a forróbb, ütközésmentes plazma esetében az MHD (folyadék) tulajdonságok egyre kevésbé érvényesülnek [Co 74].

Ha a szinguláris felület a plazma „véges elektromos vezetőségű” tartományába esik (vagy a plazmán kívülre, vagy a plazma olyan részére, ahol a véges elektromos vezetőségű MHD leírás feltételei teljesülnek [Fu 63] [Co 66]), erősen instabilis módusok lépnek fel, még a  $q > 1$  esetben is. Ennek az esetnek a részletes vizsgálata megtalálható pl. [Fu 73]-ban.

Eljárásuk röviden a következő:

A radiális mágneses tér perturbációját  $\psi(r)\exp[i(\omega t + n\varphi + m\theta)]$  alakban felvéve (2.9. ábra)  $\psi(r)$ -re vonatkozó egyenlet állítható fel (a végtelen elektromos vezetőségű model alapján).  $\psi$ -re a következő feltételeknek kell teljesülni:  $r \rightarrow 0$  esetben  $\psi \rightarrow r^{m-1}$ ;  $\psi(b) = 0$  ( $b$  a rézköpeny sugara);  $\psi_1(r_s) = \psi_2(r_s)$ , ahol  $\psi_1$  és  $\psi_2$  a megfelelő egyenlet megoldása a  $0 < r < r_s$  és  $r_s < r < b$  tartományban.

A stabilitás szempontjából a következő mennyiség a döntő:

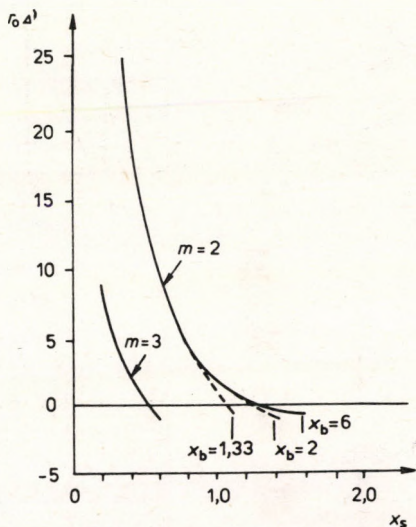
$$\Delta' = \frac{d}{dr} (\psi_2 - \psi_1) \Big|_{r_s} \cdot \psi(r_s). \quad (2.36)$$

$r_s$  környezetében figyelembe véve a véges elektromos vezetést, az adódik, hogy egy módus instabilis, ha  $\Delta' > 0$ . Adott árameloszlás esetén kiszámítható a különböző módusokhoz tartozó instabilis  $r_s$  tartomány. A (2.37) típusú árameloszlás esetére kiszámított eredmény látható a 2.19. ábrán. Figyelembe véve, hogy a „tökéletesen vezető” plazma  $r_c$  sugara módosítja az  $r_s$  tartományt, az eredmény a  $q - r_c$  diagramokon foglalható össze különböző árameloszlásokra (2.20a—d. ábrák). Itt bevezettük a következő jelölése-



ket:  $r_0$  a plazma átlagos sugara,  $x = r/r_0$ ,  $x_s = r_s/r_0$ ,  $x_c = r_c/r_0$ ,  $b = B_\phi(r)/B$ .

Mivel a plazma  $j(r)$  árameloszlása a kísülés során változik, és vele együtt a  $B_\phi(r)$ ,  $q(r)$  függvények is, a kísérleti tapasztalatok

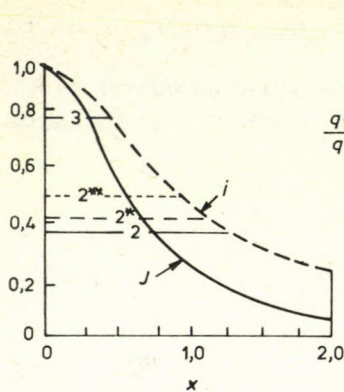


2.19. ábra.  $r\Delta'$  mint  $x_s$  függvénye, az  $m=3$  és  $m=2$  módusra ( $r_0$  a plazma átlagos sugara,  $b$  a rézköpeny sugara,  $x_s = r_s/r_0$ ,  $x_b = b/r_0$ ). A számítást a (2.37) árameloszlásra végezték. A rézköpeny három különböző helyzete esetén  $m=3$ -nál ez nem okoz észrevehető különbséget. A stabilis tartomány az, ahol  $\Delta' < 0$  [Fu 73]

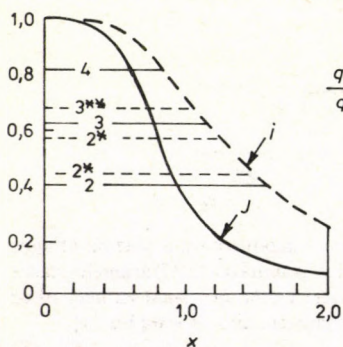
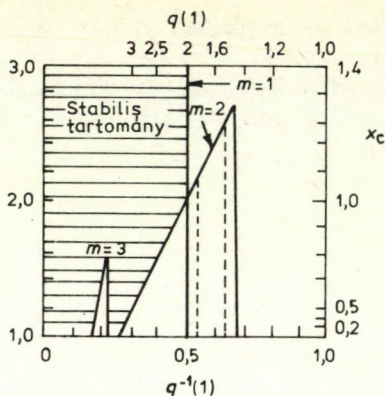
értelmezéséhez különböző  $j(r)$  profilok vizsgálata szükséges. A Furth által vizsgált profilok a következők:

$$b = \frac{x}{1+x^2} \quad \text{„csúcsos”,} \quad (2.37)$$

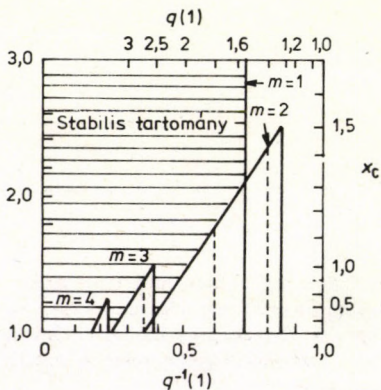
$$b = \frac{x}{(1+x^4)^{1/2}} \quad \text{„legömbölyített”,} \quad (2.38)$$



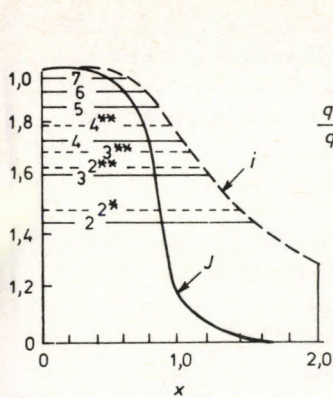
a)



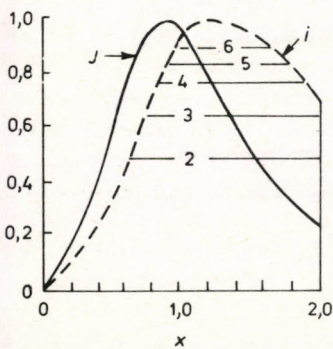
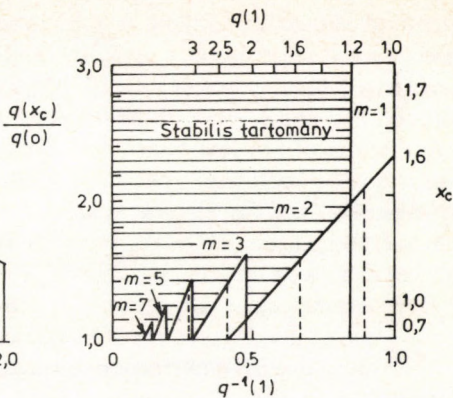
b)



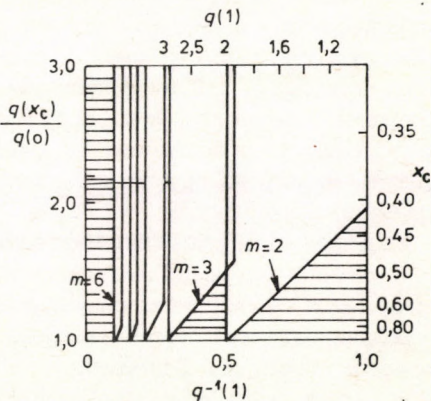
2.20. ábra. Bal oldal: a vizsgált árameloszlások és a hozzájuk tartozó rotációs transzformáció önkényes egységeiben. Nyilakkal tüntettük fel az egyes módusokra nézve instabilis  $x_c$  tartományt. Két csillagnál  $x_b = 1,33$ , egy csillagnál  $x_b = 2$ , csillag nélkül  $x_b = 6$ . Jobb oldal: a „végtelen elektromos vezetőségű” tartomány  $r_c$  sugara módosítja a stabilis tartományt. Az a—d) ábrák a (2.37)—(2.40) árameloszlásoknak felelnek meg. A d) esetben (üreges árameloszlás)  $x_c$  változása nem stabilizálja egyik módot sem. A „végtelen elektromos vezetőségű”  $m = 1$  módus  $q(1) = 1$ -nél lép fel.



c)



d)



$$b = \frac{x}{(1+x^8)^{1/4}} \quad \text{„lapos”,} \quad (2.39)$$

$$b = \frac{x^3}{(1+x^2)^2} \quad \text{„üreges”.} \quad (2.40)$$

Az ezeknek a profiloknak megfelelő  $j(r)$  árameloszlás és  $i(r) = 2\pi/q(r)$  rotációs transzformáció az ábrák bal oldalán látható. Az ábrákon

nyilakkal tüntettük fel azokat a tartományokat, ahová ha véges elektromos vezetés esetén  $r_s$  esik, instabilitás lép fel. Az első három esetben a rézköpeny különböző helyzetéhez tartozó értékek is láthatók. Az ábrák jobb oldalán láthatjuk az  $r_c$  sugár hatását.

A diagramokból levonható következtetések lényegében megegyeznek a kísérletekkel [Mi 71], [Ho 71]. Hogy ezt belássuk, a következőket kell figyelembe venni.

1.  $q$  értéke kezdetben csökken és ez általában az áram platotartományának az elején is tart, mert  $r_0$  csökken.

2. Az árameloszlás kezdetben „lyukas” a szkin-effektus miatt, később lapos, majd egyre inkább csúcsosodik.

3. Ahogy a plazma elektromos vezetése növekszik,  $r_c$  kifelé tart  $r_0$ -hoz.

Kezdetben a szkin-effektus miatt minden módus instabilis, a megfigyelhető  $m$  értéket  $q(1)$  aktuális értéke határozza meg. Mivel  $q(1)$  gyorsan csökken, egyre alacsonyabb  $m$  értékhez tartozó instabilitásoknak kell megjelenni. Az árameloszlás hegyesedése a diagramok szerint arra vezet, hogy a nagy  $m$ -hez tartozó módusok gyengülnek, az alacsonyhoz tartozók erősödnek rögzített  $q(1)$  mellett. Ez elég jól egyezik a tapasztalattal. Különösen markáns egyezések a következők:

Elég hegyes árameloszlás esetén nem figyelhető meg  $m > 3$  módus,  $q(1)$  értékétől függetlenül. Egyszerre csak egy módus figyelhető meg, kivéve az  $m = 2$  és  $3$  esetet, ez világosan következik az ábrákból. A rézköpenynek csak közeli elhelyezésnél van stabilizáló hatása, akkor is csak az  $m = 2$  módusra.

A fentiek mind az  $n = 1$  alaplómódusra vonatkoztak. A kisülés kezdeti szakaszában megfigyelhető  $n = 2$  és  $4$  felharmonikusok gyorsan elbomlanak, ez a tearing instabilitások nemlineáris jellegzetessége [Di 69]. (Tearing instabilitásnak a véges elektromos vezetésű MHD közelítésben fellépő instabilitásokat nevezzük.) A tearing módusok másik nemlineáris vonása, hogy  $m > 1$  esetben stabilis másodlagos egyensúlyi helyzetként jelentkezhetnek. Ez magyarázza a megfigyelt hosszú élettartamokat [Ru 71].

Végezetül még szólnunk kell a mikroinstabilitásokról is. A plazma makroszkopikus stabilitását ezek nem befolyásolják, hatásuk a veszteségek (anomális hővezetés, diffúzió stb.) növekedésében,

így az energia-összetartási idő csökkenésében nyilvánul meg. Részletes tárgyalásukat adja [Ta 78], [Al 77], [Fr 77].

*Diszrupciók.* A tokamakban a plazma fenntartásánál lényeges szerepet játszik a plazmagyűrűben folyó áram, pontosabban ennek mágneses tere. A plazma élettartama (amit gyakran kisülési időnek is neveznek) elvben attól függ, hogy mennyi ideig tartható fenn a plazmaáramot létrehozó indukált elektromotoros erő, vagyis a tokamakban, mint transzformátorban létesíthető időbeli mágneses-fluxus változás. A manapság épített legnagyobb berendezéseknél (a legjobb minőségű vasmagot feltételezve) a maximálisan elérhető fluxus 1 Vs nagyságrendű, ugyanakkor  $kT_e = 1$  keV nagyságrendű elektron-hőmérsékletnél a plazma fajlagos ellenállása olyan, hogy 0,1 MA nagyságrendű plazmaáram fenntartásához 1 V körüli elektromotoros erő szükséges. Ezek az adatok szabják meg tehát, hogy a mai nagyberendezéseknél a kisülési idő 1 s nagyságrendű.

A kutatások jelenlegi fázisában a plazmatárolás fő akadályja a plazmaáram idő előtti hirtelen lecsökkenésével, vagy éppen teljes megszakadásával járó ún. diszrupció, vagy diszruptív instabilitás. Általában akkor lép fel, ha a plazmafelületen vett  $q_a$  biztonsági tényező értéke túl kicsi ( $q_a \leq 3$ ) vagy a plazmasűrűség túl nagy. A kritikus sűrűség értékét a tapasztalat szerint az  $n_e \approx CB_g/R$  összefüggés szabja meg, a  $C$  állandó értéke azonban erősen függ a plazma tisztaságától, sőt bizonyos technikai körülményektől is (lásd ehhez a 2.8 pontot, ahol a kérdéssel részletesebben foglalkozunk). A diszrupció további jellemzője, hogy a hurokfeszültségben igen gyors ( $1 - 10 \mu\text{s}$  nagyságrendű) és igen nagy ( $10 - 100$  V), ellenkező előjelű ugrások vagy ugrássorozatok figyelhetők meg. Ez a tapasztalat, de emellett más közvetlenebb mérések is arra utalnak, hogy a jelenség a plazmagyűrű geometriai méreteinek ugrásszerű változásaival kapcsolatos [Ar 72]. További tapasztalat az [Eq 77], hogy a diszrupciót a poloidális mágneses térben észlelt  $m=2$ -es oszcilláció előzi meg. Belső (vagy kis-) diszrupciónak nevezik a röntgensugárzás intenzitásában észlelt fűrészfogszerű relaxációs rezgéseket.

Annak ellenére, hogy a témakör már hosszú évek óta intenzív kísérleti és elméleti kutatás tárgya, nemcsak általánosan elfogadott

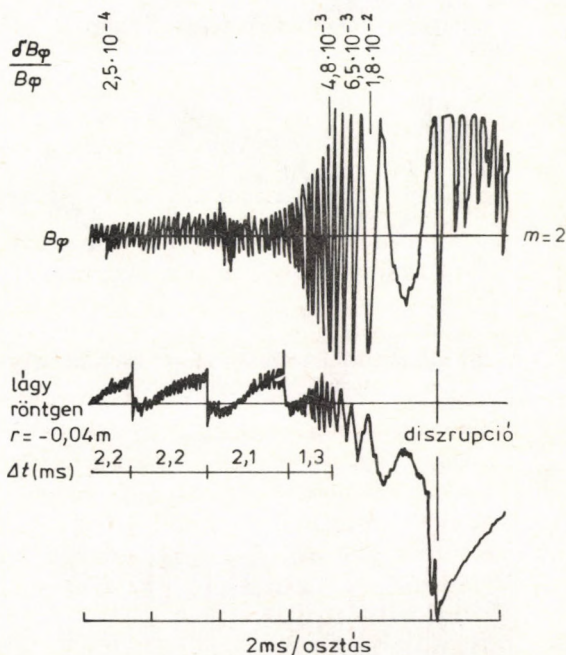
elméletet nem sikerült találni, de még a részletesebb kísérleti adatok között is jelentős ellentmondások vannak.

Az alábbiakban először a TFR tokamak példáján ismertetjük a diszrupció típusait és főbb jellegzetességeit [Eq 77] majd röviden megemlítjük a lényegesebb elméleti próbálkozásokat.

Az instabilitások tanulmányozásának fő módszerei a mágneses szondás mérések és a lágy röntgensugárzás intenzitásának vizsgálata. A rézköpeny és a bélésű között —  $\vartheta$  és  $\varphi$  irányban megfelelően elosztva — elhelyezett szondákkal a mágneses tér ingadozásait mérve, és az egyes szondák jeleit összehasonlítva, megállapíthatjuk a mágneses tér perturbációját jellemző  $m$  és  $n$  módusszámokat (lásd előbb, az instabilitásoknál). A röntgensugárzás intenzitását általában felületi záróréteges detektorokkal mérik, amelyek a plazma különböző húrjait „látják”, és jeleiket összehasonlítva szintén meghatározhatjuk a röntgenemisszió térbeli szerkezetét. A mágneses térben észlelt oszcillációkat külső, a röntgenintenzitásban észlelteket belső módusoknak nevezzük. Egy tokamak-kisülés során, ha a plazmaáram már elérte a platónak megfelelő értéket, a mágneses szondákkal általában egy módus, többnyire az  $m=2, n=1$  mutatható ki. (Néha  $n=2$  is előfordul.) Ez a módus a plazma teljes széteséséig megmarad. Stabilis működés esetén a relatív amplitúdó  $\delta B_\varphi/B_\varphi \approx 10^{-4} - 10^{-3}$  körüli érték, a frekvencia pedig 6–8 kHz. A módus forog az elektron-diamágneses drift irányában. Diszrupció kifejlődésénél az amplitúdó nő, a frekvencia csökken. A diszrupció pillanatában a  $\delta B_\varphi/B_\varphi$  MHD-aktivitás 0,02–0,05-re becsülhető (2.21. ábra).

A lágy röntgensugárzás intenzitásában  $m=0, n=0$  számokkal jellemzett, fűrészfogszerű oszcillációk figyelhetők meg. A plazmaoszlop közepe felé nézve, a röntgenintenzitás az idő függvényében először lassan nő, majd gyorsan lecsökken és a folyamat ismétlődik. Ez a belső diszrupció (2.21. ábra). A plazma széle felé haladva, a  $q=1$  felületeknél a fűrészfogak „megfordulnak”, gyors emelkedés után lassú csökkenés következik. A fűrészfogokra egy további,  $m=1, n=1$ -es rezgés szuperponálódik (2.22. ábra).  $\delta B_\varphi/B_\varphi$  növekedésével a fűrészfogak periódusideje általában csökken. Amikor az  $m=2$  módus amplitúdója elér egy bizonyos értéket ( $0,002 < \delta B_\varphi/B_\varphi < 0,005$ ) az  $m=2$  és  $m=1$  módus összecsatlódik úgy,

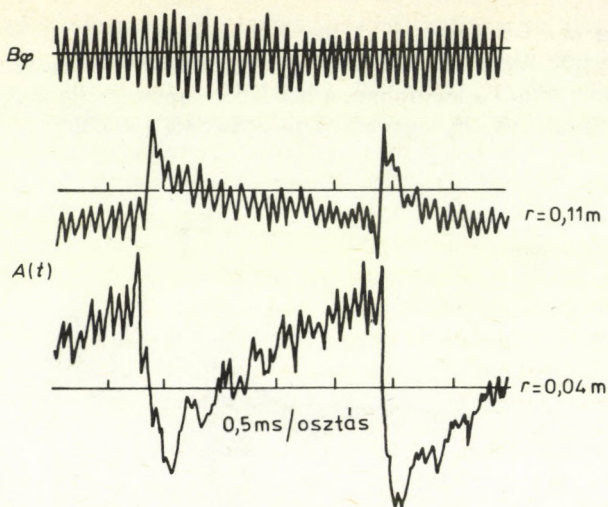
hogy a  $m=1$ -es felveszi az  $m=2$ -es frekvenciáját, és fázisuk is megegyezik. A csatolás a fűrészfognak a belső diszrupciót megelőző részében látható a legjobban, a belső diszrupció pedig megszünteti (2.23. ábra).  $\delta B_\phi/B_\phi$  egy kritikus értékénél ( $\approx 0,005$ ) a csatolás



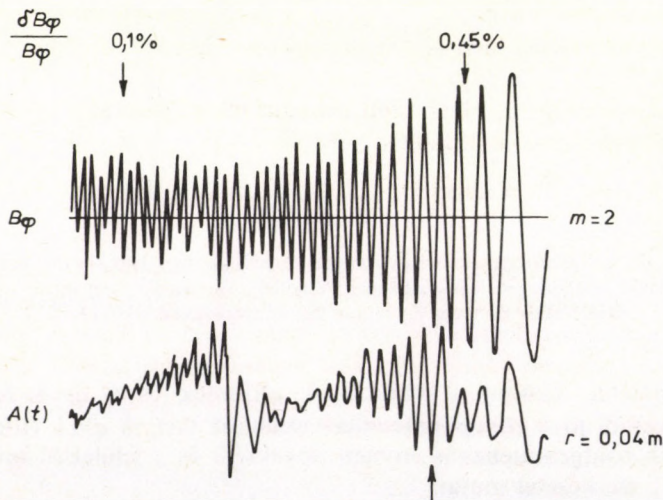
2.21. ábra. Mágneses szonda és lágý röntgen intenzitást mérő detektor jele diszruptív kisülésnél. A szonda jele  $B_\phi(t)$ -t adja meg. A nyíllal jelölt helyekre megadtuk a  $\delta B_\phi/B_\phi$  MHD-aktivitás (azaz  $B_\phi$  relatív fluktuációjának) értékét [Eq 77]

állandósul. Ezután a fűrészfogak eltűnnek és a  $q=1$  felület belsejéből jövő röntgenintenzitás nullához tart. A  $q=1$  felületen kívüli röntgenintenzitás enyhén növekszik és a felülettől távol is  $m=1$  szerkezetet mutat.

A TFR-en végzett mérések azt mutatják, hogy valójában két független  $m=1$ -es módus létezik, amelyekből az egyik frekvenciája



2.22. ábra. Az  $A(t)$  lágy röntgen intenzitás a  $q(r)=1$  felületen belülről ( $r=4\text{ cm}$ ) és kívülről ( $r=11\text{ cm}$ ), [Eq 77]



2.23. ábra. Az  $m=2$  külső és az  $m=1$  belső módus csatolódása.  $A(t)$  a lágy röntgen intenzitás, a nyíllal jelölt hely az utolsó belső diszrupció [Eq 77]



megegyezik az  $m=2$ -es frekvenciájával. Így a csatolás lényegében ennek a módusnak az amplitúdónövekedését jelenti.

Amikor  $\delta B_\phi/B_\phi$  eléri azt az értéket, ami körül a csatolás jelentkezik, a plazma kemény röntgensugárzása növekedni kezd, és ez egészen a végső diszrupcióig tart. Ez az intenzitásnövekedés az MHD-aktivással a következő módon függ össze:

1. A fűrészfog elején gyorsabban nő, mint a végén.
2. Közvetlenül a diszrupció után kicsit visszaesik.
3. Az átlagos intenzításra kis amplitúdójú  $m=2$  szerkezetű oszcillációk szuperponálódnak (2.24. ábra).

A fentiekből nyilvánvaló az  $m=2$  módus kulcsszerepe. Felmerül a kérdés, hogy növekedése milyen paraméterekkel függ össze.

Spektroszkópiai mérések azt mutatják, hogy a diszrupció fellépte előtt a  $q=2$  felületen a  $T_e$  elektron-hőmérséklet és a  $\frac{dp}{dr}$  nyomásgradiens egyaránt csökken. A plazma külső része hőmérsékletének csökkenése az árameloszlás összeszűkülését vonja maga után. A toroidális plazma MHD-elmélete szerint mindhárom tényező az  $m=2$  módus erősödéséhez vezet [Bu 76].

Míndezekből nyilvánvaló, hogy az  $m=2$  tearing módus növekedésének közben tartása kívánatos lenne. Erre két módon történt eddig kísérlet [Ho 79]:

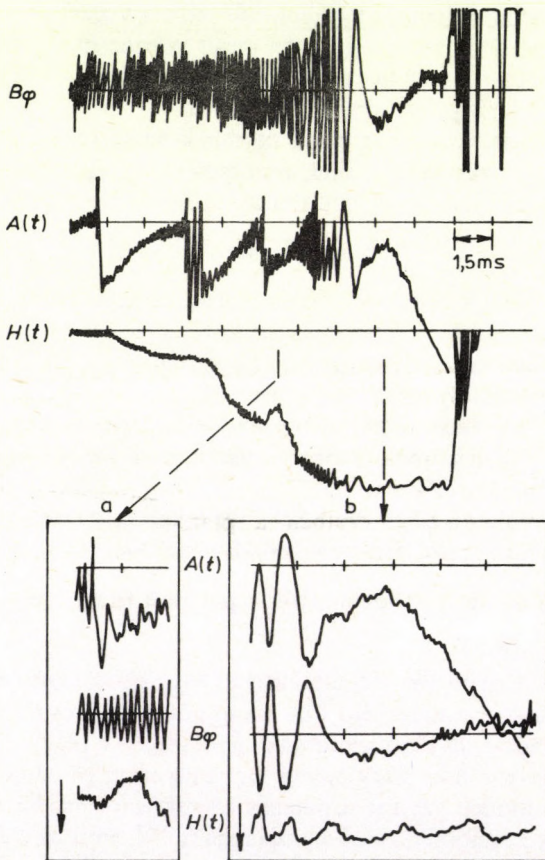
1. A tokamakban elhelyezett helikális tekercsek áramát az  $m=2$  módus amplitúdójától függően szabályozzák.

2. A  $q=2$  felület közelében fűtik a plazmát (RF), hogy  $T_e$  és  $\frac{dp}{dr}$  értékét növeljék.

A belső diszrupciók legáltalánosabban elfogadott modelljét Kadomcev alkotta meg [Ka 75]. Ez abból a feltevésből indul ki, hogy a fűrészfog lassú növekedése és gyors esése a plazma középső része  $T_e$  elektron-hőmérsékletének ugyanilyen viselkedésével kapcsolatos. A modell szerint a plazma ohmikusán fűtődik és olyan radiális elektronhőmérséklet-eloszlás alakul ki, amit az elektronok energiamérlege szab meg:

$$\frac{3}{2} \frac{\partial}{\partial t} (n_e T_e) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[ r \chi_e \left( \frac{\partial}{\partial r} T_e \right) \right] + \eta j^2 + Q_{ei} - Q_{rad}. \quad (2.41)$$

Itt  $n_e$  az elektronsűrűség,  $\chi_e$  a radiális elektron-hővezetőképesség,  $\eta$  a fajlagos elektromos vezetékesség;  $j$  a plazmaáram,  $Q_{ei}$  az elektron-ion energiacsere,  $Q_{rad}$  a sugárzási veszteség. Belátható [Ja 78], hogy ez időben közelítőleg lineáris növekedésnek felel meg, ugyanakkor a



2.24. ábra. A mágneses szonda  $B_\varphi(t)$  jele, az  $A(t)$  lágy és  $H(t)$  kemény röntgen intenzitás diszruptív kisülésnél. A bekeretezett részekben a két megjelölt időintervallumnak megfelelő kép látható kinagyítva [Eq 77]

radiális hőmérséklet-eloszlás csúcsosodik. Mivel a hőmérséklet növekedésével nő az áramsűrűség is ( $j(r) \sim T_e^{3/2}(r)$ ), a plazma közepén a  $q$  biztonsági tényező csökken, és mikor 1 alá esik, az  $m=1$  módus instabilissá válik. A fellépő instabilitás az energiát a plazma közepéből a plazma külső részébe viszi, a hőmérséklet-eloszlás szétterül. Az így kialakuló  $q(r)$  eloszlás már stabilis, az ohmikus fűtés folytatódik és a folyamat ismétlődik. A gyors radiális transzport úgy lehetséges, hogy az instabilitás fellépésekor a mágnesfelületek eltorzulnak, ún. „mágneses sziget” alakul ki, ami a plazma belsejéből kilökődve magával viszi a belsejében levő anyagot a plazma külsejébe. Ezután visszaállnak az eredeti mágneses felületek, és mint mondtuk, a folyamat ismétlődik. A fenti modellre alapozott számítások a tapasztalattal jó egyezést adnak [Ja 78].

A nagy diszrupciókkal kapcsolatban hangsúlyozni kell, hogy nagy tokamak-méretek (reaktor!) mellett komoly veszélyt jelentenek a berendezésre, így elkerülésük feltétlen szükséges. Jelenleg ez a kérdés még az előzőnél is homályosabb. Általában ezeket is a rezisztív instabilitások következtében keletkező mágneses szigetekkel magyarázzák. Sykes és Wesson [Sy 80] szerint ha az  $m=2$ -es sziget olyan méretűre nő, hogy a limiterrel kapcsolatba kerül, akkor következik be a diszrupció. Ezzel szemben Waddel [Wa 78] szerint különböző helicitású mágneses szigetek kölcsönhatása okozná a diszrupciót. Mindkét modellben a plazmahurok önindukciója lecsökken, és ez okozza a hurokfelültségben fellépő negatív csúcsot.

A diszrupció fellépte korlátozza az elérhető maximális plazmasűrűséget is. (Mint már láttuk, minél magasabb  $n\tau_e$  szorzat elérése kívánatos.) A TFR csoport által felállított skálaszabály szerint:

$$\bar{n}_{e,cr} = 10^{20} \frac{B_3 \sqrt{A}}{q_a Z_{eff} R}, \quad (2.42)$$

ahol  $A$  a töltő gáz atomsúlya.  $\bar{n}_{e,cr}$  értékét  $m^{-3}$ -ban kapjuk meg, ha  $B_3$ -t teszlában,  $R$ -et pedig méterben mérjük.

A sűrűség alsó határát egy másik effektus, az ún. runaway-elektronok fellépése szabályozza. Fontosságuk miatt ezekkel bővebben kell foglalkoznunk. Ezen témakör bővebb áttekintése megtalálható pl. Knoepfel és Spong cikkében [Kn 79].

A runaway-effektus annak a következménye, hogy a Coulomb-szórás hatáskeresztmetszete növekvő sebességgel csökken ( $\sim v^{-4}$ ). Így, ha egy elektronra az elektromos tér által kifejtett  $eE$  erő felülmúlja a plazmát alkotó töltött részecskékkal való ütközésből származó átlagos  $F(v)$  fékező erőt, az elektron impulzusa folytonosan növekedni fog, így az elektronok eloszlása eltér a Maxwell-eloszlástól. Ilyen elektronok jelenlétét tokamakban már az első kísérleteknél észlelték [Go 61].

Két, a jelenség leírásánál gyakran használt paraméter a kritikus sebesség és a kritikus térerősség.

A kritikus sebességnél a Coulomb-ütközésekből származó fékező erő éppen egyenlő az elektromos tér által kifejtett erővel:

$$eE = F(v = u_c), \quad (2.43)$$

$u_c$  a sebességeloszlás jellegzetes pontja. Kimutatható, hogy

$$u_c^2 = \frac{4\pi e^3 n_c \ln \Lambda_c}{mE}, \quad (2.44)$$

ahol  $\ln \Lambda_c$  a Coulomb-logaritmus  $v = u_c$ -nél. Világos, hogy azok az elektronok, amelyekre  $v > u_c$ , nagy energiára fognak felgyorsulni, míg azok, amelyeknek a sebessége ennél kisebb, valószínűleg nem lépnek ki a termikus eloszlásból.

A kritikus térerősségnél a kritikus sebesség megegyezik a  $v_t = \sqrt{kT_e/m_e}$  termikus sebességgel:

$$eE_c = F(v = v_t). \quad (2.45)$$

Belátható, hogy

$$E_c = \frac{4\pi e^3 n_c \ln \Lambda_c}{mv_t^2}. \quad (2.46)$$

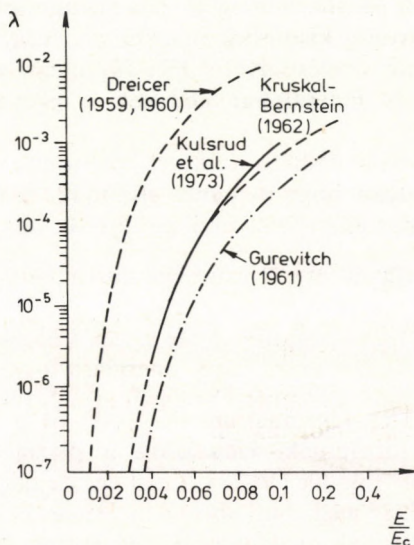
$E > E_c$  esetben a termikus elektronok (tehát az elektronok zöme) „megszaladnak”, míg  $E < E_c$ -nél csupán az eloszlás farkában levő elektronok tesznek szert nagy energiára. Tokamak-kísérleteknél általában az utóbbi eset fordul elő.

Ilyenkor a termikus eloszláshoz tartozó elektronok száma közelítőleg  $\exp(-\lambda t)$ -vel arányosan csökken. A különböző elméle-

tek többnyire csak a  $\lambda$ -ra adott kifejezésben térnek el egymástól [Dr 59, 60], [Gu 61], [Kr 64], [Ku 64].

A 2.25. ábrán látható a különböző szerzők által számított  $\lambda$  mint  $E/E_c$  függvénye. (A számítások során az idő egysége az elektron—ion ütközési frekvencia reciproka.)

Semleges atomok jelenléte erőteljesen megnöveli a runaway-elektronok keletkezésének valószínűségét [Gu 61]. Az elektron—



2.25. ábra. A runaway-elektronok keletkezésére jellemző  $\lambda$  paraméter  $E/E_c$  függvényében a különböző elméletek szerint [Kn 79]

semleges atom impulzusátadási hatáskeresztmetszet  $\sim 70$  eV alatt lényegesen kisebb, mint az elektron-ion impulzusátadási hatáskeresztmetszet [Ma 69]. A plazma kialakulásakor így az elektronok egy része 50—100 eV energiára is szert tehet. A gáz teljes ionizálása után ezeknek az elektronoknak a sebessége megközelíti, illetve meghaladja a kritikus sebességet, így átkerülnek a runaway-tartományba. Ezzel magyarázható a runaway-elektronok gyors jelentkezése a kisülés kezdetén [Kn 77a]. Szennyező ionok ezt a

jelenséget tovább növelhetik. Hatásukra ugyanis megnő a plazma ellenállása, ezzel együtt pedig a hurokfeszültség ohmikus része. A szennyezéseknek ezt a hatását runaway-típusú kisülések előidézésére is felhasználják, az ORMAK-tokamagnál pl. argont eresztenek be a kisülés kezdetén [Kn 77].

A runaway-elektronok legfontosabb hatása az, hogy drasztikusan csökkentik az ohmikus fűtés hatásfokát. A gyors elektronok által felvett energia ugyanis ütközések híján már nem megy át az ionokra, viszont jelentősen megnöveli a veszteségeket. Ennek főbb formái: az elektronok kisodródnak a limiterre vagy a kamra falára, így veszélyeztetik a béléscsövet is [Re 74], megnövelik a szinkrotron-sugárzást és hullámokat keltenek a plazmában [Ro 76], [Mo 77], [Fr 78].

Ha a plazmában található runaway-elektronok száma elég nagy és eloszlásuk olyan, hogy nyalábot alkotnak, ez további jelentős változásokat idéz elő. (Nyalábon azt értjük, hogy a  $p$  impulzus szerinti eloszlásfüggvénynek van olyan tartománya, ahol  $\frac{\partial f}{\partial p} > 0$ .)

Ilyen kisülés létrejöhet pl. úgy, hogy a kisülés elején levő, intenzív runaway-keletkezéssel jellemezhető időszakot egy olyan követi, amikor csökken a runaway-keletkezés intenzitása. Ezekben az esetekben a teljes plazmaáram 10—100%-át a szupratermikus elektronok hordozhatják. Hatásukra a plazmaoszlop jelentős mértékben kifelé tolódik [VI 73]. Ezzel egyidejűleg kisebb MHD-aktivitás figyelhető meg, mint normál kisüléseknél. Indirekt módon olyan következtetések is levonhatók az egyensúlyi mérésekből, hogy a plazma belsejében  $q < 1$  [Sp 74]. Az elméleti vizsgálatok is azt mutatják, hogy  $q < 1$ -re létezik egy stabilitási ablak [Sp 77], [Le 73].

A különböző berendezéseken nyert kísérleti adatok szerint egy tokamak-kisülés akkor mutat észrevehető runaway-sajátosságokat, ha az elektronsűrűség egy kritikus érték alá csökken [Kn 79]:

$$\bar{n}_e < 6,6 \cdot 10^{12} j, \quad (2.47)$$

ahol ha  $j$ -t  $A/m^2$ -ben mérjük,  $\bar{n}_e$ -t  $m^{-3}$ -ban kapjuk meg; vagy ha  $T_e$ -t eV-ban mérjük:

$$\frac{E}{E_c} \gtrsim \frac{0,34 Z_{\text{eff}}}{\sqrt{T_e}}. \quad (2.48)$$

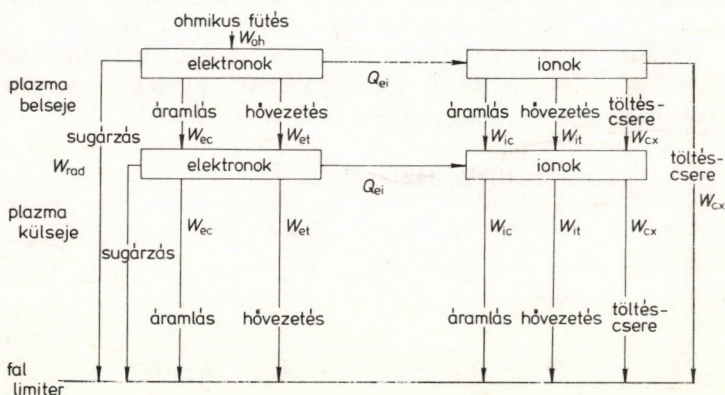
## 2.5 A plazma energiaháztartása

A 2.26. ábra egy ohmikusán fűtött tokamak-kisülés energiaátadási viszonyait szemlélteti. (Ebben a fejezetben végig csak az ohmikus fűtés esetét vizsgáljuk.) A külső elektromos téreről felvett energia gyakorlatilag csak az elektronokat fűti, az ionok az elektronokkal való ütközések során vesznek fel energiát. Coulomb-szórás feltételezve ez térfogat- és időegységenként [Ga 66]:

$$Q_{ei} = 1,5 \cdot 10^{-30} n_e^2 f \left( \frac{T_e}{T_i} \right) \frac{1}{A \sqrt{T_i}}, \quad (2.49)$$

ahol  $A$  a plazmát alkotó elem atomsúlya ( $Q_{ei}$  dimenziója  $J m^{-3} s^{-1}$ , ha  $n_e$ -t  $m^{-3}$ -ban,  $T_i$ -t pedig eV-ban mérjük) és

$$f \left( \frac{T_e}{T_i} \right) = \left( \frac{T_e}{T_i} - 1 \right) \left( \frac{T_e}{T_i} \right)^{-\frac{3}{2}}. \quad (2.50)$$



2.26. ábra. Ohmikusán fűtött tokamak-kisülés energiaáramlási viszonyai

A szokásos kísérleti körülmények között  $f$  állandónak vehető, így  $Q_{ei}$  nem függ az elektron-hőmérséklettől. Az elektronok diffúzió (tömegáram), hővezetés és sugárzás, az ionok diffúzió, hővezetés és töltéscsere révén veszíthetnek energiát. Töltéscserén azt a folyama-

tot értjük, amikor a plazmában egy atom vagy ion egy elektronját átadja egy másik részecskének. Ha így egy semleges atom keletkezik, arra a mágneses tér nem hat, így könnyen elhagyhatja a tokamakot. Semleges atomok keletkezhetnek rekombináció révén is, ennek a valószínűsége azonban sokkal kisebb [Pe 80].

A plazma energiamérlege a következő egyszerű formában írható:

$$\frac{dE}{dt} = W_{\text{be}} - W_{\text{ki}}, \text{ vagy } \frac{1}{E} \frac{dE}{dt} = \frac{1}{\tau'_E} - \frac{1}{\tau_E}, \quad (2.51)$$

ahol  $E$  a plazmában tárolt energia,  $W$  pedig a megfelelő teljesítmény. Ennek megfelelően  $\tau'_E = E/W_{\text{be}}$  és  $\tau_E = E/W_{\text{ki}}$  a fűtésre és az energia-összetartásra jellemző időparaméterek.  $\tau_E$  méréséhez mindenképp előtte ismernünk kell a plazma energiatartalmát. Ezt vagy a diamágneses effektus segítségével határozzuk meg, vagy az  $\langle n_e T_e + n_i T_i \rangle$  mennyiséget kell kiszámítanunk a Thomson-szórásos, illetve semleges részecskés mérésekkel nyerhető adatokból. A veszteségeket mind külön mérnünk kell. Stacionárius esetben azonban  $\tau_E = \tau'_E$ , így elég az ohmikus teljesítmény ismerete.

$\tau_E$  definiálható az elektronokra és ionokra külön-külön, ebben az esetben az elektronoknál az ionoknak átadott energiát különválasztjuk a veszteségektől:

$$\begin{aligned} \frac{dE_e}{dt} &= W_{\text{oh}} - Q_{\text{ei}} - \frac{E}{\tau_e}, \\ \frac{dE_i}{dt} &= Q_{\text{ei}} - \frac{E_i}{\tau_i}, \end{aligned} \quad (2.52)$$

ahol

$$\tau_e = \frac{E_e}{W_{\text{rad}} + W_{\text{ei}} + W_{\text{ec}}}, \quad \tau_i = \frac{E_i}{W_{\text{cx}} + W_{\text{it}} + W_{\text{ic}}}.$$

Innen

$$\frac{dE}{dt} = W_{\text{oh}} - \left( \frac{E_e}{\tau_e} + \frac{E_i}{\tau_i} \right). \quad (2.53)$$

Legyen  $T_e \approx \gamma T_i$ , akkor

$$\tau_E = (1 + \gamma) \left( \frac{\gamma}{\tau_e} + \frac{1}{\tau_i} \right). \quad (2.54)$$



Mivel  $\gamma$  egységnyi nagyságrendű, innen már világos, hogy az ion- és elektronkomponens közül az fogja meghatározni a plazma energiaösszetartási idejét, amelyiknek a veszteségei dominálnak.

A 2.26. ábra jelöléseivel a két komponens energiamérlege a következőképpen írható:

$$\frac{dE_e}{dt} = W_{oh} - Q_{ei} - W_{ec} - W_{et} - W_{rad},$$

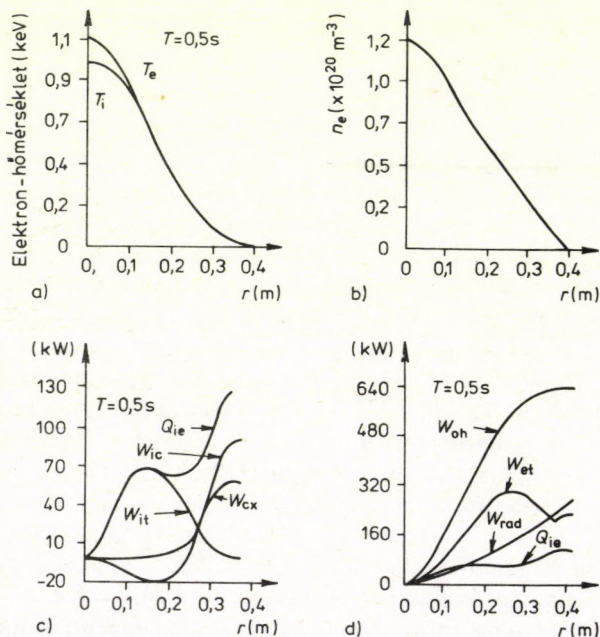
$$\frac{dE_i}{dt} = Q_{ei} - W_{ic} - W_{it} - W_{cx}. \quad (2.55)$$

Hawryluk [Ha 79] a PLT esetére részletesen vizsgálta a fenti egyenleteket. Eljárásának lényege a következő:  $n_e(r, t)$ ,  $T_e(r, t)$ , az  $I_p$  plazmaáram és a  $V$  hurokfeszültség mért értékeit felhasználva, számítógépes kód segítségével kiszámította  $Z_{eff}(t)$ -t és  $j(r, t)$ -t, ebből  $W_{oh}$  és  $\tau_e$  már adódik. A semleges atomokra vonatkozó  $\tau_0$  részecskeösszetartási időt spektroszkópiai módszerekkel mérve, a semlegesek sűrűség- és hőmérséklet-eloszlását határozta meg. Ezután az ionok hővezetési együtthatóját  $\chi_i = \alpha \chi_{nc}$  alakba felvéve ( $\chi_{nc}$  a neoklasszikus elméletből adódó érték [Hi 73] [Hi 76]) a kiszámított ionhőmérséklet-eloszlást  $\alpha$  megfelelő választásával a mért  $T_i(r, t)$  eloszláshoz illesztette. A  $W_{rad}(r, t)$  sugárzási veszteség bolométeres mérésekből kiszámítható, a töltéscserés veszteségekre a plazma által kibocsátott semleges atomok eloszlásából következtethetünk. Mindezek segítségével a (2.55) energiamérleget a 2.27. és 2.28. ábrákon tüntettük fel magas és alacsony sűrűségű kisülések esetére. Az ábrák felső részén az adott típusú kisüléshez tartozó elektron-hőmérséklet és -sűrűség eloszlása látható, az alsó részén pedig a kissugár függvényében a (2.55) egyenletben szereplő tagok térfogatra integrálva, pl.  $W_{cx}(r) = 4\pi^2 R \int_0^r r' W_{cx}(r') dr'$ .

A 2.27. ábrán látható, hogy nagy sűrűség esetén a plazmaoszlop közepén ( $r \lesssim 20$  cm) az ionoknál gyakorlatilag a teljes veszteség a hővezetéssel magyarázható. Ez megfelel a neoklasszikus elméletnek a plató-tartományban. Elektronoknál a középső részen a veszteség 60%-a hővezetés, 22%-a sugárzás és 15%-a az elektron-ion csatolás.

Ez utóbbi a plazma tengelyéhez közel  $\approx 25\%$ . A plazma külső részében a konvekcióhoz és a töltéscseréhez, illetve a hővezetéshez és a sugározáshoz tartozó veszteségek válnak fontosabbá.

Kisebbségi sűrűségek esetén a kép némileg módosul (2.28. ábra). Az ionok esetében az egész térfogatban a konvektív és töltéscseres veszteségek felülmúlják a hővezetést.  $\chi_i$  és  $\chi_{nc}$  között ezúttal csupán

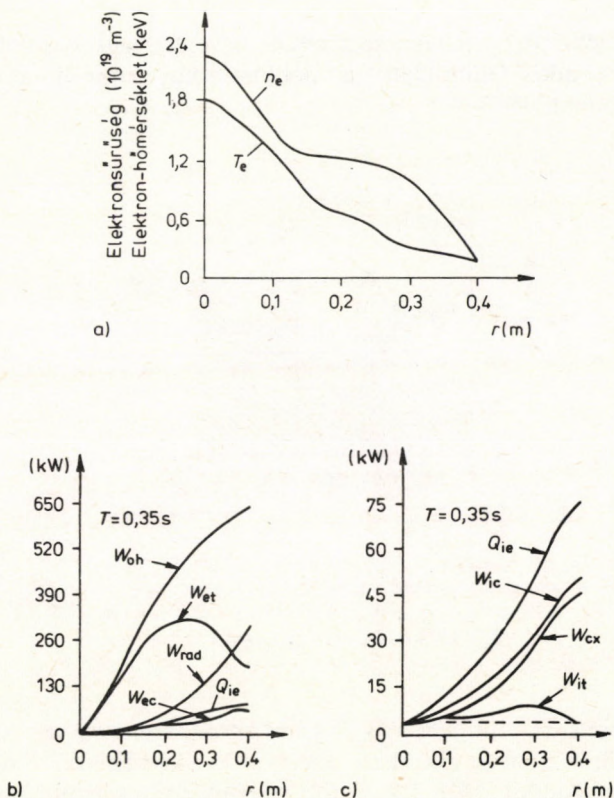


2.27. ábra. A plazma energiamérlege nagy sűrűségű kisülésnél,  $T=0,5$  s-mal a kisülés kezdete után. Az ábra a) és b) részén a hőmérséklet és sűrűség, a c) és d) részén pedig az ionok és elektronok teljesítményviszonyai láthatók a küssugár függvényében [Ha 79]

egy  $\approx 7$ -es faktoron belüli egyezést állíthatunk a mérési hibák miatt. Az elektronkomponensnél a hővezetés ismét dominál, csak a plazma külsőjében múlja felül a sugározás. Az elektron-hővezetési együttható most lényegesen nagyobb, mint a nagy sűrűségű

kisülésnél. A plazma összes veszteségein belül most még nagyobb lett az elektronokra jutó hányad. A sugárzási veszteség szerepe is megnőtt. A plazma veszteségeinek ilyen megoszlása összhangban van azzal, hogy  $\tau_i \approx (2-4) \cdot \tau_e$  [Br 78].

A fentiekben megadottak kvalitatív szempontból lényegében megegyeznek a más tokamakokon szerzett tapasztalatokkal:



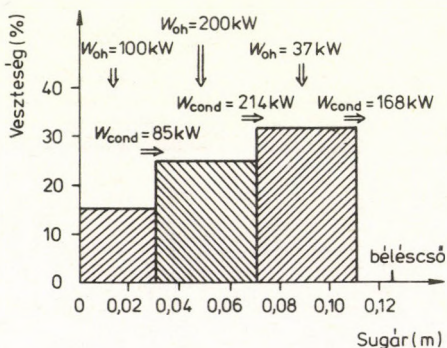
2. 28. ábra. A plazma energiamérlege alacsony sűrűségű kisülésnél,  $T = 0,35$  s-mal a kisülés kezdete után. Az a) ábrán az elektron-hőmérséklet és sűrűség, a b) és c) ábrán az elektronok, illetve az ionok teljesítményviszonyai láthatók a kissugár függvényében [Ha 79]

1. A sugárzási veszteség nagy sűrűség esetén nem jelentős ( $\approx 20\%$ ) [Gr 76], kis sűrűség esetén azonban domináns lehet [Pa 76].

2. A sugárzási és töltéscserés veszteség szerepe a plazma belsőjéből kifelé haladva növekszik. Az ALCATOR esetére ez a 2.29. ábrán látható [Sc 80].

3. Nagy sűrűségek esetén nő az ionok szerepe az energiavesztésekben. Az ionok viselkedése jól leírható a neoklasszikus elmélet segítségével.

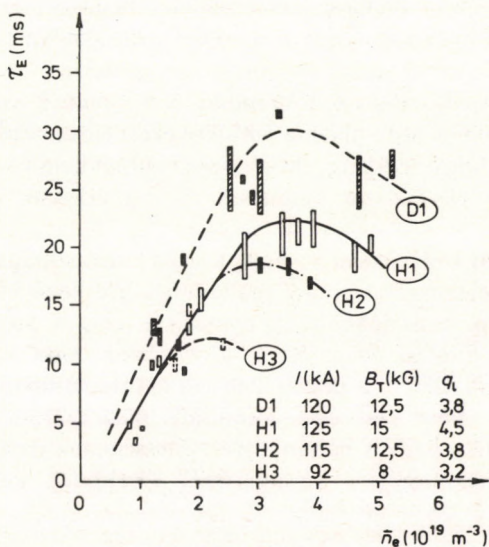
4. Az elektronok viselkedése anomális, a veszteségek legalább egy nagyságrenddel felülmúlják a neoklasszikus elmélet alapján számítottakat [Bo 77].



2.29. ábra. Az energiainputhoz (ohmikus + hővezetés + konvekció) viszonyított sugárzási és töltéscserés veszteség a plazma három tartományára, az ALCATOR esetében ( $W_{cond} = W_{ic} + W_{it} + W_{ec} + W_{et}$ ). A kisülés paraméterei:  $n_e = 3,5 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ,  $I_p = 150 \text{ kA}$ ,  $B_0 = 6 \text{ T}$ ,  $Z_{eff} \approx 1$  [Sc 80]

A 3. pontban említetteknek érdekes következménye van.  $\tau_E$ -t a plazmasűrűség függvényében mérve, jó közelítéssel lineáris összefüggés adódik [Ga 77]. Újabb mérések szerint azonban nagy sűrűségeknel a növekedés lassúbb, illetve  $\tau_E$  egy maximális értéket vesz fel, sőt csökkenhet [Mu 79], [Fa 80] (2.30. ábra). Az ISX-A tokamak esetében ez  $3 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$  sűrűségnél következik be. Waltz és Guest [Wa 79] ezt azzal magyarázta, hogy ilyen sűrűségeknel

már az ionok vesztesége dominál, azaz  $\tau_E \approx \tau_i$ . Mivel az ionoknál a legfontosabb járulék a neoklasszikus hővezetés, és  $\chi_{nc} \sim n$ , így  $\tau_E \sim T_i$ , a sűrűségtől független érték adott  $I_p$  és  $B_0$  esetén. Azt, hogy az ionok energiaösszetartási ideje nem függ a sűrűségtől, a PLT-nél



2.30. ábra. A mért  $\tau_E$ -energiatárolási idő az átlagsűrűség függvényében deutérium (D<sub>1</sub>) és hidrogén (H1, H2, H3) kisülésekre. A megfelelő paraméterek az ábrán láthatók.  $q_l$  a biztonsági tényező értéke a limiternél [Mu 79]

kísérletileg is kimutatták [Br 78] (a TFR-nél szerzett tapasztalatok ezt nem erősítik meg).

Hogy ez az átmenet az ISX-A esetében viszonylag alacsony sűrűségnél következik be, a plazma tisztaságával és az MHD-aktivitás alacsony szintjével magyarázzák [Mu 79]. Ez utóbbi összefüggést az energia-összetartási idővel több készüléknél megfigyelték, így a PLT esetében az olyan kisüléseknél, ahol az  $m=2$  külső módus fellepett,  $\tau_e$  és  $\tau_i$  egyaránt kb. a fele volt a csak belső diszrupciót mutató kisüléseknél mért értéknek.

## 2.6 A plazma fűtése

Az előzőekben láttuk, hogy a tokamakban a toroidális plazmaáramnak nélkülözhetetlen szerepe van a magnetohidrodinamikai stabilitás fenntartásában. A tokamak-elv egyik előnye az, hogy ez az áram egyben biztosítja a plazma felfűtését is addig a fokig, ameddig a plazma elektromos vezetése ezt egyáltalán lehetővé teszi. Megjegyezzük, hogy a tokamak-berendezésekkel rokon stellarátorokban az MHD-stabilitást biztosító mágneses tér szerkezetet a plazmán kívül elhelyezett helikális vezetékrendszerben folytatott áramokkal alakítják ki. A stellarator-plazma felfűtése ezért eleve más módszerekkel történik, vagy pedig úgy, hogy a plazmában keletkezett áram és a külső vezetékrendszer mágneses terét gondosan összehangolják.

A tokamak további előnye az, hogy a plazmaáram mágneses tere — amennyiben elég nagy — a D-T reakcióban keletkező 3,5 MeV-es  $\alpha$ -részeket az ún. banánpályára kényszerítve (lásd a 2.3 fejezetet) befogni képes. Ezáltal az  $\alpha$ -részek közvetlenül részt vesznek a plazma fűtésében, illetve a plazmaenergia fenntartásában a fúziós égés alatt. Az ehhez szükséges minimális plazmaáram abból a feltételből adódik, hogy a banánpálya szélességének (lásd a (2.28) kifejezést) a plazmagyűrű kissugaránál kisebbnek kell lennie [Pf 77]:

$$I_{\min} = 3 \cdot 10^6 \sqrt{\frac{a}{R}} \text{ (A)}, \quad (2.56)$$

Tipikus tóruszméreteknél  $I_{\min} \gtrsim 2 \text{ MA}$  adódik.

A plazma elektromos ellenállását az elektronoknak az ionokon történő Coulomb-szórása okozza, ezért a fajlagos ellenállás az elektron-hőmérséklet háromkettedik hatványával fordítva arányos. Ennek következtében az ohmos plazmafűtés csak egy bizonyos határhőmérséklet eléréséig hatásos. Ezt a hőmérsékletet könnyen megbecsülhetjük az (1.8) egyenlet segítségével. Stacionárius esetben

$$\frac{\varepsilon}{\tau_E} = W_{be} = \left( \frac{I}{\pi a^2} \right)^2 \eta, \quad (2.57)$$

ahol

$$\eta = 1,02 \cdot 10^4 Z_{\text{eff}} \ln \Lambda (kT_e)^{-3/2} \quad (2.58)$$

a plazma fajlagos ellenállása  $\Omega\text{m}$ -ben, ha  $T_e$ -t eV-ban mérjük,  $\ln A \approx 20$  a Coulomb-logaritmus,  $Z_{\text{eff}} \gtrsim 1$  a plazma effektív rendszáma és  $\varepsilon \approx nkT_e$  a plazma energiasűrűsége. A  $\tau_E$  paraméter (energia-összetartási idő) értékét a legjobb tapasztalatoknak megfelelően választjuk (ALCATOR A scaling, lásd a 2.8. fejezetet):

$$\tau_E \approx 5 \cdot 10^{-21} n a^2 \text{ (s)}. \quad (2.59)$$

A határhőmérséklet ezek alapján a következőnek adódik:

$$kT_e \approx 2,53 \cdot 10^{-3} \left( Z_{\text{eff}} \ln A \frac{I^2}{a^2} \right)^{\frac{2}{5}} \text{ (eV)}, \quad (2.60)$$

ha  $I$  egysége A,  $a$ -é pedig m. A becslés a tapasztalattal meglepően jól egyezik, pl. a T-10 tokamak esetében ( $a = 0,4$  m,  $Z_{\text{eff}} \approx 3$ ,  $I = 5 \cdot 10^5$  A)  $kT_e \approx 1000$  eV számítható, ami megegyezik a mért értékekkel [Vi 78].

Figyelembe véve az  $\alpha$ -részek közvetlen hasznosításának (2.56) feltételét, valamint azt, hogy a reaktorkörülmények között ( $Z_{\text{eff}} \lesssim 1,5$ )

$$kT_e \approx 1,5 \cdot 10^3 (aR)^{-2/5} \text{ (eV)} \quad (2.61)$$

adódik, ha  $a$ -t és  $R$ -t méterben mérjük. Azt a meglepő eredményt kapjuk, hogy ohmos fűtéssel nagy, keV nagyságrendű elektron-hőmérsékletet csak kisméretű, kompakt tokamakokkal lehet elérni. Ezen az elven alapul az MIT-ban tervezett IGNITOR berendezés [Co 78] (lásd ehhez a 3. fejezetet is). A plazmaáram természetesen meghaladhatja az  $I_{\text{min}}$  küszöbértéket és ebben az esetben az elérhető elektron-hőmérséklet  $(I/I_{\text{min}})^{4/5}$  arányban nő, ennek azonban az az ára, hogy — a plazma MHD-stabilitásának biztosítása érdekében — a toroidális indukció értékét  $I/I_{\text{min}}$ -szeresére kell növelni. A toroidális térben tárolt mágneses energia sűrűsége a tokamaknál amúgy is tekintélyes,  $10^6 \text{ Jm}^{-3}$  nagyságrendű, jelentős növelése a műszaki és gazdaságossági problémák számának fokozott növekedésével jár. Ugyanakkor a (2.59) kifejezésből láthatjuk, hogy az  $n\tau_E$  szorzat értéke a plazmagyűrű kissugarának négyzetével arányos, a Lawson-küszöb tehát valószínűleg nagyméretű tokamakokkal lesz elérhető a mai műszaki lehetőségeink mellett. Ekkor azonban a plazma további, ún. járulékos fűtésére van szükség.

E járulékos fűtési módszerek egy része olyan, hogy — az ohmos fűtéshez hasonlóan — a plazma elektronkomponensének energiáját növeli. Mielőtt a módszereket áttekintenénk, foglalkoznunk kell még azzal a kérdéssel, hogy milyen feltétel mellett adódik át hatásosan az elektronkomponensbe betáplált energia az ionkomponensnek. Az energiacserét biztosító alapvető folyamat ismét a Coulomb-szórás. Egységnyi töltésű ionokat feltételezve, egy ionnak átadott energia az időegység alatt átlagban [Ro 61]:

$$\frac{dU_i}{dt} = \frac{e^4 n m_e \ln \Lambda \left(1 - \frac{2U_i}{3kT_e}\right)}{2\pi\epsilon_0^2 (2\pi m_e kT_e)^{1/2} m_i \left[1 + \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \left(\frac{m_e U_i}{m_i kT_e}\right)^{3/2}\right]}, \quad (2.62)$$

ahol  $\epsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12}$  F/m a vákuum permittivitása, továbbá  $m_e$  az elektrontömeg és  $m_i$  az iontömeg. Folyamatos elektronfűtés ( $kT_e = \text{konst.}$ ) esetén a differenciálegyenlet megoldása az  $U_i/kT_e = 0$  kezdeti feltétellel időben növekvő  $U_i$  ionenergiát ad, amely az  $U_i = 3kT_e/2$  aszimptotikus értékhez tart. E termikus egyensúly megközelítésének karakterisztikus idejét a

$$\tau_{\text{ex}} = \frac{kT_e}{\left(\frac{dU_i}{dt}\right)_{U_i=0}} \quad (2.63)$$

paraméterrel jellemezzük. Az elektronfűtés nyilván akkor hatásos, ha az ionkomponensbe átpumpált energia  $\tau_{\text{ex}}$ -nél hosszabb ideig együttmarad:  $\tau_{\text{ex}} < \tau_{\text{Ei}} \approx \tau_{\text{E}}$ . A (2.59) kifejezést figyelembe véve a keresett feltétel a következő alakba írható:

$$kT_i \approx kT_e \text{ (eV)} < 4,5 \cdot 10^{-24} (na)^{4/3}. \quad (2.64)$$

Itt  $n \text{ m}^{-3}$ -ban,  $a$  pedig  $\text{m}$ -ben értendő.

A fúzióhoz szükséges ionhőmérséklet mintegy  $10^4$  eV, így azt találjuk, hogy  $(na) > 3 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-2}$  minden olyan esetben, amikor elektronkomponenset fűtő eljárást alkalmazhatunk. Amennyiben ez a feltétel biztosítva van, a Lawson-kritérium automatikusan teljesül:  $n\tau_{\text{E}} \approx 5 \cdot 10^{-21} (na)^2 \gg 2,5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3} \text{ s}$ .



A következőkben azokkal a járulékos fűtési módszerekkel foglalkozunk, amelyekkel a legbiztosabb eredményeket érték el:

1. fűtés elektromágneses hullámokkal,
2. a plazma adiabatikus kompressziója és
3. nagy teljesítményű, gyors semleges részecskenyaláb belövése a plazmába.

Megjegyezzük, hogy a felsoroltakon kívül számos más, elméletileg és kísérletileg ellenőrzött javaslat merült fel (kisfrekvenciás mágneses pumpálás, turbulens fűtés stb. [Fu 75]), ezekkel azonban most nem foglalkozunk.

1 *A plazma fűtése elektromágneses hullámokkal* a következő frekvenciatartományokban valósítható meg: elektron-ciklotronrezonancia, ion-ciklotronrezonancia, valamint a plazmarezgések és a ciklotronmozgások összecsatlódásából eredő hibrid rezonanciák.

A plazmában terjedő elektromágneses hullámok diszperziós relációi különböző alakúak attól függően, hogy a hullám  $\kappa$  terjedési vektora, ( $\kappa = 2\pi/\lambda$ ) hogyan áll a  $\mathbf{B}$  mágneses indukcióhoz képest. A következőkben a legegyszerűbb eseteket tekintjük át a fizikai lényeg megvilágítására.  $\mathbf{B}$  irányában jobbra (+), illetve balra (-) forgó cirkulárisan polarizált hullám terjedhet, a megfelelő diszperziós relációk:

$$\frac{c^2 \kappa^2}{\omega^2} = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 \mp \omega \Omega_e} - \frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2 \pm \omega \Omega_i} \quad (2.65)$$

A bal oldalon a törésmutató négyzete áll. A kifejezésben szereplő nevezetes frekvenciák:

$$\omega_{pe,i} = \sqrt{\frac{ne^2}{\epsilon_0 m_{e,i}}} \quad (2.66)$$

az elektron- (e), illetve ion-plazmafrequencia (i) és

$$\Omega_{e,i} = \frac{eB}{m_{e,i}} \quad (2.67)$$

a megfelelő részecskére vonatkozó ciklotronfrequencia.  $\mathbf{B}$ -re merőleges irányban ugyancsak két hullám terjedhet, a lineárisan poláros ordinárius (O) hullám  $\mathbf{B}$ -vel párhuzamos elektromos vektorral és az

elliptikusan polarizált extraordinárius (X) hullám **B**-re merőleges elektromos vektorral.\* A diszperziós relációk rendre:

$$\omega^2 = \omega_{pe}^2 + c^2 \kappa^2, \quad (\text{O}) \quad (2.68)$$

$$\frac{c^2 \kappa^2}{\omega^2} = f\left(\frac{1}{\omega^2 - \omega_{fh}^2}, \frac{1}{\omega^2 - \omega_{ah}^2}\right), \quad (\text{X}) \quad (2.69)$$

ahol  $f$  a feltüntetett argumentumoknak monoton növekvő, bonyolult függvénye. Az itt szereplő frekvenciák,

$$\omega_{fh} = \sqrt{\omega_{pe}^2 + \Omega_e^2}, \quad (2.70)$$

$$\omega_{ah} = \frac{\omega_{pi} \Omega_e}{\sqrt{\omega_{pe}^2 + \Omega_e^2}} \approx \sqrt{\Omega_e \Omega_i}, \quad (2.71)$$

az ún. felső, illetve alsó hibrid frekvencia.

A rezonanciafrekvenciák ( $\kappa^2(\omega) \rightarrow \pm \infty$ ) a diszperziós relációkból könnyen kiolvashatók. A **B**-vel párhuzamosan terjedő cirkulárisan polarizált +, illetve – hullám az  $\Omega_e$  elektron-ciklotron-, illetve az  $\Omega_i$  ion-ciklotronrezonanciát tudja gerjeszteni. A hullám a tórusznak addig a pontjáig terjed, ahol a rezonanciafeltétel teljesül (emlékeztünk arra, hogy a tokamakban a mágneses indukció helikális szerkezetű és nagysága helyről-helyre változik), itt az elektronokat vagy az ionokat folyamatosan gyorsítva energiáját elveszti. A megfelelő frekvenciatartomány  $\Omega_e/2\pi \approx 100$  GHz, illetve  $\Omega_i/2\pi \approx 50 - 100$  MHz környékén van. A **B**-re merőlegesen terjedő (2.69) X-hullám pl. az  $\omega_{fh}$  felső hibrid rezonanciát gerjesztheti. Ez a hullám részben longitudinális, ezért energiáját az elektrosztatikus elektronplazmarezgések abszorbeálják. Ugyanígy, az  $\omega_{ah}$  alsó hibrid rezonancián elektrosztatikus ionoszillációk gerjeszthetők. A megfelelő frekvenciatartomány  $\omega_{ah}/2\pi = 0,5 - 5$  GHz környékén van. Az O-hullám nem mutat rezonanciatulajdonságot.

A felsorolt fűtési frekvenciatartományokban a tényleges viszonyok a vázoltnál sokkal bonyolultabbak. Figyelembe kell venni a

\* A plazmafizikában az ordinárius és extraordinárius megjelölés jelentése ellentétes azzal, ami a kristályoptikában szokásos!

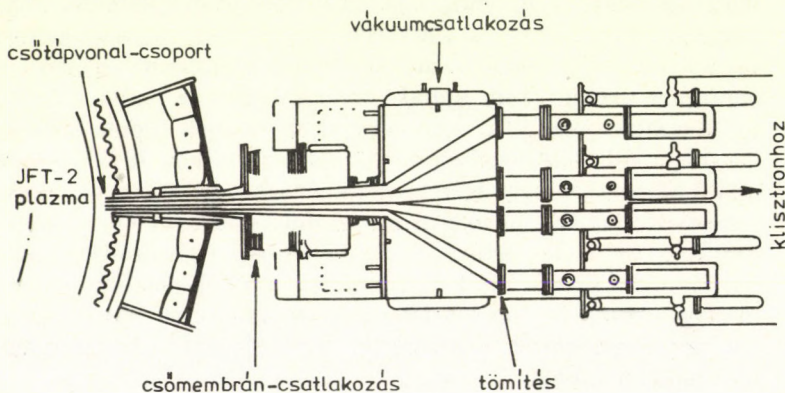
hőmérsékleti effektusokat, figyelembe kell venni a plazma törésmutatójának, illetve a reflexiós zónáknak a hatását (a reflexiós zónák azok, ahol  $\kappa^2 = 0$ ) a hullám terjedésére, valamint az ütközések hatását, ezek elsősorban a rezonanciák élességét csökkentik.

A tokamak-berendezéseknél az elektron-ciklotronfrekvencia és a felső hibrid frekvencia elég közel esik egymáshoz, de a megkülönböztetést elsősorban az teszi nehezzé, hogy a béléscsöbe, illetve az amúgy is inhomogén plazmába becsatolt hullám terjedési viszonyai bonyolultak. A 100 GHz-es frekvencia nagyságrendben számottevő teljesítményű mikrohullámú generátort egészen a legutóbbi évekig nem tudtak építeni. Ezért a szóban forgó frekvenciatartományban való fűtés jobbra csak hipotetikus jelentőségű volt, bár kisteljesítményű fűtéssel (60 kW 70 GHz-en) a TM-3 tokamaknál igen ígéretes eredményeket értek el: a nagyfrekvenciás energia 30%-át sikerült becsatolni a plazmába úgy, hogy az termikus elektronenergiává alakult. Újabban a girotron-technika felfedezésével [Za 74] és kifejlesztésével [Po 77] lehetőség nyílt mintegy 100 GHz frekvencián 200 kW folytonos teljesítményt sugárzó generátorok építésére és kipróbálására. A kísérletek folyamatban vannak.

Az ion-ciklotronrezonancia tartományban a rádiófrekvenciás teljesítmény betáplálása a plazmahengert.körülvevő tekercsekkel, hurok-, vagy dipólusrendszerrel történik. Nem jelent nehézséget 0,5—1 MW folytonos teljesítményt sugárzó generátorok építése, bizonyos technikai problémát okoz azonban az, hogy az antennarendszer szükségképpen túlságosan közel helyezendő el a plazmához. A legeredményesebb fűtési kísérletek a princetoni Plazmafizikai Laboratórium ATC tokamakjánál történtek az  $\omega = 2\Omega_i(D^+)$  frekvenciatartományban [Po 77]. A betáplált energia mintegy 2 kJ-t ért el, ez majdnem teljesen az ionkomponens termikus energiájának a növekedésében jelent meg és összemérhető volt a plazma ohmos fűtéssel nyert energiájával. A maximális fűtési hatásfok mintegy 40% volt. Az ionkomponens energiájának további növekedését megakadályozta az, hogy a diszrupció fellépését jelző  $m = 2$  MHD-módus túlságosan erősödni kezdett.

Az alsó hibridfrekvencia-tartomány sok tekintetben igen kedvező. Klisztrononként mintegy 0,5 MW folytonos mikrohullámú

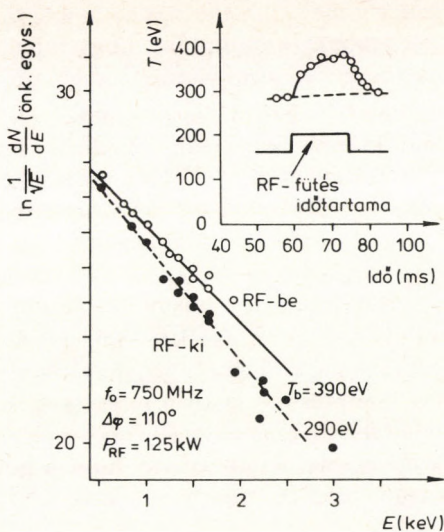
teljesítmény jelenleg is megvalósítható, a becsatolás csőtápvonalakkal történhet. Újabban kimutatták, hogy alkalmas fázisban megtáplált csőtápvonal-csoport különösen jó hatásfokkal csatolja a nagyfrekvenciás teljesítményt a plazmába [Br 76], és a reflektált teljesítmény hányada minden hangolás nélkül 10% alá szorítható. A frekvenciatartományban számos fűtési kísérletet végeztek, lényegé-



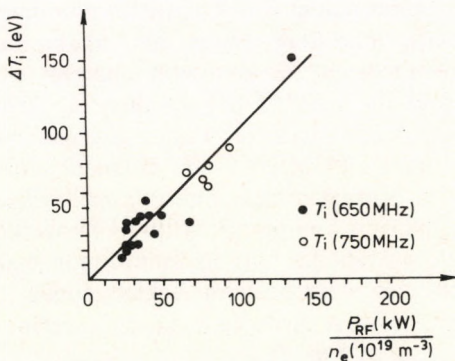
2.31. ábra. Fűtés elektromágneses hullámokkal az alsó hibridrezonancián, a JFT-2 tokamagnál, felülnézetben [Fu 78]

ben egybehangzó eredményekkel. Jellegzetes példaként a JFT-2 tokamakon elért főbb eredményeket mutatjuk be. A mikrohullámú teljesítményt (0,65–0,75 GHz frekvencián maximálisan 200 kW) négy, 1,4 cm × 29,0 cm-es derékszögű csőtápvonalon táplálták be (2.31. ábra), 20 ms időtartamra. Hatásos ionfűtést tapasztaltak:  $\Delta T_i/T_i = 50 - 60\%$  135 kW-on (2.32. ábra) és megállapították, hogy az ionhőmérséklet a betáplált teljesítménnyel arányos (2.33. ábra), mialatt az elektron-hőmérséklet az ohmos fűtéssel elért szinten maradt.

2. Az adiabatikus kompresszióval való fűtés lényege az, hogy valamilyen, az előzőben vázolt disszipatív módszerrel előfűtött plazmát a  $\tau_E$  energia-összetartási időnél gyorsabban végbemenő (reverzibilis) adiabatikus kompressziónak vetünk alá. A komp-



2.32. ábra. A JFT-2 plazma semlegesatom-spektruma RF-fűtéssel és anélkül. A  $T_i$  ionhőmérséklet a logaritmikus spektrum meredekségéből adódik. A jobb felső ábrarészlet az ionhőmérséklet időbeli változását mutatja [Fu 78]



2.33. ábra. Az ionhőmérséklet-növekedés mint a normált RF-teljesítmény függvénye két frekvenciánál, az alsó hibridrezonancia környezetében. Az abszcissa a plazmasűrűséggel osztott RF-teljesítmény [Fu 78]

resszió végbemehet a plazmagyűrű szűkítése ( $R$  csökkentése) révén, ami a  $B_{\perp}$  vezérlő indukció változtatásával valósítható meg, vagy a  $B_{\theta}$  toroidális indukció megnövelésével, esetleg a kettő kombinációjával. Kimutatható azonban, hogy ohmikus előfűtés esetén  $B_{\theta}$  növelésével való kompresszió nem feltétlenül hatásos, ezért a tokamaknál — ahol az ohmos előfűtés mindenképpen adott — elsősorban a plazmagyűrű szűkítése jön számításba.

A tokamakban a  $B_{\theta}$  toroidális indukció a tórusz szimmetriatengelyétől mért távolsággal fordítva arányos, ezért a nagysugár értékét  $R' = R/C$ -re változtatva ( $C > 1$ ) a toroidális indukció  $B'_{\theta} = B_{\theta}C$  lesz és a kissugár értéke  $a' = a/\sqrt{C}$  értékre csökken. Az eredő hatás a plazmatérfogat csökkenése, illetve a plazmasűrűség növekedése  $C^2$  arányban. Ha a kompresszió lassú a részecskék átlagos ütközési idejéhez képest (általában ez a helyzet), akkor a plazmahőmérséklet  $C^{4/3}$ -szorosára növekszik. Kimutatható, hogy a poloidális  $\beta_p$  és a toroidális  $\beta$  paraméterek  $C^{1/3}$ -szoros, illetve  $C^{4/3}$ -szoros értéket vesznek fel.

Az úttörő jelentőségű kompressziós kísérletek két kisméretű tokamaknál, a szovjet TUMAN-2 és a már említett ATC tokamaknál folytak [Be 73, Bo 72]. Az első esetben rögzített nagysugárnál növelték meg a toroidális indukciót 0,32 T-ről 1,15 T-ra 120  $\mu$ s alatt, a plazmaáram kb. 10 kA volt. Az elektronsűrűség 3,5-es, az elektron-hőmérséklet 2,5-es faktoriall nőtt. Ezek az értékek a várakozás alatt maradtak, mert az adiabatikussági feltétel ( $\tau_E \gg 120 \mu$ s) nem teljesült. Hasonló volt a helyzet az ATC-nél, ahol konstans toroidális indukciónál a plazmagyűrű nagysugarát csökkentették  $C = 2,3$  tényezővel. Bár az energiatárolási idő (2 ms) hosszabb volt, mint a TUMAN-2-nél, ugyanennyi időt vett igénybe a kompresszió is, és ezért az elektronkomponens észrevehetően hűlt a kompresszió alatt. A kompresszióarányból következő háromszoros hőmérséklet-növekedés csak az ionkomponensnél jelentkezett ( $T_{i,max} \approx 0,7$  keV), az elektron-hőmérséklet csupán 2,5-es faktoriall nőtt ( $T_{e,max} \approx 2,5$  keV). A sűrűség a várakozás szerinti 5-ös faktoriall növekedett ( $n_{max} \approx 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ).

3. *Fűtés semleges részecskenyalábbal.* Az előzőekben ismertetettől alapvetően különböző eljárás a részecskékkel való fűtés. A plazma mágneses tárolása miatt töltött részecskéket nem tudunk

belőni, így nagy energiára gyorsított semleges atomnyalábot használnak erre a célra. A semleges részecskék akadály nélkül átjutnak a mágneses falon, a plazma részecskéivel való kölcsönhatás eredményeként töltésre tesznek szert, így befogódnak a tokamakba, majd ütközések révén energiájuk egy részét átadják a plazmának.

Ezzel kapcsolatban joggal vethető fel az a kérdés, hogy ez miben különbözik az 1.1 pontban tárgyalt ionnyaláb — szilárd target sémától, amiről akkor már kimutattuk, hogy nem gazdaságos. Ez azonban annak volt a következménye, hogy az ionizációs és Coulomb-szórás veszteségek nagyok a fúziókból származó energiához képest. Plazma esetében a plazmát alkotó részecskék már eleve ionizáltak, a Coulomb-szórás miatti sugárzási veszteségek pedig a hőmérséklet növelésével csökkennek. Így, amint azt először az ötvenes évek második felében felvetették [La 55], [Ba 59], [Go 61a], kellően magas hőmérsékletű plazma esetében lehetséges a részecskenyalábbal való gazdaságos fűtés.

A fúziós (D vagy D-T) plazmába lőtt semleges nyalábnak (általában deutériumnyalábnak) három szerepe lehet:

1. Fúziós energiát termel, ennek egy hányada  $\alpha$ -részek formájában visszamarad a plazmában és fűti azt (alkalmas konstrukció esetén).

2. A belőtt részecskék a plazmát alkotó részecskékkel ütközve fűtik a plazmát.

3. A nyaláb pótolja (részben vagy egészben) az elhasznált üzemanyagot (deutériumot vagy tríciumot).

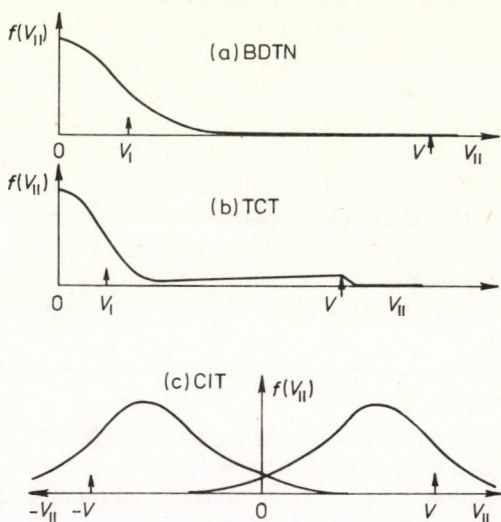
Attól függően, hogy melyik szerep a domináns, egy semleges fűtésű fúziós reaktornak különböző üzemmódjai lehetségesek [Ja 77]:

- a) BDTN (beam-driven thermonuclear) reaktor. A nyaláb egyedüli funkciója az ütközések révén való fűtés. Az ionok sebesség szerinti eloszlása alig változik, csupán a nagyenergiás rész nyúlik el jobban. Ez sematikusan a 2.34a. ábrán látható. A termelt fúziós energia teljes egészében a plazma részecskéi között bekövetkezett fúziókból származik.

- b) TCT (two-energy component torus) reaktor. Az ionok kezdeti Maxwell-eloszlása a belőtt jelentős mennyiségű részecske hatására

megváltozik, a nagyenergiájú részen még egy maximum keletkezik (2.34b. ábra). A fúziós energia főként a plazma ionjai és a belőtt gyors ionok közti reakcióból származik. Ha a plazma ionösszetartási ideje lényegesen nagyobb, mint az energia-összetartási ideje, a nyalábnak jelentős szerepe van a fűtőanyag-ellátásban.

c) Az ionok sebességeloszlása dominánsan anizotrop. Ilyen pl. a CIT (counterstreaming-ion torus), amiben, durván szólva, két ellentétesen haladó nyaláb van, amint a 2.34c. ábrán látható. Ez az



2.34. ábra. Az ionok sematikus sebességeloszlása semleges fűtésű plazmában: a) BDTN reaktor b) TCT reaktor c) CIT reaktor.  $V$  a belőtt nyaláb sebessége

eset akkor áll elő, amikor pl. két tangenciális, ellentétes haladási irányú nyalábot lövünk a plazmába. Ilyenkor a fúziós energia elsősorban az ellentétesen haladó részecskék reakcióiból származik, a fűtőanyag-ellátást pedig teljes egészében a nyalábok biztosítják.



Mindhárom esettel kapcsolatban hangsúlyoznunk kell, hogy az elméleti előrejelzések szerint a stacionárius esetben kialakuló ioneloszlások stabilisak, nem lépnek fel instabilitások, ha a nyaláb belövési sebessége kisebb a plazma Alfvén-sebességénél. Ez a feltétel a gyakorlatban teljesül.

Energiatermelő reaktorként a fenti típusok mindegyike elképzelhető, a jelenlegi kísérleti körülmények között azonban csak az a) eset valósítható meg. A továbbiakban így kizárólag ezzel foglalkozunk. Először megvizsgáljuk a semleges részecskék behatolását a plazmába, majd a gyors ionok tokamakban való tárolásának kérdésével foglalkozunk, ezután a nyaláb és a plazma kölcsönhatását tekintjük át energetikai szempontból, végezetül pedig röviden érintjük a nyaláb által indukált áram és plazmaforgás kérdését.

A felhasznált semleges nyaláb energiáját az az alapvető követelmény határozza meg, hogy a semleges részecskéknek a plazma közepébe kell jutniuk, még mielőtt töltésre tennének szert. Az  $I_{b0}$  semleges fluxus attenuációja:

$$I_b(x) = I_{b0} \exp \left[ - \frac{1}{v_b} \int K(x) n_e(x) dx \right], \quad (2.72)$$

ahol  $v_b$  a nyaláb sebessége,  $x$  a nyaláb útja mentén mért távolság és

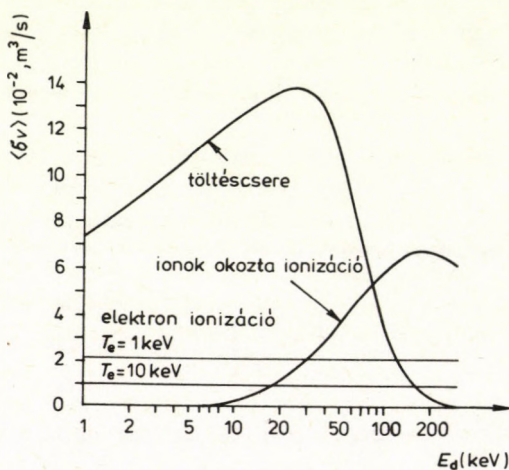
$$K = \sum_i \frac{n_i}{n_e} \langle \sigma_{cx} v_{bi} \rangle + \sum_i \frac{n_i}{n_e} \langle \sigma_i v_{bi} \rangle + \langle \sigma_e v_e \rangle. \quad (2.73)$$

Itt  $\sigma_{cx}$  és  $\sigma_i$  a plazma ionjaival való töltéscserés és ütközési ionizáció,  $\sigma_e$  az elektronokkal való ütközési ionizáció hatáskeresztmetszete,  $v_{bi}$  a semleges atom — plazmaion relatív sebesség, az  $i$ -re való összegzés pedig a plazmát alkotó összes ionra elvégzendő. A 2.35. ábrán láthatók az egyes mechanizmusokhoz tartozó abszorpciós együtthatók, azaz a megfelelő  $\langle \sigma v \rangle$  értékek [Ri 71]. A jelenlegi kísérletekben használt 20—40 keV semleges energiák mellett a töltéscsere dominál,  $\sim 50$  keV fölött azonban az ionokkal történő ütközési ionizáció a fontosabb. Az  $n_e(x) = \text{állandó}$  feltevessel, az

egyszerű exponenciális attenuáció esetére definiáljuk a befogási hosszúságot:

$$\lambda = \frac{v_b}{Kn_e} \quad (2.74)$$

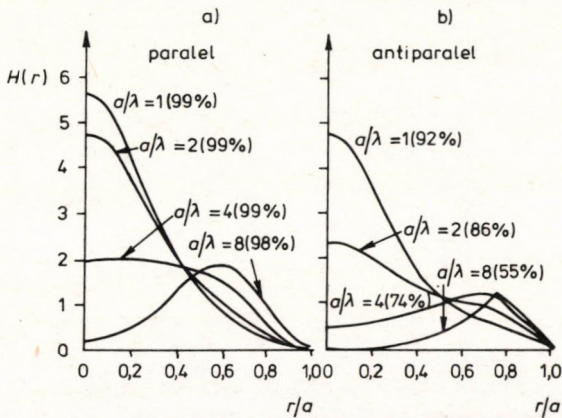
Világos, hogy  $\lambda$  értéke kulcsfontosságú abból a szempontból, hogy a részecskék zöme a plazma tengelyéhez közel fogódjon be. A 2.36a. és b. ábrán a semlegesek plazmán belüli befogódásának helyfüggésére



2.35. ábra. A nyaláb-plazma kölcsönhatás különböző mechanizmusainak  $\langle \sigma V \rangle$  abszorpciós együtthatója deutériumnyaláb és hidrogénplazma esetében [Ri 71]

jellemző  $H(r)$  függvény látható  $a/\lambda$  különböző értékeire.  $H(r)$  az egy adott mágneses felületen újonnan befogott semleges részecskék arányára jellemző szám. Az a) ábra a plazmaárammal párhuzamos, a b) ábra az ellentétes tangenciális injektálás esetére vonatkozik [Ro 74]. A számításokat itt is parabolikus sűrűségeloszlást feltéve végezték. Látjuk, hogy paralel belövés esetén  $\lambda/a > 1/4$ -re az eloszlás a tengelyen csúcsosodik. Antiparalel esetben ez a csúcsosodás nem olyan markáns és a plazmába befogott részecskék aránya is lényegesen kedvezőtlenebb.

A fűtés hatékonyságának szempontjából mindenképpen  $H(r)$ -nek a tengelyen való csúcsosodása kívánatos, mivel mint már említettük, a domináns veszteség az ionok esetében a hővezetés, és a plazma forró része így kerül legtávolabbra a hideg külsőtől, illetve a faltól. A plazma külső részében befogott atomok jelentős hányada ugyanakkor elvész a rendszerből, töltéscsere vagy neoklasszikus diffúzió útján. Így mindenképpen a paralel belövési mód látszik követendőnek, legalább  $\lambda/a > 1/4$ -et megkövetelve. A 2.37. ábrán látható  $\lambda/a = 1/4$  esetére a nyaláb energiájának függvényében a plazmaoszlop megengedhető átlátszatlansága, vagyis az  $n_e a$  szorzat.

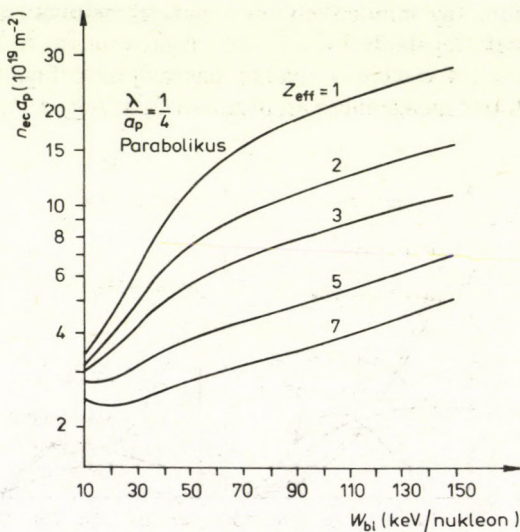


2.36. ábra. Egy adott mágneses felületen újonnan ionizálódott semlegesek számának a sugártól való függése  $a/\lambda$  különböző értékeire, paralel és antiparalel belövés esetén. Az egyes görbékhez megadtuk a plazmába befogódott semlegesek arányát [Ro 74]

Az ábra parabolikus sűrűségeloszlást feltéve készült,  $\lambda$ -t a középponti sűrűséggel számítva. Az egyes görbék a szennyeződés hatását mutatják  $\left( Z_{\text{eff}} = \frac{1}{n_e} \sum_i n_i Z_i^2 \right)$ .

Numerikus számítások szerint a szennyeződések egy új instabilitás felléptére vezethetnek [Po 76]. Hatásukra a nyaláb a plazma külsejét fűti, ez növeli a béléscső sugárterhelését, ez tovább növeli a szennyeződést, ez az abszorpciót, és így tovább. Mindaddig ezt

kísérletileg még nem figyelték meg. A 2.37. ábráról az is látszik, hogy reaktorméretű plazma esetén a szükséges nyalábenergia több száz keV is lehet. Ez igen kedvezőtlen a számunkra, mert technikai és fizikai okok miatt adott teljesítményt hordozó semleges nyaláb előállításának hatékonysága az energiával drasztikusan csökken,

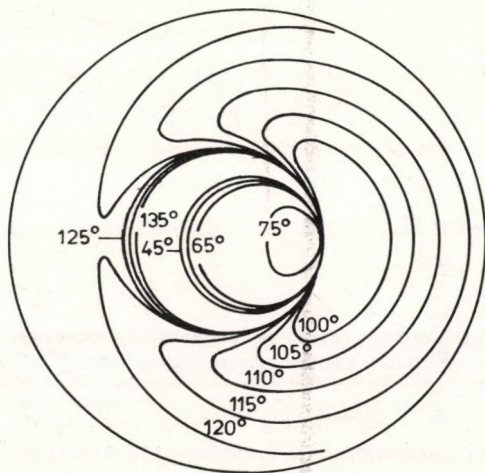


2.37. ábra. A plazmaoszlop megengedhető „átlátszatlansága” vagyis  $n_e a_p$  a nyaláb energiájának függvényében, különböző effektív rendszámokra [Ja 77]

így olyan eljárások kidolgozása kívánatos, amelyekkel a behatolás-hoz szükséges energia redukálható. Az egyik megoldás a mágneses tengelyre merőleges injekció, így a nyaláb energiája legalább egy másfeles faktossal csökkenthető [Sm 75].

Ebben az esetben az újabb nehézségek egyike a mikroinstabilitások fellépésének némileg megnőtt veszélye, a másik pedig (a lényegesebb) a nagy eltolódású banánpályákra befogott részecskék arányának növekedése. Ezeknek a pályája ugyanis metszi a limitert. Ez utóbbi (valamint a paralel és antiparalel belövés közti, a 2.36. ábrán indikált különbség) elvezet bennünket a következő kérdéshez,

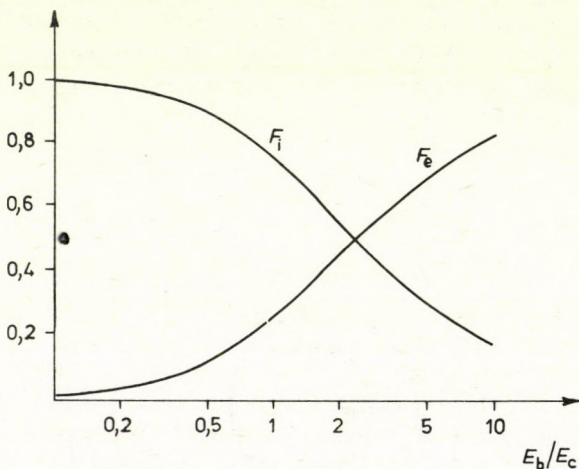
a befogott részecskék összetartásához a tóruszban. Rome és munkatársai [Ro 76] kiszámították a tokamak egy adott pontján keletkező, a toroidális térrel különböző szöget bezáró részecskék pályáját. Az eredmény a 2.38. ábrán látható. A kiválasztott pont az ekvátorsíkban fekszik, a plazmaoszlop külső oldalán, a tórusz tengelyétől  $r/a=0,3$  távolságra, ahol  $a$  a limiter sugara.  $\chi < 45^\circ$  esetére a pályák gyakorlatilag egybeesnek, úgyszintén  $\chi > 135^\circ$ -ra, és  $90^\circ < \chi < 120^\circ$ -nál a részecskék banánpályára fogódnak be. Az ábráról világosan látszik, hogy a legjobb összetartást az árammal párhuzamosan belőtt, szabad részecskékre kapjuk, a legrosszabbat



2.38. ábra. A tórusz külső oldalán,  $r/a=0,3$ -nál keletkező protonok pályájának vetülete, a részecske sebessége és a toroidális tér közötti szög különböző értékeinél, az ORMAK-ban [Ro 76]

a banánpályákra befogottakra. Ha a semleges részecskék a plazmaoszlop belső oldalán ionizálódnak, az antiparalel belövés a kedvezőbb. A nyaláb attenuáciája miatt azonban a részecskék többsége általában a külső oldalon fogódik be, így a paralel belövés az előnyösebb. Ebből a szempontból a legrosszabb a helyzet a

merőleges vagy majdnem merőleges belövésnél a banánpályákra került részecskék miatt. (Természetesen tangenciális belövésnél is kerülnek ionok a banánpályákra a plazma ionjaival történő ütközések következtében.) Ezeknek a szerepe azonban reaktorméret felé haladva csökken, mivel a poloidális Larmor-sugár aránya



2.39. ábra..Az elektronoknak ( $F_e$ ) és az ionoknak ( $F_i$ ) a lassulás során átadott energiahányad a belövési energia függvényében [Co 79]

a plazma sugarához közelítőleg arányos  $\sqrt{E_b/I_p}$ -vel, ahol  $E_b$  a nyaláb részecskéinek energiája,  $I_p$  pedig a plazmaáram. Itt emlékeztetünk arra, hogy a részecskék eltolódása kifelé  $\approx \sqrt{a/R\rho_\phi}$ . Közelítő szabálynak azt állíthatjuk fel, hogy kielégítő összetartást akkor kapunk, ha

$$I_p \gtrsim 300 \sqrt{\frac{E_b}{30 \text{ keV}}} \text{ (kA)}. \quad (2.75)$$

Pár száz keV-es nyalábhoz tehát megaamperes plazmaáram szükséges.

A részecskepályákkal kapcsolatban meg kell még jegyeznünk, hogy a toroidális térnek az őt előállító tekercsek korlátozott száma

miatt mindig fellépő inhomogenitása következtében a részecskék egy része ezekbe a lokális inhomogenitásokba fogódik be. Van olyan elképzelés is, amelyik ezt az effektust akarja felhasználni a behatoláshoz szükséges energia csökkentésére [Ja 76].

Térjünk most át a nyaláb és a plazma kölcsönhatásának kérdésére. A gyakorlatban mindig az a helyzet, hogy a nyaláb részecskéinek  $v_b$  sebessége kisebb az elektronok és nagyobb az ionok átlagsebességénél:  $v_e > v_b > v_i$ . Ilyen feltételek mellett egy gyors ion először főként az elektronokkal való ütközések révén veszít energiát, majd egy kritikus  $E_c$  energia alatt energiájának java részét az ionoknak adja át. Ez az érték [Bi 78]:

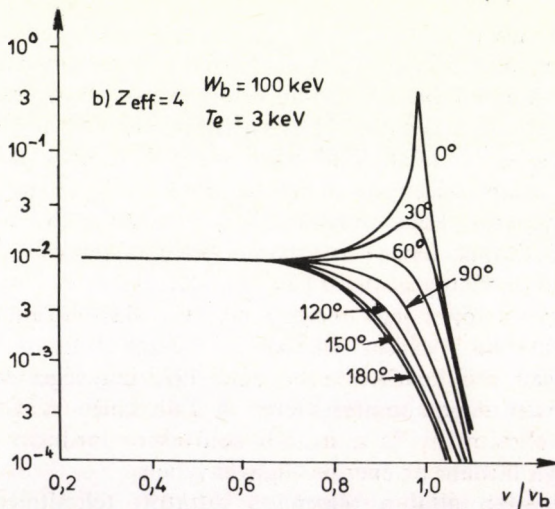
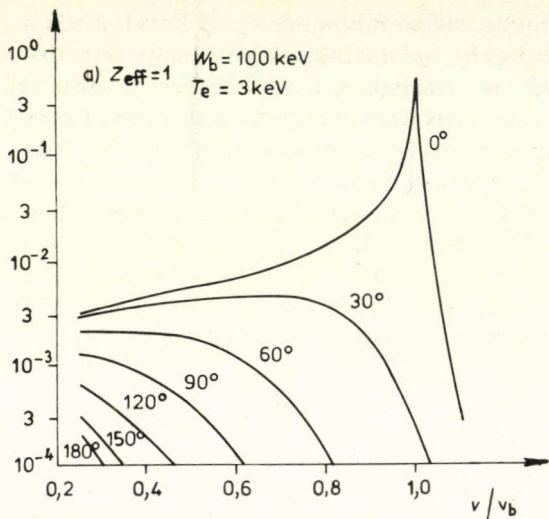
$$\frac{E_c}{kT_e} \approx \left(\frac{M}{m}\right)^{\frac{1}{3}} Z_{\text{eff}}^{\frac{2}{3}} \sim 10-20. \quad (2.76)$$

A 2.39. ábrán a nyaláb energiájának függvényében feltüntettük a lelassulás során az elektronoknak, illetve ionoknak átadott energiahányadot [Co 79].

Ha az injektálás folyamatos, akkor olyan stacionárius eset áll elő, amikor a gyors ionok plazmán belüli sebességeloszlása a 2.40a—b. ábrán látható alakú [Ja 77]. A különböző görbék az ionsebesség és a mágneses tér közti különböző szögnek felelnek meg. Látható, hogy a szennyezések erősen befolyásolják a szög szerinti megoszlást. Megjegyezzük, hogy ennél a számításnál nincs figyelembe véve a diffúzió. Ennek hatása azonban a belövési sebesség feletti farkat leszámítva elhanyagolható [Fr 74], [Ki 76].

A gyors ionok egy része a lassulás alatt fuzionál a plazma ionjaival. Az ilyenkor keletkező  $\alpha$ -részecskék fűtik a plazmát; ez jelentősen csökkentheti a begyűjtáshoz szükséges teljesítményt, különösen magas hőmérsékleten. A 2.41. ábrán az  $\alpha$ -részecskék révén nyert teljesítmény és a nyaláb belövésére fordított teljesítmény viszonya látható az energia függvényében.

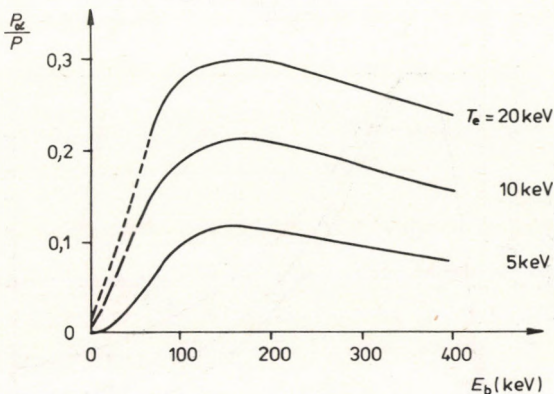
A nyaláb által a plazmába juttatott teljesítmény hatására bekövetkező hőmérséklet-növekedés  $\lambda/a_p$ -n kívül erősen függ a veszteségek plazmán belüli eloszlásától is. Ionokra a domináns veszteségi forma a hővezetés. A hővezetési együtthatót  $\text{konst}/(1 - r^2/a^2)^\rho$  alakban felvéve,  $\rho$  különböző értékei mellett elkészíthetjük



2.40. ábra. Deutériumionok stacionárius sebességeloszlása 100 keV-es deutériumnyalábbal fűtött deutériumplazma esetére. Az egyes görbéknel megadtuk a sebesség és a mágneses tengely szögét. Feltűnő az effektív rendszám növekedésének hatása [Ja 77]



a 2.42. ábrán látható diagramot [Co 79]. Ezen a középponti hőmérséklet és az injektált teljesítmény viszonya látható  $a/\lambda$  függvényében. Az ennek megfelelő  $\bar{n}/E$  a felső tengelyen van ábrázolva, itt  $\bar{n}$  a plazma átlagos sűrűsége. Erről leolvashatjuk, hogy

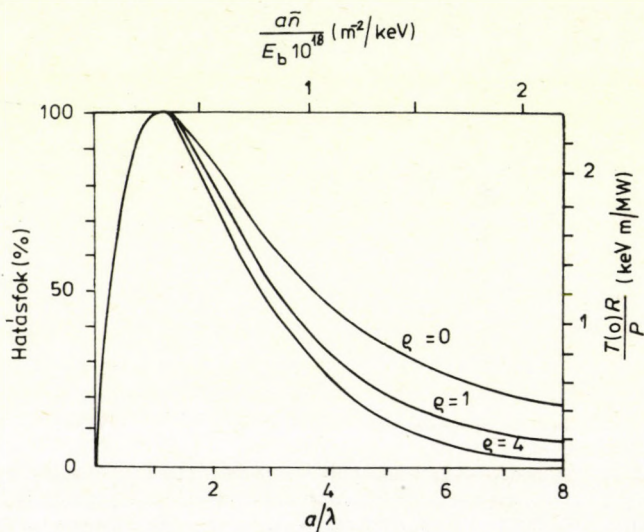


2.41. ábra. A nyaláb-plazma fúziókból származó  $\alpha$ -részek teljesítményének viszonya a nyaláb belövésére fordított teljesítményhez a nyaláb energiájának függvényében, három különböző elektron-hőmérsékletre, 50–50% D-T plazma esetén [Co 79]

a begyűjtáshoz adott energia mellett milyen teljesítmény szükséges. Ha pl.  $\bar{n}a = 10^{20} \text{ m}^{-1}$  mellett a begyűjtési hőmérséklet 10 keV-nek vesszük, az adott esetben ideális 400 keV nyaláb energia mellett,  $R = 4 \text{ m}$  esetén 16 MW szükséges.

Az első semleges fűtéses kísérletet 1972-ben végezték a culhami CLEO-nál. Azóta számos más berendezésnél (ATC, ORMAK, DITE, TFR, T11, PLT stb.) alkalmazták ezt az eljárást, 40 kW—2,4 MW teljesítmény- és 14 keV—60 keV energiatartományban. A legmagasabb ionhőmérsékletet, a 7,1 keV-ot a PLT-nél érték el [St 80]. A TFR kivételével a paralel vagy antiparalel tangenciális belövést alkalmazzák, a TFR-nél a nyaláb  $80^\circ$ -os szöget zár be a mágneses tengellyel. Az összes eddigi kísérletben azt találták, hogy a hőmérséklet-növekedés lineárisan nő a plazmába juttatott tel-

jesítménnyel. Ez igen biztató, de reaktorméretek felé haladva a behatoláshoz szükséges energia növekedésével a semleges nyaláb előállításának hatékonysága drasztikusan csökken. Jelenleg ez tűnik az elsősorban megoldandó kérdéseknek.



2.42. ábra. Az elért középponti hőmérséklet és az injektált teljesítmény hányadosa  $a/\lambda$ , illetve  $\bar{n}/E_b$  függvényében. A bal oldali függőleges tengelyen az injektált teljesítménynek a plazmában maradó aránya látható. A különböző  $\rho$  értékek a hővezetési együttható különböző helyfüggésének felelnek meg

Végezetül megemlítjük, hogy a semleges fűtés a plazma forgására és toroidális áram fellépésére vezethet [Su 79], [St 78]. Az így fellépő toroidális áram segítségével a tokamak esetleg folyamatos üzemeltetésűvé tehető [Oh 70].

## 2.7 Számítógépes vezérlés és adatgyűjtés

A tokamak-kísérletek költsége, beleértve a berendezés üzemeltetését is, nagyjából megegyezik az azonos vákuumtérfogatú gyorsítóval végzett magfizikai, vagy részecskefizikai kísérletekével,

és többé-kevésbé ugyanez áll az üzemeltetés és a kísérletek komplexitására is. A tokamak-kutatás kezdeti, felfutó szakaszában még a nagyobb berendezések ( $R \lesssim 1,5$  m) üzemeltetése sem igényelt jó műszaki és fizikai érzéknél többet, a fizikai kísérletek mérőberendezései pedig zömmel tárolóoszilloszkópos kijelzéssel és fotografikus rögzítéssel működtek. A tapasztalat azt mutatja, hogy a modern, nagyobb igényű tokamak-kísérletek komplexitása tetemesen megnőtt és olyan adattömeggel dolgoznak, hogy hagyományos úton a mérések többé már nem végezhetőek. Az elmúlt évtized második felétől kezdve ezért fokozatosan fejleszteni kezdték a számítógépes vezérlő- és adatgyűjtő-rendszereket. A jelenleg épülő nagyberendezések (T-15, JET, TFTR, JT-60) kivétel nélkül ilyen módon fognak működni.

A számítógépes rendszerek főbb funkciói a következők:

— A tokamak különböző üzemmódjainak megfelelő, nagyrészt egymáshoz csatolt elemekből álló adatbázis tárolása és aktivizálása a kiválasztott üzemmódnak megfelelően. Itt elsősorban műszaki, pl. elektrotechnikai, vákuumtechnikai paramétertömegre kell gondolkodni.

Ezt követően, a kisülés előkészületi fázisában, a kisülés alatt és a kisülés lezáró fázisában:

— A berendezés monitorozása és vezérlése a bekapcsolás és kisülés során (pl. a plazmagyűrű helyzetének stabilizálása vissz szabályozással a kisülés alatt, programozott gázbetáplálás).

— A műszaki és fizikai diagnosztikai mérőrendszer aktivizálása, adatgyűjtés, átmeneti adattárolás és előfeldolgozás, adatátvitel, a nyers, illetve redukált méréseredmények gyors megjelenítése (pl. a plazmaáram időbeli változása, a plazmasűrűség radiális eloszlása).

— A műszaki és fizikai mérésadatok rendszerezése és tárolása, illetve archiválása, a lekapcsolási rutinfeladatok vezérlése.

A mérésadatok részletesebb feldolgozása általában időigényes feladat, ez a kisülések közötti (jelenleg általában 5–15 perces) szünetben történik, esetleg a rendszerrel kapcsolatban álló nagyszámítógép (host computer) igénybevételével.

A következőkben példaként az Euratom épülőfélben lévő JET (Joint European Torus) berendezésének CODAS nevű vezérlő- és adatgyűjtő-rendszerét [Bo 78] ismertetjük. Más publikált számító-

gépes rendszerek, pl. a JT-60, vagy a TEXTOR tokamakhoz kidolgozott elképzelések [Su 78], [Ho 78] lényegében hasonlóak, bár a korlátozottabb kutatási célkitűzések következtében kevésbé általános igényűek.

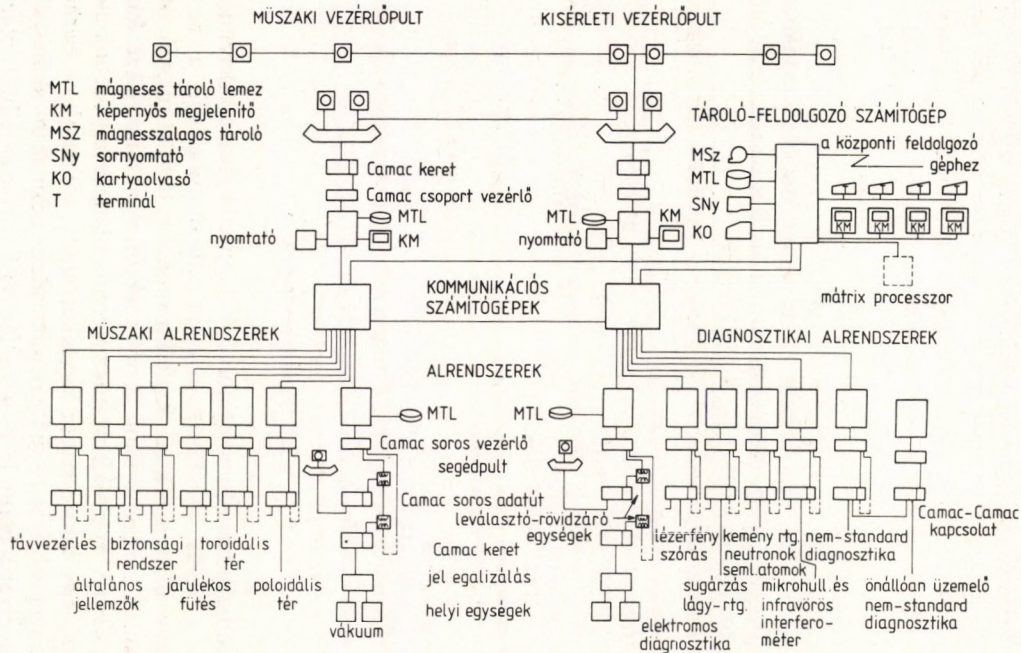
A CODAS-ban (Control and Data Acquisition System) három különböző információs csatorna rendszer van:

- a központi reteszelő és biztonsági rendszer,
- a központi időjel és időzítőjel hálózat;
- a számítógép kommunikációs rendszer.

E három rendszer természetesen kapcsolatban van egymással, jelentőségben és igénybevétel szempontjából a harmadik a legfontosabb. Az első kettővel itt nem foglalkozunk.

A tokamakhoz kapcsolt műszaki és fizikai mérőberendezések, készülékek (az ún. lokális egységek) összessége alrendszerek szerint van csoportosítva úgy, hogy egy alrendszer autonóm funkcionális egységet képez, az alrendszer a feladatát a többitől függetlenül el tudja látni (2.43. ábra). Az alrendszereket egy-egy kisszámítógép szolgálja ki, az alrendszer és a lokális egységek közötti kapcsolatot CAMAC rendszerrel biztosítják. Az információáram 3-szintű hierarchia szerint van szervezve: a legalacsonyabb a lokális egységek szintje, a következő az alrendszerek szintje, majd a legfelső a felügyeleti szint. Az alrendszerek közötti kommunikáció csak a felügyeleti szinten keresztül lehetséges. A felügyeleti szinten történik a berendezés és a fizikai kísérletek átfogó vezérlése és ellenőrzése, a mérési adatok rendezése, tárolása és feldolgozása, valamint a nagyszámítógéppel való kapcsolat biztosítása. Az üzemeltetés és a fizikai kísérletek különálló vezérlőpultjai közötti, valamint az alrendszerekkel való kapcsolatot a két kommunikációs számítógép létesíti.

A kisülés alatt mért adatokat ideiglenesen a CAMAC memóriákban tárolják, innen veszi majd át az alrendszer számítógépe, ahol már korlátozott mértékű adatfeldolgozás is végbemegy. Az alrendszer végzi a mérőberendezés, vagy készülék (pl. a semleges nyaláb injektor) vezérlését is. A CODAS rendszer jellemző adatait a 2.2. táblázat foglalja össze.



2.43. ábra. A JET tokamak számára kidolgozott vezérlő- és adatgyűjtő-rendszer

2.2. táblázat. A CODAS vezérlő- és adatgyűjtő-rendszer főbb jellemzői

Műszaki alrendszerek	Monitor-	Vezérlő-	Adatgyűjtő-
	csatornák száma		
Toroidális tér	800	25	550
Poloidális tér	230	160	60
Vákuum	2000	1850	520
Járlékos fűtés	1800	1000	700
Általános szervíz	200	150	50
Biztonság	300	150	50
Távvezérlés	500	700	250
Diagnosztikai alrendszerek			
Az összes standard diagnosztika	150	150	400
Összes tárolókapacitás (lemez)	1000 Mbyte		
Kisülésenként tárolandó adatok száma	2,5 Mbyte		
Kommunikációs vonal terhelés	100 Kbyte/s		
Tárolandó műszaki adatok száma kisülésenként	$10^5$ adat (250 Kbyte)		
Tárolandó diagnosztikai adatok száma kisülésenként	$10^6$ adat (2,5 Mbyte)		
A kisülés időtartama	~ 20 s		
Két kisülés közötti idő	10 min		

## 2.8 Skálatörvények

Az eddigiekben a jelenleg működő, kísérleti tokamak-berendezésekkel, a velük előállított plazma tulajdonságaival, a benne lejátszódó folyamatokkal foglalkoztunk. A fúziós kutatás célja azonban az energiatermelő fúziós reaktor előállítása. Kézenfekvő tehát a kérdés, hogy jelenlegi ismereteink alapján mit tudunk előre mondani egy adott paraméterekkel épülő tokamakon elérhető eredményekről. Erre próbálnak meg választ adni az ún. skálaszabályok, amelyek a berendezés paraméterei és a vele előállított plazma energiatermelés szempontjából fontos jellemzői (energiatárolási idő, maximális sűrűség, elektron- és ionhőmérséklet, maximális plazma-

nyomás) között felállított elméleti, félempirikus vagy empirikus összefüggések.

Mint az előzőekben láttuk, a tokamak-plazma esetében sok jelenségre több különböző elmélet állítható fel, amelyek közül jelenleg nem lehet egyértelműen a helyeset kiválasztani. Ezen túlmenően, a mérési adatok között is gyakran bukkanunk ellentmondásra. Ennek valószínű oka a legtöbb esetben az, hogy az egyes tokamakok között a pontosan megszabható műszaki paramétereken kívül még egyéb, nehezen kézben tartható különbségek is vannak. (Itt főként a plazma—fal kölcsönhatásra és az ebből eredő szennyeződésre gondolunk.) Mindezekből kifolyólag az előrejelzéseket komoly fenntartással kell kezelnünk, annál is inkább, mert gyakran eltérnek egymástól, bár a tendenciákat illetően általában megegyeznek.

Az irodalomban található skálaszabályokat, eredetüket illetően három csoportra oszthatjuk.

Az elsőnél a szerzők elméleti modellekből származtatják eredményeiket. A módszer nagy hátránya az, hogy általában egy domináns folyamatot vesznek csak figyelembe a matematikai nehézségek miatt, ugyanakkor valószínűnek látszik, hogy a domináns veszteség nem lehet ugyanaz az összes tokamakra. Ilyen pl. [Co 76], [Ma 79], [Mo 79].

A második csoportnál az egy berendezésen kapott kísérleti eredményeket extrapolálják (általában fizikai megfontolások segítségével) és azt vizsgálják, a kapott összefüggés hogyan alkalmazható a többi tokamakra pl. [Da 75], [Ja 76].

A harmadik esetben a különböző berendezéseken rendelkezésre álló összes adatokat vizsgálják regressziós analízis segítségével [Hu 78].

A következőkben ismertetendő összefüggéseket a TFR adataira támaszkodva nyerték [Eq 80] (tehát lényegében a második csoport-hoz tartoznak), de mint látni fogjuk, elég jól megadják a fontosabb készülékeken mért értékeket. Választásunk oka az, hogy az ALCATOR-on mért adatokkal is jól egyeznek, ahol leginkább megközelítették a Lawson-határt [Fa 80]. Ilyen részletes elemzés viszont nem jelent meg az ALCATOR-ról. Ahol külön nem hangsúlyozzuk, ebben a fejezetben végig tiszta ohmikus fűtést tételezünk fel.

A plazma energia-összetartási idejére az ALCATOR-nál  $\bar{n}_e < 2,5 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$  esetére az adódott, hogy az megegyezik az elektronok energia-összetartási idejével:  $\tau_E \approx \tau_e \approx 5 \cdot 10^{-21} \bar{n}_e \sqrt{q_a} a^2$  [Go 78]. Itt  $\tau_e$ -t s-ban,  $\bar{n}_e$ -t  $\text{m}^{-3}$ -ban,  $a$ -t pedig m-ben kell mérni. A numerikus együttható értékétől eltekintve, ez elég jól egyezik a többi tokamakon mért összetartási idővel. Az eltérés lényegesen csökkenhet, ha az  $R$  nagysugártól való függést is figyelembe vesszük a következő egyszerű gondolatmenet segítségével.

Mint a 2.5 fejezetben láttuk, a plazmatérforogató túlnyomó részében a hővezetés jelenti a legnagyobb veszteséget. Ez alól kivétel a plazma külseje, ahol a sugárzási és töltéscserés veszteségek dominálnak. A teljes ohmikus bemeneti teljesítménynek azonban csak kis része jut erre a tartományra, így most eltekinthetünk a hatásától. Némileg önkényesen, ezt a tartományt úgy definiálhatjuk, hogy itt  $q(r) > 2$ . A plazma belsejében  $q(r) < 1$ -nél a belső diszrupciók,  $1 < q(r) < 2$ -nál a befogott elektronok anomális hővezetése adja a legnagyobb járulékot a veszteségekhez [Ka 78].

A plazma közepén ezek szerint

$$\tau_e \approx n_e T_e \left[ \frac{\Delta(n_e T_e)}{\Delta t} \right]^{-1}, \quad (2.77)$$

ahol  $\Delta t$  a fűrészfogregzések periódusideje,  $\Delta(n_e T_e)$  pedig a kérdéses plazmatérforogató energiájának változása a fűrészfogregzések következtében. [Eq 78] szerint  $\Delta t \approx n_e r_1^2 R$ , ( $q(r_1) = 1$ ) és  $\Delta(n_e T_e)/n_e T_e \sim q_a^{-3/2}$ , így

$$\tau_e \sim n_e \sqrt{q_a} a^2 R. \quad (2.78)$$

A befogott elektronok által dominált tartományban [Ka 78] szerint  $\chi_e \approx (a/R)^{3/2} T_e^2 B_9^{-2}$ , ennek segítségével

$$\tau_e \sim n_e \sqrt{q_a} a^2 R [q_a^{3/2} R^{19/24} B_9^{-1/3} a^{23/24}]. \quad (2.79)$$

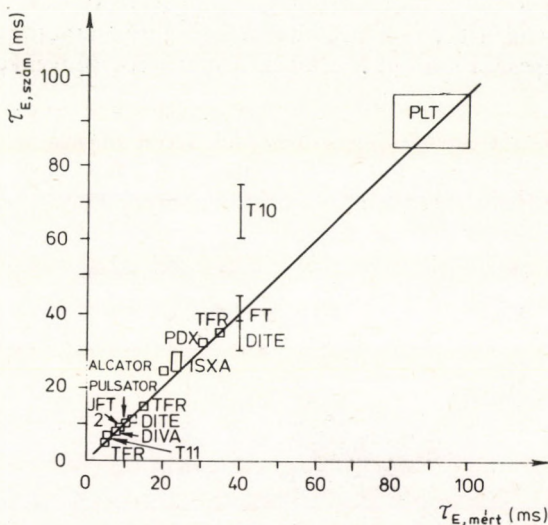
A szögletes zárójelben álló szorzat értéke a jelenleg létező összes tokamakra közelítőleg állandó.



A legfontosabb tokamakokon mért értékekhez illesztve [Eq 80]:

$$\tau_e \approx \tau_E \approx 5 \cdot 10^{-21} \bar{n}_e \sqrt{q_a} a^2 R \text{ (s)} \quad (2.80)$$

adódik. A 2.44. ábra szerint az illeszkedés elég jó. Egyedüli kivétel a T-10, ez azonban azzal magyarázható, hogy itt a szennyezések mennyisége miatt a sugárzási veszteségek dominálnak ( $\approx 70\%$ )



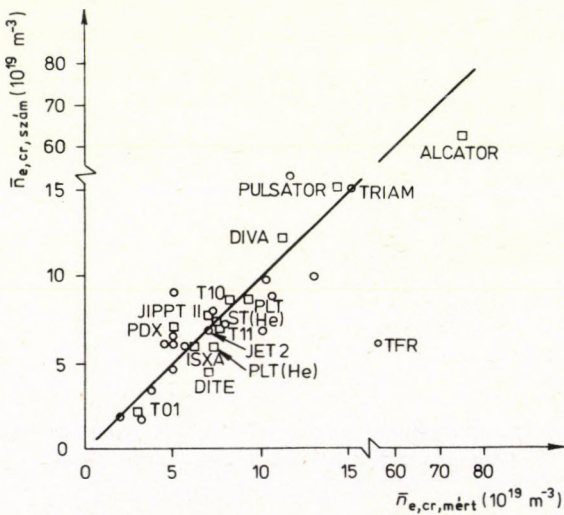
2.44. ábra. A különböző tokamakokon mért  $\tau_E$  energiátárolási idő a (2.80) egyenletből számított értékkel összehasonlítva [Eq 80]

[Ba 78]. Mint már volt róla szó, bizonyos körülmények között  $\tau_E$ -nek  $n_e$ -től való lineáris függése nem teljesül, ehelyett állandó értékhez tart vagy csökken. (Nagy sűrűség, alacsony plazmaáram és toroidális tér esetén.) Ezt megfigyelték a TFR az ALCATOR és az ISX-A esetében [Mu 79], [Fa 80]. Mint a 2.5 fejezetben bővebben tárgyaltuk, ez feltehetőleg az ionvesztések megnövekedett szerepével függ össze. Sajnos, az erre vonatkozó kis számú adat még nem teszi lehetővé olyan skálaszabály felállítását, ami ezt a viselkedést is leírja.

Az elérhető maximális sűrűséget a 2.4 fejezetben részletesen tárgyalt diszruptív instabilitás korlátozza. Erre vonatkozó kielégítő elmélet híján empirikus összefüggésekre vagyunk utalva. A TFR-nél az

$$\bar{n}_{e,cr} \approx 10^{20} \frac{B_0 \sqrt{A}}{q_a Z_{eff} R} \quad (2.81)$$

összefüggés adódott, ahol  $A$  a töltő gáz atomsúlya. Itt  $n \text{ m}^{-3}$ -ban,  $B_0$  T-ban,  $R$  pedig m-ben van megadva. A 2.45. ábrán láthatók az ebből az összefüggésből számított értékek a mért eredményekkel összehasonlítva.



2.45. ábra. A mért és a számított  $\bar{n}_{e,kr}$  kritikus elektronsűrűség összehasonlítása az egyes berendezésekre [Eq 80]

Reaktorméretekre extrapolálva, a kapott érték elszomorítóan alacsony.  $B_0 = 5T$ ,  $R = 11,80 \text{ m}$ ,  $q = 2,5$  esetén  $\bar{n}_{e,cr} = 2,5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$  ([Va 78] által leírt reaktor méretei). Több dolog azonban azt sugallja, hogy a fenti formula által adott küszöb felülmúlható. Elsősorban, kizárólag ohmikus fűtött tokamakokra származ-

tatták le, ahol a sűrűséget gáz beeresztésével növelték. Elképzelhető, hogy egy szilárd hidrogéngolyócskát lövünk a plazmába, hogy a sűrűséget belülről növeljük, majd valamilyen járulékos fűtés segítségével a többletgázt felfűtjük. Erre vonatkozóan már történt kísérlet [Mi 79]. E mellett a lehetőség mellett szól az a megfigyelés is, hogy az elérhető maximális sűrűség erősen függ attól, hogyan változtatjuk a sűrűséget, azaz  $\frac{dn_e}{dt}$ -től [Ha 79]. A  $\frac{dn_e}{dt}$  maximális értéke viszont annál nagyobb lehet, minél nagyobb a plazmába táplált ohmikus teljesítménysűrűség. A TFR-nél

$$W_{\text{oh}} \approx 2 \text{ W cm}^{-3}, \left( \frac{dn_e}{dt} \right)_{\text{max}} = 6 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1};$$

az ALCATOR-nál

$$W_{\text{oh}} \approx 10 - 20 \text{ W cm}^{-3}, \left( \frac{dn_e}{dt} \right)_{\text{max}} = 5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}.$$

Egy másik, biztató lehetőség az  $m=2$ -es tearing módus kontrollja [Ho 79]. Az  $m=2$ -es módus kapcsolatát a diszrupció felléptével szépen mutatja az a kísérlet [Di 80], amelyben  $q$  értékét 2 alá csökkentve, diszrupció nem lépett fel.

Az elektron-hőmérséklet tengelyen felvett értékére a  $\tau_E$ -re nyert összefüggés segítségével következtethetünk. Mivel  $\tau_E = n_e T_e / W_{ki}$ , a fejezet elején a  $\tau_e$ -re és a plazma közepén vett veszteségekre mondottak segítségével a mért adatokhoz illesztett összefüggés (2.46. ábra):

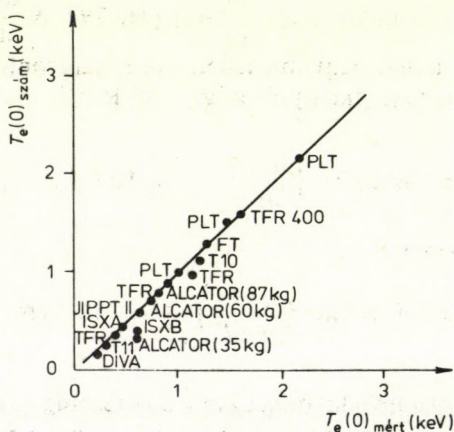
$$T_e(0) = 1,5 \cdot 10^2 (Z_{\text{eff}} + 4) a^{2/3} B_3^{4/5}. \quad (2.82)$$

Itt  $T_e$  eV-ban,  $a$  m-ben,  $B_3$  pedig T-ban értendő. Látjuk, hogy  $T_e$  nem függ  $n_e$ -től. Ha pl.  $a = 40$  cm, még  $B_3 = 10$  T esetén is  $T(0) = 2,6$  keV csupán. Magas elektron-hőmérséklet eléréséhez tehát mindenképpen járulékos fűtést is kell alkalmaznunk.

Az ionhőmérsékletre az első skálaszabályt Arcimovics [Ar 72] származtatta le, azt feltételezve, hogy az ionok a plató-tartomány-

ban vannak. Lényegében ennek a némileg módosított változatát nyerték a TFR-nél is:

$$T_i(0) \sim [\bar{n}_e B_0 I_p R^2]^{1/3} A^{-1/2} \left[ \frac{\bar{n}_e}{\bar{n}_i} \right]^{1/3} \text{ (eV)}. \quad (2.83)$$

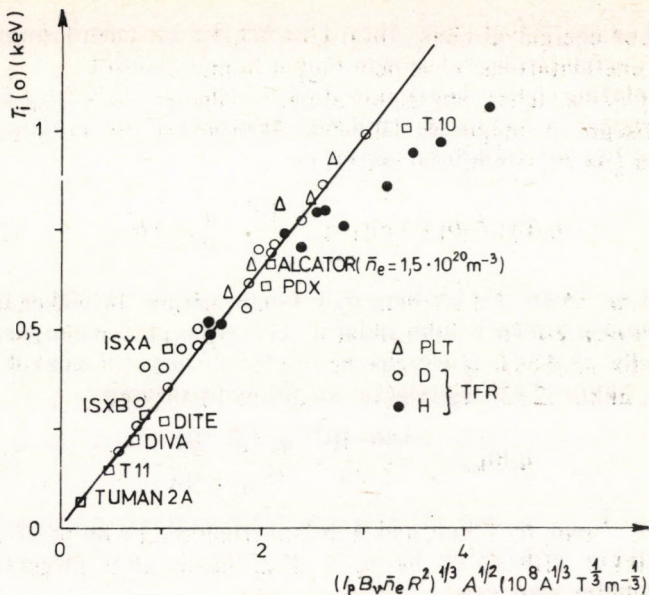


2.46. ábra. A mért és a számított középponti elektron-hőmérséklet összehasonlítása néhány készülék esetében [Eq 80]

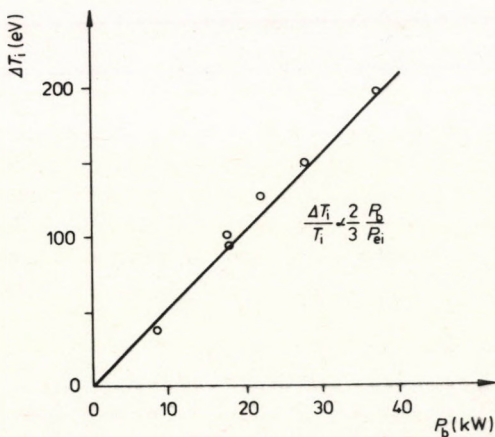
A 2.47. ábrán látjuk, hogy a magas ionhőmérsékletű hidrogén-plazmát leszámítva az egyezés a kísérleti eredményekkel elég jó.

A jelenleg működő nagy tokamakoknál az ionhőmérséklet egyre inkább megközelíti az elektron-hőmérsékletet. A leendő, még nagyobb tokamakokban várhatólag az elektron-ion ekvipartíciós idő lényegesen rövidebb lesz az energiatárolási időnél, így ez a tendencia fokozódik, következésképpen  $T_e \simeq T_i$  várható, azaz (2.83) helyett a (2.82) összefüggés használható. Az ohmikus fűtéssel elérhető elektron-hőmérséklet már említett korlátozott volta miatt azonban így is szükség lesz a járulékos fűtési módokra.

A semleges nyalábos fűtést alkalmazva úgy tűnik, az ionhőmérséklet növekedése egyenesen arányos az ionokra átvitt



2.47. ábra. A mért középonti ionhőmérséklet mint az  $[\bar{n}_e B_p I_p R^2]^{1/3} A^{-1/2}$  paraméter függvénye egyes tokamakoknál [Eq 80]



2.48. ábra. Az ionhőmérséklet növekedése a TFR-nél semleges fűtés esetén, mint az ionokra átvitt  $P_b$  járulékos teljesítmény függvénye [Eq 80]

járulékos energiával (2.48. ábra) [Eu 78]. Ez azt jelenti, hogy az ionok energiatárolási ideje nem függ a hőmérséklettől.

A plazma teljes energiatartalmára jellemző  $\beta_\phi = 2\mu_0 p / B_\phi^2(a)$  mennyiségre a mágneses felületek felhasadása ad korlátozást. Samain [Sa 76] számításai szerint ez

$$n_e(0) [T_e(0) + T_i(0)] \leq \frac{9 \cdot 10^{22}}{\sqrt{A}} \frac{a}{R} q_a^{1/4} B_\phi, \quad (2.84)$$

ha  $n_e$ -t  $\text{m}^{-3}$ -ban,  $T$ -t eV-ban,  $B_\phi$ -t T-ban mérjük. Járulékos fűtés alkalmazása esetén a jobb oldal az  $(1 + W_J/W_{\text{oh}})^{1/2}$  mennyiséggel szorozódik, ahol ha feltételezzük, hogy a leendő nagy tokamakokban  $T_e \approx T_i$ , akkor (2.82) segítségével az optimális sűrűség:

$$n_{e(0)\text{opt}} \approx \frac{5,86 \cdot 10^{20}}{\sqrt{A}} \frac{q_a^{1/4} a^{1/3} B_\phi^{6/5}}{(Z_{\text{eff}} + 4)R}. \quad (2.85)$$

Itt  $n_e$   $\text{m}^{-3}$ -ban,  $B_\phi$  T-ban,  $a$  és  $R$  m-ben értendők. Ez természetesen csak akkor érhető el, ha  $n_e$  a diszrupciók által megszabott sűrűséghatár alatt van.

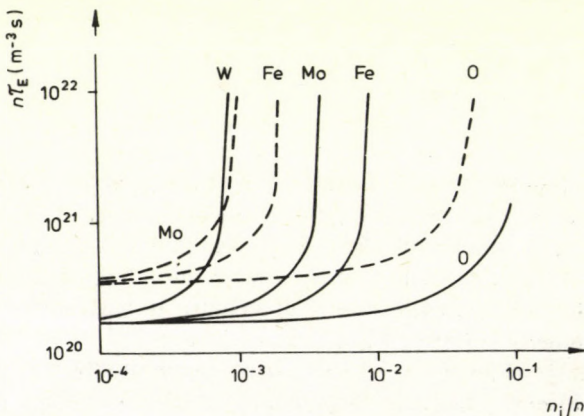
### 3. A tokamak-reaktorok

1978. évi tanulmányok a tokamak-reaktorok terén

E tanulmány összeállításának időpontjában nehéz lenne igazán meggyőző érveket felsorakoztatni amellet, hogy a jövő fúziós erőművének a magja tokamak, vagy tokamakhoz hasonló mágneses plazmaberendezés lesz. A kutatások előrehaladásának üteme kétségtelenül felgyorsult az elmúlt néhány év alatt, ám a jelenleg elért legnagyobb Lawson-paraméter ( $n\tau_E = 3 \cdot 10^{19} \text{ s m}^{-3}$  [Go 78]) és ionhőmérséklet ( $kT_i = 7,1 \text{ keV}$  [St 80]) még mindig egy nagyságrenddel kisebb a begyűjtáshoz szükséges küszöbértéknél és ezeket az eredményeket két különböző berendezésen érték el. A Lawson-küszöb értékét különben a plazmában lévő szennyezőion-koncentráció erősen befolyásolja, aminek az az oka, hogy az ezeken létrejövő sugárzási folyamatok hatáskeresztmetszete lényegesen nagyobb, mint a deutérium-, illetve tríciumionokon elkerülhetetlenül létrejövő sugárzása. A kisülési kamra alkotóelemeiből, valamint a víznyomokból származó szennyezéskoncentráció hatását a Lawson-küszöb értékére a 3.1. ábra mutatja. További gondot okoz az, hogy az önfenntartó fúzió ún. égési hőmérsékletén a plazmarészecskék kinetikus energiája már olyan nagy, hogy a plazma gyakorlatilag ütközésmentesnek tekinthető és nagyon valószínű, hogy ebben az esetben minőségileg új instabilitások lépnek fel. Kísérleti tapasztalatok hiányában nem lehet tudni, hogy ezek mennyire módosítják majd pl. a skálatörvények alapján becsült energia-összetartási időt. Ilyen és ehhez hasonló további problémák következtében a kezdeti tokamak-eredményeket kísérő

számos, enyhén eufórikus megnyilatkozást 1978-tól kezdve a tisztábban látás óvatos optimizmusa váltotta fel (lásd pl. [Pf 78]).

Nyilvánvaló — és ebben teljes az egyetértés [In 80] —, hogy a jelenleg működő, illetve most épülő tokamak-berendezéseket (T-15, JET, TFTR), amelyek arra hivatottak, hogy a fúziós plazma létrehozásának és tárolásának tudományos vonatkozásait tisztáz-

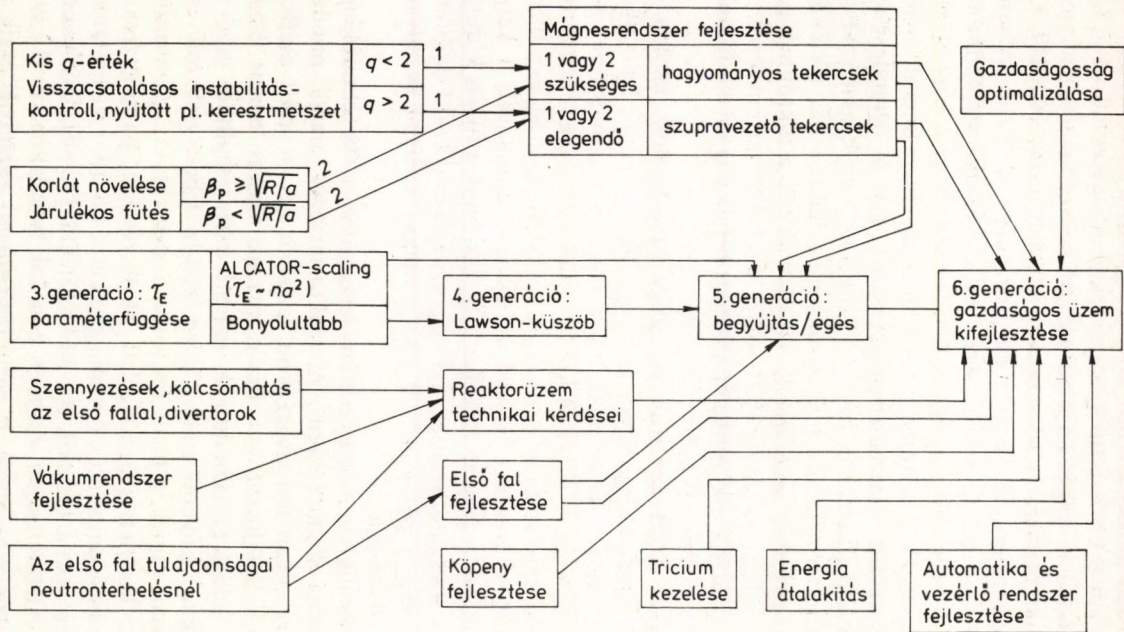


3.1. ábra. A Lawson-paraméter mint a szennyezők relatív koncentrációjának függvénye, az égési határon. Szaggatott vonal:  $kT_i = 10$  keV, kihúzott vonal:  $kT_i = 20$  keV ([Pf 78] nyomán)

zák, két további generáció kell hogy kövesse. Az elsőnek (pl. INTOR) a fúziós energiatermeléssel kapcsolatos *technológiai* kérdéseket kell tisztáznia, a következő generáció (pl. DEMO, STARFIRE) pedig a *gazdaságosság* demonstrálására lenne hivatott. A feladatok folyamatábrája [Ka 74] a 3.2. ábrán látható.

Ugyanakkor, amikor a tokamak-kutatásnak kétségtelenül nehéz problémákkal kell szembenéznie, más típusú plazmaberendezések fejlesztése is előrehaladt, mégpedig olyan mértékben, hogy ezek a tokamaknak — tisztán plazmafizikai szempontból is — egyre komolyabb versenytársaivá válnak, erőműkonstrukciós szempontból pedig bizonyos tekintetben előnyösebb adottságokkal rendelkeznek. Csak a mágneses plazmaberendezéseknél maradv





3.2. ábra. A tokamak-kutatás menetének folyamatábrája. Harmadik generáció alatt a jelenleg működő nagyberendezések (T-10, PLT stb.), negyedik generáció alatt az épülő berendezések (T-15, JET, TFTR stb.) értendők ([Ka 74] nyomán)

megemlíthetjük a stacionárius (tehát nem pulzált) üzemre alkalmas stellarátorokat és különböző konfigurációjú mágneses tükröket. Az újabb kutatások mindkét alaptípusnál igen kedvező és megbízhatónak látszó extrapolációs törvényeket eredményeztek [Co 80], az energetika szempontjából a stacionárius üzem pedig vitathatatlanul jobb. Ezenkívül pedig a tükröknél az a műszaki szempontból hallatlanul fontos előny is figyelembe veendő, hogy a berendezés energiatermelő, aktív tartománya sokkal könnyebben hozzáférhető, mint a toroidális plazmaberendezéseknél. Így a berendezések legexponáltabb alkatrészei, továbbá azok a köpenyek, amelyekben a trícium-újratermelés és a neutronenergia hasznosítás történik, sokkal egyszerűbben cserélhetők. További előnye a tükröknek az, hogy műszakilag legkényesebb részei (pl. a reflektortartományok, a semleges nyaláb ágyúk) funkcionálisan és helyileg is jól elkülönülnek az aktív zónától [Co 80], [Ra 80].

Mindezeket azért soroltuk fel, hogy rámutassunk azokra a kérdésekre, amelyek igazában csak egy fúziós erőmű fejlesztése során merülnek fel, de amelyek végső soron a plazmaberendezés fejlesztésére hárulnak vissza. A kutató munka itt olyan természetű, hogy egy bizonyos stádiumától kezdve szükségképpen egyre jobban összefonódik a műszaki tervező és fejlesztő munkával, a kettő egymást feltételezi és nem nélkülözheti. Azt, hogy a fúziós kutatásokban erre az egymásrautaltságra egy szokatlanul korai stádiumban kerül sor, a példa nélkül állóan magas szellemi és anyagi ráfordítás indokolja.

Áttekintésünkben csupán néhány jellemzőbb, 1978-tól publikált reaktortervvel foglalkozunk. A reaktortervezés alapja minden esetben egy olyan számítógépkód, amelyik az — adott esetben tokamakban létrehozott — fúziós plazma összes ismert tulajdonságát, jelenlegi ismereteink szerint extrapolálható módon, számításokkal követni tudja. Ilyen kódok fejlesztését sok éve folyamatosan végzik, a fejlesztés során a legújabb és legfontosabb elméleti és kísérleti plazmafizikai felismeréseket, paramétereket, empirikus és félempirikus összefüggéseket a korábbi ismeretekkel összhangba hozva beépítik (pl. MAKOKOT [Bl 80], Düchs-kód [Dü 77]). Képzettségétől függően a kódok terjedelme 12—15 ezer Fortran utasításra terjed. A számítás bemenő adatait képezik az

egzaktul megadható geometriai méretek, műszaki és elektrodinamikai körülmények, a többé-kevésbé plauzibilis kezdeti plazmajellemzők, illetve ezek peremértékei a kisülés folyamán. A számítás során több, ma még bizonytalanul követhető folyamatot is figyelembe kell venni. Ilyen pl. a tüzelőanyag ( $D_2$ — $T_2$  gázkeverék) behatolása a plazma forró belső tartományába, ugyanígy a belső falra (bélésű) adszorbeált tüzelőanyag valamely hányadának a visszakerülése az égésterbe. Ugyancsak nehezen követhető az égéstermékek (He-izotópok), valamint a kisülési kamra falából és egyéb fémalkatrészeiből az égésterbe kerülő nehezebb szennyezőionok útja. Újabban azonban a különböző típusú mágneses divertorok elmélete annyira fejlődött [Ca 80], hogy a plazma külső tartományába került ionok kiáramlási fluxusa a tapasztalatokkal egyezően számíthatóvá vált.

A kódok a kisülést ezek után mintegy lejátszák, tehát kiszámítják a plazma energiamérlegének és plazmajellemzőinek az időbeli változását, időpontról időpontra megadva a térben változó mennyiségek eloszlását is. További, most már egy konkrét reaktorkonfigurációra specifikált kódok segítségével állapítják meg a reaktor neutronháztartását (a tríciumtermelés és a neutronenergia-hasznosítás szempontjából), az alkatrészek mechanikai és sugárzási igénybevételét, a vákuum fenntartásához szükséges szívásteljesítményeket, gazdasági mutatókat stb. (pl. SISYPHUS [Bo 78a]).

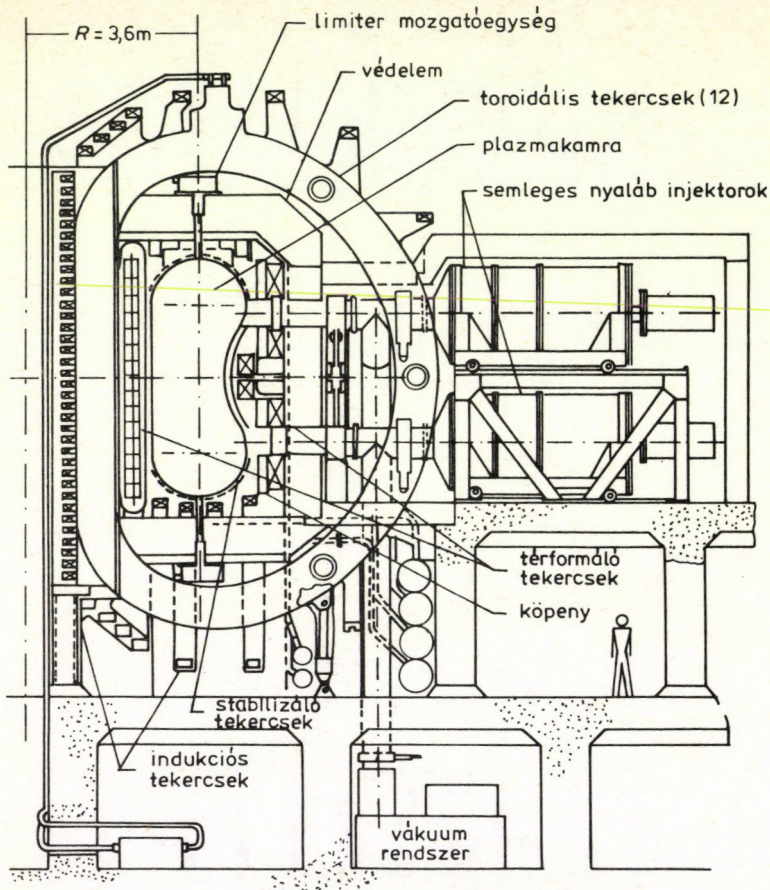
A következőkben ismertetendő reaktortervek a 3.2. ábra nomenklatúrája szerint az 5. generációhoz tartoznak, tehát önfenn tartó és már energianyereséges létesítményekről van szó. A 3.1. táblázatban néhány jellegzetes terv főbb eredményeit foglaltuk össze. A begyújtást általában néhány másodperc időtartamú semleges nyaláb belövással tervezik, a plazmahőmérséklet fenntartása ezután zömmel a D—T reakcióból származó 3,5 MeV-os  $\alpha$ -részecskékre hárul. A plazmát összetartó toroidális mágneses teret szupravezető, illetve hagyományos, vízzel hűtött réztekercsekkel állítanak elő. Az ORNL tanulmány eredménye D alakú plazmaprofilra vezetett és a mágneses tér  $\beta$  hasznosítási tényezőjére 5% adódott. A General Atomic tervezése a DOUBLET-sorozat (lásd 1.2. táblázat) kettős csepp keresztmetszetű plazmájára vezetett, [Sa 78],  $\beta = 6\%$ -kal (3.3. ábra). A Kurساتov Atomenergia Intézet és

3.1. táblázat. A fúziós energiatermelés technológiai kérdéseinek, ill. gazdaságossági mutatóinak tanulmányozására tervezett néhány erőmű-reaktor főbb jellemzői. A jelölések megegyeznek a tanulmányban használtakkal. A hivatkozásokat lásd a szövegben

Reaktor v. tervező intézet Ország	Magas hőmérsékletű SZU	General Atomic USA	ORNL USA	INTOR Nemzetközi	STARFIRE USA
$R$ , m	12	3,6	5	5,2	7
$\langle a \rangle$ , m	4,4	0,95	1,2	1,3	1,94
$\left(\frac{a_2}{a_1}\right)$	1	2,7	1,6	1,6	1,6
$\langle \beta \rangle / \beta_p$	-/1,35	0,065/-	0,05/-	0,05/-	0,067/-
$I$ , MA	-	11,4	4,3	6,4	10,1
$B_p$ , T (tengelyen)	5,0	5,1	5,3	5,5	5,8
Toroidális tekercsek száma	36	12	20	12	12
Toroidális tekercsek anyaga	Nb <sub>3</sub> Sn	NbTi	Nb <sub>3</sub> Sn	Nb <sub>3</sub> Sn/NbTi	Nb <sub>3</sub> Sn/NbTi
$q$	2,5	-	-	2,5	-
$T_e$ , keV	14,5	-	-	-	17
$\langle T_i \rangle$ , keV	13,0	7,7	13,0	10	-
$\langle n \rangle$ , m <sup>-3</sup>	$1,25 \cdot 10^{20}$	$1,9 \cdot 10^{20}$	$1,3 \cdot 10^{20}$	$1,3 \cdot 10^{20}$	$1,2 \cdot 10^{20}$
$\tau_E$ , s	2,9	3,7	1,8	1,5	-
$Z_{eff}$	-	2	1,2	<1,5	-
Kisülési/szünet idő, s	4000/50	30/-	16/-	>100(?)	folytonos/-
Áramkeltés	induktív	induktív	induktív	induktív	RF (alsó-hibrid)
Járlékos fűtés	semleges nyaláb	semleges(-)nyaláb	semleges(+ )nyaláb	semleges nyaláb	RF (alsó-hibrid)

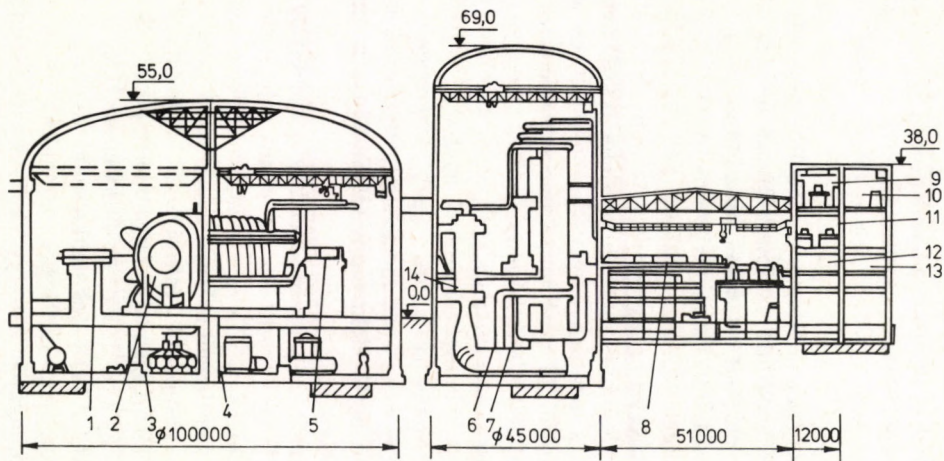
3.1. táblázat folytatása

Reaktor v. tervező intézet Ország	Magas hőmérsékletű SZU	General Atomic USA	ORNL USA	INTOR Nemzetközi	STARFIRE USA
Járálekos ener- gia/áram, kV/A	600/200	500/100	150/30	175/43	150 MW
Plazmaszennyezés kontroll	divertor/turb. pl. héj	passzív/C-limiter	poloidális divertor	divertor	passzív/Ta-Be limiter
Tüzelőanyag-bevitel	szilárd D-T szemcse	—	—	szilárd D-T szemcse/gáz	gáz
Első fal anyaga	Mo	—	—	rozsdamentes acél	PCA (rozsdamentes acél)
Köpenyanyag	$\text{LiAlO}_2 + \text{C} + \text{ZrC}$	20 cm rozsdamentes acél	nem alkalmaznak	—	$\text{LiAlO}_2 + \text{Zr}_5\text{Pb}_3$
Hűtőközeg	$\text{Na} + 0,05\% \text{ Cs}$	víz.	—	víz	nyomottvíz
Termikus teljesít- mény, MW	4800	960	700	620	4000
Nettó elektromos tel- jesítmény, MW	2410	20	>0	>0	1200



3.3. ábra. A General Atomic (USA) fúziós reaktor terve [Sa 78]

a SZUTA Magas Hőmérséklet Intézete együttműködésében született konstrukció [Va 78] jellegzetessége, hogy részben a tokamakon kívül létrehozandó magas hőmérséklet (kb. 2000°C) előállítására tervezték (3.4. ábra). Ezáltal lehetővé válik MHD-generátorok alkalmazása, melyek nagy hatásfokú (50%) hőenergia—elektromos energia konverziót tesznek lehetővé. (Megjegyez-



3.4. ábra. A szovjet magashőmérsékletű reaktor-erőmű terve [Va 78]

1. fűtőanyagsemcsék belövése, 2. tokamak, 3. trícium kezelése, 4. kriogén rendszer, 5. semlegesnyaláb-ágyú, 6—7. gőzgenerátor, 8. turbina, 9—13. vezénylő, sugárvédelmi stb. helyiségek, 14. MHD generátor

zük, hogy e tervnek van egy variánsa, amelyet nagyipari termokémiai eljárások céljára dolgoztak ki.)

Ugyanebbe a méret- és paraméterkategóriába eső, de már a 6. generációhoz tartozó reaktorterv a STARFIRE [Ab 80], amelyet az USA négy kutatóhelyének együttműködésében terveztek. A konstrukció jellegzetessége, hogy ohmos fűtést csupán az indítási fázisban, a kezdeti (kb. 1 MA) plazmaáram létrehozására alkalmaznának, a fúziós-égési fázisban a plazmaáramot (10 MA) az alsó hibrid rezonancián működő rádiófrekvenciás fűtés tartaná fenn, ezáltal *folytonos* plazmát és égést biztosítana. A plazmaáram fenntartásához a rádiófrekvenciás teljesítményt (150 MW) a tórusz körül elosztva megfelelő fázisrendben kell betáplálni, ezt 12 csőtápvonal segítségével kívánják megvalósítani. A vákuumkamra anyaga belül berilliummal bevont speciális rozsdamentes acél. Ennek, valamint a neutronenergia hasznosítását és a trícium újratermelést biztosító 24 cserélhető köpenyszegmensnek a hűtése nyomottvízes (320/280 °C). A köpeny  $Zr_5Pb_3$  neutronsokszorozó anyagból és szilárd  $LiAlO_2$  szemcsékből áll, az utóbbiból folytonos alacsony nyomású héliumgáz-árammal nyerik ki a tríciumot. A kamrafal és a köpeny (valamint egyéb, közvetlenül exponált alkatrészek) 16 MW év/m<sup>2</sup>-nek megfelelő igénybevétel után cserélendők. Az erőmű nettó elektromos teljesítménye a terv szerint 1200 MW.

A felsorolt konstrukciók közös jellemzője a viszonylag nagyméretű plazmagyűrű ( $R=4-12$  m), az ennek megfelelő közepes toroidális indukció ( $B_\theta \approx 5$  T) és kis plazmasűrűség (néhányszor  $10^{20}$  m<sup>-3</sup>). Ezzel szembenáll a Massachusetts Institute of Technology rendkívül kompakt reaktorterve, amelyet kis méret ( $R=0,84$  m,  $a=0,28$  m), igen nagy toroidális indukció ( $B_\theta = 24$  T) és nagy plazmasűrűség ( $n=2 \cdot 10^{21}$  m<sup>-3</sup>) jellemez [Co 78]. A típus lényegében az ALCATOR tokamak-család továbbfejlesztésének tekinthető. A plazmaáram sűrűsége e tokamaknál olyan nagy, hogy ohmos fűtéssel önmagában mintegy 5 keV-es plazmahőmérsékletet várnak, a begyűjtáshoz szükséges hőmérséklet-növelést ebben az esetben pedig adiabatikus kompresszióval is el lehet érni. A kisülés időtartama 1—1,2 s. A terv jellegzetessége, hogy a nagy toroidális indukciót hagyományos, vízzel hűtött, de speciálisan tervezett



réttekercesekkel kívánják megvalósítani. E tokamak tervezésénél elsősorban plazmafizikai kérdésekre helyezték a hangsúlyt, továbbá a rendkívül nagy toroidális indukció és a nagy áramok következtében előálló mechanikai igénybevételek problémáira. Egyéb technológiai vonatkozások tanulmányozására nem tértek ki.

Végezetül megemlítjük az IAEA által kezdeményezett INTOR programot (International Tokamak Reactor), amelyet igen széles nemzetközi együttműködés alapján kívánnak megindítani, az Euratómban résztvevő országok, Japán, a Szovjetunió és az Egyesült Államok részvételével. E program ma még a konkrét döntést és tervezést megelőző stádiumban van, a 3.1. táblázatban közölt adatok az első tudományos munkamegbeszélésen [In 80] kialakult, a tervezés kiindulópontját képező paramétereknek tekintendők.

# Irodalom

## Idézett művek

- [Ab 80] M. A. ABDON et al.: in Proc. 8th Int. Conf.\*, Brussels, 1980. IAEA, Vienna, 1981, Vol. 2, p. 119.
- [Al 77] J. E. ALLEN—A. R. D. PHELPS: Rep. Prog. Phys. **40** (1977) 1305
- [Ar 66] L. A. ARTSIMOVICH et al.: in Proc. 2nd Int. Conf., Culham, 1965. IAEA, Vienna, 1966. Vol. 2 p. 595.
- [Ar 69a] Л. А. АРЦИМОВИЧ и др.: ЖЭТФ Пис. в ред. **10** (1969) 130.
- [Ar 69b] L. A. ARTSIMOVICH et al.: Nucl. Fusion Suppl. **17** (1969) 71.
- [Ar 72] L. A. ARTSIMOVICH: Nucl. Fusion **12** (1972) 215.
- [Ba 59] C. F. BARNETT et al.: in Theoretical and Experimental Aspects of Controlled Nuclear Fusion (Proc. Second UN Int. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva, 1958). United Nations Publications, Geneva, 1958. Vol. 31, p. 298.
- [Ba 66] А. Е. БАЖЕНОВА—В. С. СТРЕЛКОВ—В. Д. ШАФРАНОВ: Ат. энерг. **20** (1966) 146.
- [Ba 78] A. A. BAGDASAROV et al.: in Proc. 7th Int. Conf., Innsbruck, 1978. IAEA, Vienna, 1979. Vol. 1, p. 35.
- [Be 73] E. L. BERESHOVSKY: in Proc. 3rd Int. Symp. on Toroidal Plasma Confinement, Garching, 1973, B-19. IPP, Garching, 1973.
- [Bi 78] R. J. BICKERTON: in Proc. Joint Varenna-Grenoble Int. Symp. on Heating in Toroidal Plasmas held at Grenoble, 1978. Ed.: T. CONSOLI. Pergamon Press, Oxford, 1978. Vol. 2, p. 3.
- [Bl 80] J. BLUM et al.: in Proc. 7th Int. Conf. Innsbruck, 1978. IAEA, Vienna, 1979. Vol. 1, p. 521.
- [Bo 72] K. BOL et al.: Phys. Rev. Lett **29** (1972) 1495.
- [Bo 77] H. A. BODIN—B. A. KEEN: Rep. Progr. Phys. **40** (1977) 1415.

\* Mivel igen gyakran hivatkozunk az IAEE által rendezett nemzetközi fúziós konferencia sorozatra (xth Int. Conf. on Plasma Physics and Contr. Nucl. Fus. Research, város, év), célszerűnek találtuk a fenti rövidítés alkalmazását.

- [Bo 78] F. BOMBI et al.: in *Fusion Technology (Proc. Tenth Int. Symp., Padova, 1978)*. Pergamon Press, Oxford 1979. Vol. 1, p. 457.
- [Bo 78a] K. BORRAS et al.: in *Fusion Technology (Proc. Tenth Int. Symp., Padova, 1978)*. Pergamon Press, Oxford 1979. Vol. 1, p. 161.
- [Br 76] M. BRAMBILLA: *Nucl. Fusion* **16** (1976) 47.
- [Br 78] M. BRUSATTI—S. L. DAVIS—J. C. HOSEA—J. D. STRACHAN—S. SUCKEWER: *Nucl. Fusion* **18** (1978) 1205.
- [Bu 76] M. N. BUSSAC—D. EDERY—R. PELLAT—J. L. SOULE: in *Proc. 6th Int. Conf., Berchtesgaden, 1976*. IAEA, Vienna, 1977. Vol. 1, p. 607.
- [Ca 80] J. B. CALLEN et al.: in *Proc. 8th Int. Conf., Brussels, 1980*. IAEA, Vienna, 1981. Vol. 1, p. 775.
- [Ca 67] R. CARRUTHERS et al.: *Culham Lab. Reports, 1967*. R 85.
- [Co 66] B. COPPI—J. M. GREENE—J. L. JOHNSON: *Nucl. Fusion* **6** (1966) 101.
- [Co 74] J. W. CONNOR—R. J. HASTIE: *Phys. Rev. Lett.* **33** (1974) 202.
- [Co 76] B. COPPI—G. LAMPIS—F. PEGORARO: *Phys. Lett.* **59A** (1976) 118.
- [Co 78] B. COPPI—A. TARONI—G. CENACCHI: in *Proc. 7th Int. Conf., Innsbruck, 1978*. IAEA, Vienna, 1979. Vol. 1, p. 487.
- [Co 79] J. G. CORDEY: in *Physics of Plasmas Close to Thermonuclear Conditions (Proc. of the Course held in Varenna, 1979)*. Eds.: B. COPPI—G. G. LEOTTA—D. PFIRSCH—R. POZZOLI—E. SINDONI. Commission of the European Communities, 1979. Vol. 1, p. 359.
- [Co 80] J. G. CORDEY: in *Proc. 8th Int. Conf., Brussels, 1980*. IAEA, Vienna, 1981. Vol. 2, p. 785.
- [Da 75] C. DAUGHNEY: *Nucl. Fusion* **15** (1975) 967.
- [De 71] S. DEME: *Semiconductor Detectors for Nuclear Radiation Measurement. Akadémiai Kiadó, Budapest, 1971*.
- [Di 69] D. O. DICKMAN—R. L. MORSE—C. W. NIELSON: *Phys. Fluids* **12** (1969) 1708.
- [Di 80] DIVA GROUP: *Nucl. Fusion* **20** (1980) 271.
- [Dr 59] H. DREICER: *Phys. Rev.* **115** (1959) 238.
- [Dr 60] H. DREICER: *Phys. Rev.* **117** (1960) 329.
- [Dü 77] D. F. DÜCHS—D. E. POST—P. H. RUTHERFORD: *Nucl. Fusion* **17** (1977) 565.
- [Eq 75] Equipe TFR: in *Proc. 7th European Conf. on Contr. Fusion and Plasma Phys., Lausanne, 1975*. Centre de Recherches en Physique des Plasmas (CRPP), Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, Switzerland. Vol. 2, p. 1.
- [Eq 77] Equipe TFR: *Nucl. Fusion* **17** (1977) 1283.
- [Eq 78] Equipe TFR: *Nucl. Fusion* **18** (1978) 647.
- [Eq 79] Equipe TFR: in *Proc. 7th Int. Conf., Innsbruck, 1978*. Vol. 1, p. 135.
- [Eq 80] Equipe TFR: *Nuclear Fusion* **20** (1980) 1227.
- [Fa 80] S. FAIRFAX et al.: in *Proc. 8th Int. Conf., Brussels, 1980*. IAEA, Vienna, 1981. Vol. 1, p. 450.
- [Fo 70] M. J. FORREST et al.: *Culham Lab. Reports, CLM (1970) R 107*.
- [Fr 74] E. A. FRIEMAN—F. H. TENNEY: *Bull. Am. Phys. Soc.* **19** (1974) 878.

- [Fr 77] R. M. FRANKLIN: Rep. Progr. Phys. **40** (1977) 1369.
- [Fr 78] H. P. FREUND—C. S. WU—L. C. LEE—D. DILLENBURG: Phys. Fluids **21** (1978) 1502.
- [Fu 63] H. P. FURTH—J. KILLEN—M. N. ROSENBLUTH: Phys. Fluids **6** (1963) 459.
- [Fu 73] H. P. FURTH—P. H. RUTHERFORD—H. SELBERG: Phys. Fluids **16** (1973) 1054.
- [Fu 75] H. P. FURTH: Nucl. Fusion **15** (1975) 487.
- [Fu 78] T. FUJII et al.: in Proc. 7th Int. Conf., Innsbruck, 1978. IAEA, Vienna, 1979. Vol. 1, p. 85.
- [Ga 66] A. A. ГАЛЕЕВ—Р. З. САГДЕЕВ: ЖЭТФ **53** (1966) 438.
- [Ga 68] A. A. GALEEV—R. Z. SAGDEEV: Sov. Phys. JETP **26** (1968) 233.
- [Ga 77] M. GAUDREAU et al.: Phys. Rev. Lett. **39** (1977) 1266.
- [Gi 67] A. GIBSON—J. B. TAYLOR: Phys. Fluids **10** (1967) 2653.
- [Go 61] E. P. GORBUNOV et al.: Sov. Phys. Tech. Phys. **5** (1961) 1089.
- [Go 61a] I. N. GOLOVIN et al.: Sov. Phys. Usp. **4** (1961) 323.
- [Go 78] A. GONDHALEKAR et al.: in Proc. 7th Int. Conf., Innsbruck, 1978. IAEA, Vienna, 1979. Vol. 1, p. 199.
- [Gr 62] U. GROSSMANN-DOERT—J. JUNKER: Nucl. Fusion Suppl., Part 3, 1962, 1007.
- [Gr 67] J. M. GREEN—J. L. JOHNSON: Adv. Theor. Phys. **1** (1967) 195.
- [Gr 76] D. GROVE et al.: in Proc. 6th Int. Conf., Berchtesgaden, 1976. IAEA, Vienna, 1977. Vol. 1, p. 21.
- [Gu 61] A. V. GUREVICH: Sov. Phys. JETP **12** (1961) 904.
- [Ha 79] R. J. HAWRYLUK et al.: Nucl. Fusion **19** (1979) 1307.
- [Ha 79a] R. J. HAWRYLUK et al.: in Physics of Plasma Close to Thermonuclear Conditions. (Proc. of the Course held in Varenna, 1979). Eds.: B. COPPI—G. G. LEOTTA—D. PFIRSCH—R. POZZOLI—E. SINDONI. Commission of the European Communities, 1979, Vol. 1, p. 19.
- [Hi 73] F. L. HINTON—M. N. ROSENBLUTH: Phys. Fluids **16** (1973) 836.
- [Hi 76] F. L. HINTON—R. D. HAZELTINE: Rev. Mod. Phys. **48** (1976) 239.
- [Ho 71] J. C. HOSEA—C. BOBELDIJK—D. J. GROVE: in Proc. 4th Int. Conf. Madison, 1971, IAEA, Vienna, 1971. Vol. 2, p. 425.
- [Ho 78] W. HOPPMANN—P. W. HÜTTEMANN—J. KRAFT: in Fusion Technology (Proc. Tenth Int. Symp. Padova, 1978). Pergamon Press, Oxford, 1979. Vol. 1, p. 471.
- [Ho 79] J. A. HOLMES—B. CARRERAS—H. R. HICKS—S. J. LYNCK—B. V. WADDELL: Nucl. Fusion **19** (1979) 1333.
- [Hr 74] HREHUSS GY.: A szabályozott fúziós energiatermelés alapp problémái. Magfizikai Nyári Iskola, Szombathely, 1974. KFKI, Budapest, 1974.
- [Hu 78] J. HUGILL—J. SHEFFIELD: Nucl. Fusion **18** (1978) 15.
- [In 80] International Tokamak Reactor, Executive Summary, 0th Phase. IAEA, Vienna, 1980.
- [Ja 76] D. L. JASSBY—R. J. GOLDSTON: Nucl. Fusion **16** (1976) 613.
- [Ja 76a] D. L. JASBY—D. R. COHN—R. R. PARKER: Nucl. Fusion **16** (1976) 1045.
- [Ja 77] D. L. JASSBY: Nucl. Fusion **17** (1977) 309.

- [Ja 78] G. L. JAHNS: Nucl. Fusion **18** (1978) 609.
- [Ka 61] J. W. KARZAS—R. LATTE: Astrophys. J. Suppl. VI. **55** (1961) 167.
- [Ka 71] B. B. KADOMTSEV—O. P. POGUTSE: Nucl. Fusion **11** (1971) 67.
- [Ka 74] B. B. KADOMTSEV—G. M. POPKOV: in Fusion Reactor Design Problems, (Proc. IAEA Workshop, Culham, UK), IAEA, Vienna, 1974, p. 243.
- [Ka 75] Б. Б. КАДОМЦЕВ: Физ. плазмы **1** (1975) 710.
- [Ka 78] B. B. KADOMTSEV—O. P. POGUTSE: in Proc. 7th Int. Conf. Innsbruck, 1978. IAEA, Vienna, 1979. Vol. 1, p. 649.
- [Ki 76] J. KILLEN: Nucl. Fusion **16** (1976) 841.
- [Kn 77] H. KNOEPFEL: Phys. Fluids **20** (1977) 511.
- [Kn 77a] H. KNOEPFEL—J. J. ZWEBEN: ORNL/TM-6103 (1977).
- [Kn 79] H. KNOEPFEL—D. A. SPONG: Nucl. Fusion **19** (1979) 785.
- [Kr 64] M. KRUSKAL—I. B. BERNSTEIN: Phys. Fluids **7** (1964) 407.
- [Kr 73] N. A. KRALL—A. W. TRIVELPIECE: Principles of Plasma Physics. McGraw-Hill Book Co., New York, 1973.
- [Ku 73] R. M. KULSRUD—YUNG-CHIM SUN—N. K. WINSOR—H. A. FALLON: Phys. Rev. Lett. **31** (1973) 690.
- [La 55] J. D. LAWSON: UKAEA Rep. AERE-GP/M-185 (1955).
- [La 57] J. D. LAWSON: Proc. Phys. Soc. (London) **B70** (1957) 6.
- [Le 65] A. N. LEBEDEV: Sov. Phys. JETP **12** (1965) 931.
- [Le 73] E. P. LEE: Phys. Fluids **16** (1973) 1072.
- [Li 75] L. M. LIDSKY: Nucl. Fusion **15** (1975) 151.
- [Ma 69] H. S. MASSEY—E. H. S. BURHOP: Electronic and Ionic Impact Phenomena. Clarendon Press, Oxford, 1969.
- [Ma 79] W. M. MANHEIMER—T. M. ANTONSEN: Phys. Fluids **22** (1979) 957.
- [Me 61] C. MERCIER—M. COTSFTIS: Compt. Rend. **252** (1961) 2203.
- [Me 76] A. L. MERTS—R. D. COWAN—N. H. MAGU, JR.: Los Alamos Rep. LA-6220-MS (1976).
- [Mi 64] Ш. В. МИРНОВ: Атомная энергия **17** (1964) 209.
- [Mi 71] S. V. MIRNOV—I. V. SEMENOV: in Proc. 4th Int. Conf., Madison, 1971. IAEA, Vienna, 1971. Vol. 2, p. 401.
- [Mi 79] S. L. MILORA—C. A. FOSTER—P. H. EDMONDS—G. L. SCHMIDT: Phys. Rev. Lett. **42** (1979) 97.
- [Mo 65] I. A. MOROSOV—L. S. SOLOVIEV: in Reviews of Plasma Physics. Ed.: M. A. LEONTOVICH. Consultants Bureau, New York, 1965. Vol. 2, p. 201.
- [Mo 77] K. MOLVIG—M. S. TEKULA—A. BERS: Phys. Rev. Lett. **38**(1977) 1404.
- [Mo 79] K. MOLVIG—S. P. HIRSHMAN—J. C. WHITSON: Phys. Rev. Lett. **43** (1979) 582.
- [Mu 71] V. S. MUKHOVATOV—V. D. SHAFRANOV: Nucl. Fusion **11** (1971) 495.
- [Mu 79] M. MURAKAMI et al.: Phys. Rev. Lett. **42** (1979) 655.
- [Mu 79a] M. MURAKAMI—H. P. EUBANK: Physics Today, May 1979, 25.
- [Ne 71] Neutronfizika. Szerk.: KISS D.—QUITTNER P. Akadémiai Kiadó, Budapest, 1971.
- [Oh 70] T. OHKAWA: Nucl. Fusion **10** (1970) 185.

- [Pa 76] J. W. M. PAUL et al.: in Proc. 6th Int. Conf., Berchtesgaden, 1976. IAEA, Vienna, 1977. Vol. 2, p. 269.
- [Pe 69] N. J. PEACOCK et al.: *Nature* **224** (1969) 488.
- [Pe 80] PETRAVICH G.: Tokamak-plazma által kibocsátott atomok energia-eloszlásának mérése. Egyetemi doktori értekezés, KFKI, Budapest, 1980.
- [Pf 62] D. PFIRSCH—A. SCHLÜTER: Max Planck Institut Rep. MPI/PA/7/62, 1962.
- [Pf 77] D. PFIRSCH: in *Theory of Magnetically Confined Plasmas* (Proc. of the Course held in Varenna 1977). Eds.: B. COPPI—T. STRINGER—R. POZZOLI—E. SINDONI—J. P. CARNIHAN—G. G. LEOTTA. Pergamon Press, Oxford, 1977, p. 383.
- [Pf 78] D. PFIRSCH: in *Fusion Technology* (Proc. Tenth. Int. Symp. Padova, 1978). Pergamon Press, Oxford, 1979. Vol. 1, p. 433.
- [Po 76] D. E. POST et al.: Princeton Plasma Phys. Lab. Rep. MATT-1262 (1976).
- [Po 77] M. PORKOLAB: in *Theory of Magnetically Confined Plasmas*. (Proc. of the Course held in Varenna, 1977). Eds.: B. COPPI—T. STRINGER—R. POZZOLI—E. SINDONI—J. P. CARNIHAN—G. G. LEOTTA. Pergamon Press, Oxford, 1977, p. 339.
- [Ra 80] M. S. RABINOVICH: in Proc. 8th Int. Conf., Brussels, 1980. IAEA, Vienna, 1981. Vol. 2, p. 769.
- [Re 74] P. H. REBUT et al.: *J. Nucl. Mater* **53** (1974) 16.
- [Ri 71] A. C. RIVIERE: *Nucl. Fusion* **11** (1971) 363.
- [Ro 61] D. J. ROSE—JR. M. CLARK: *Plasmas and Controlled Fusion*. MIT Press—Wiley, New York—London, 1961.
- [Ro 74] J. A. ROME—J. D. CALLEN—J. F. CLARKE: *Nucl. Fusion* **14** (1974) 141.
- [Ro 76] J. A. ROME—D. G. MCALUS—J. D. CALLEN—R. H. FOWLER: *Nucl. Fusion* **16** (1976) 55.
- [Ro 76a] M. N. ROSENBLUTH—C. S. LIU: *Phys. Fluids* **19** (1976) 815.
- [Ro 78] M. N. ROSENBLUTH—C. S. LIU: *Phys. Fluids* **21** (1978) 1502.
- [Ru 71] P. H. RUTHERFORD—H. P. FURTH—M. N. ROSENBLUTH: in Proc. 4th Int. Conf., Madison, 1971. IAEA, Vienna, 1972. Vol. 2, p. 53.
- [Sa 76] A. SAMAIN: *Plasma Phys.* **18** (1976) 551.
- [Sa 78] JR. P. H. SAGER—M. ROBERTS: in Proc. 7th Int. Conf., Innsbruck, 1978. IAEA, Vienna, 1979. Vol. 3, p. 389.
- [Sc 80] L. S. SCATURRO—M. M. PICKRELL: *Nucl. Fusion* **20** (1980) 527.
- [Sh 59] В. Д. ШАФРАНОВ: *ЖЭТФ* **37** (1959) 1088.
- [Sh 63] V. D. SHAFRANOV: in *Reviews of Plasma Physics*. Ed.: M. A. LEONTOVICH. Consultant Bureau, New York, 1966. Vol. 2, p. 103.
- [Sh 70] V. D. SHAFRANOV: *Sov. Phys. Phys. Phys.* **15** (1970) 175.
- [Sm 75] R. R. SMITH: Princeton Plasma Phys. Lab. Rep. MATT-1124 (1975).
- [Sp 56] L. SPITZER, JR.: *Physics of Fully Ionized Gases*. Interscience Publishers, New York, London, 1956.
- [Sp 74] D. A. SPONG—J. F. CLARK—J. A. ROME—T. KAMMASH: *Nucl. Fusion* **14** (1974) 397.
- [Sp 77] D. A. SPONG—O. C. ELDRIDGE—T. KAMMASH: *Plasma Phys.* **19** (1977) 817.

- [St 75] T. F. STRATTON: in *Plasma Diagnostics Techniques*. Eds.: R. HUDDLESTONE—S. LEONARD. Academic Press, New York, 1975.
- [St 78] D. F. H. START—P. R. COLLINS—E. M. JONES—A. L. RIVIERE—D. R. SWUTMAN: *Phys. Rev. Lett.* **40** (1978) 1497.
- [St 80] W. STODIEK et al.: in *Proc. 8th Int. Conf., Brussels, 1980*. IAEA, Vienna, 1981. Vol. 1, p. 9.
- [Su 78] Y. SUZUKY et al.: in *Fusion Technology (Proc. Tenth Int. Symp., Padova, 1978)*. Pergamon Press, Oxford, 1978. Vol. 1, p. 463.
- [Su 79] S. SUCKEWER—H. P. EUBANK—R. J. GOLDSTON—E. HINNOV—N. R. SAUTHOFF: *Phys. Rev. Lett.* **43** (1979) 207.
- [Sy 80] A. SYKES—J. A. WESSON: *Phys. Rev. Lett.* **44** (1980) 1215.
- [Ta 78] W. M. TANG: *Nucl. Fusion* **18** (1978) 1089.
- [Va 78] N. N. VASILEV et al.: in *Proc. 7th Int. Conf., Innsbruck, 1978*. IAEA, Vienna, 1979. Vol. 3, p. 379.
- [Vl 73] V. S. VLASENKOV—V. M. LEONOV—V. G. MEREZHKIN—V. S. MUKHOVATOV: *Nucl. Fusion* **13** (1973) 509.
- [Vi 78] R. D. VINOGRADOVA et al.: in *Proc. 7th Int. Conf., Innsbruck, 1978*. IAEA, Vienna, 1979. Vol. 1, p. 257.
- [Wa 64] A. A. WARE: *Phys. Fluids* **7** (1964) 2006.
- [Wa 78] B. V. WADDEL—B. CARRERAS—H. R. HICKS—J. A. HOLMES—D. K. LEE: *Phys. Rev. Lett.* **41** (1978) 1386.
- [Wa 79] R. E. WALTZ—G. E. GUEST: *Phys. Rev. Lett.* **42** (1979) 651.
- [We 74] J. A. WESSON—A. SYKES: *Nucl. Fusion* **14** (1974) 645.
- [Wo 80] *World Survey of Major Activities in Controlled Fusion Research, Nuclear Fusion Special Supplement*. IAEA, Vienna, 1982.
- [Yo 64] S. YOSHIKAWA: *Phys. Fluids* **7** (1964) 278.
- [Yu 67] Э. И. ЮРЧЕНКО: *ЖТФ* **37** (1967) 1456.
- [Za 74] N. I. ZAITSEV et al.: *Radio Eng. Electron Phys.* **19** (1974) 103.

### Tájékoztatóra javasolt szakirodalom

(Energiaigény és a rendelkezésre álló energiahordozók mennyiségének becslése).

- W. CLARK: *Energy for Survival*. Anchor Press/Doubleday, Garden City, N. Y., 1974.
- E. COOK: *Science* **191** (1976).
- Department of Economic and Social Affairs, *World Energy Supplies: 1950—1974*. United Nations, New York, 1976.
- D. HAYES: *Rays of Hope: Transition to a Post-Petroleum World*. Norton & Co., New York, 1977.
- D. C. INN: *Availability of World Energy Resources*. Graham & Trotman, London, 1976.

- A. B. LOVINS—J. H. PRICE: *Non-Nuclear Futures: the Case for an Ethical Energy Strategy*. Ballinger, Cambridge, Mass., 1975.
- W. METZ: *Science* **192** (1976) 1320.
- W. METZ: *Science* **193** (1976) 38.
- W. METZ: *Science* **193** (1976) 76.
- W. METZ: *Science* **193** (1976) 307.
- CAROL and JOHN STEINHART: *Energy: Sources, Use and Role in Human Affairs*. Duxbury Press, North Scituate, Mass., 1974.
- World Energy Conference Survey of Energy Resources. World Energy Conference, New York, 1974. Chap. 7.



A kiadásért felelős az Akadémiai Kiadó és Nyomda főigazgatója  
Felelős szerkesztő: Sente László — Műszaki szerkesztő: Csákvári András

A borító- és kötésterv Somlai Vilma munkája

Terjedelem: 10,1 (A/5) iv — AK 1454 k 8488

HU ISSN 0231—2700

11461.88 Akadémiai Kiadó és Nyomda, Budapest — Felelős vezető: Hazai György



Hordósy Gábor — Hrehuss Gyula

## A tokamak

Az atomenergia-termelés új módszereinek kutatása a szabályozott körülmények közötti fúziós energiatermelés megvalósítására koncentrálódik. A termonukleáris energiatermelés egy lehetséges megoldását a mágneses plazmatároló berendezések nyújthatják. Ezek egyik, gyorsan tökéletesedő válfaja a tokamak nevű berendezés. A tokamak fizikai alapelveiről, szerkezeti és felépítési problémáiról, üzemeltetéséről és vezérléséről, fejlődésének távlatairól szól ez a tanulmány.



Akadémiai Kiadó · Budapest

Ára: 48,— Ft

ISBN 963 05 3284 0