

A PLAZMA MINT ENERGIAHORDOZÓ*

SIMONYI KÁROLY**

A MŰSZAKI TUDOMÁNYOK DOKTORA

A több százmillió fokra felhevített, teljesen ionizált, tehát plazma állapotban levő deutérium-trícium keverék elvileg alkalmas arra, hogy folyamatosan, szabályozható módon, magfúzió révén, hasznos energiát szolgáltatson. A cikk ezen elvi lehetőség gyakorlati megvalósításánál leküzdendő nehézségeket és az elért eredményeket tárgyalja. Ahhoz, hogy — a gazdaságossági kérdéseket nem tekintve — a szabályozott fúziós energiatermelés megvalósíthatóságát kísérletileg bebizonyítsák, jó néhány évnyi intenzív kutatómunka és milliárd dollár nagyságrendű befektetés szükséges. További évtizedre lesz szükség ezután még, hogy a gazdaságos megvalósíthatóság kérdését is eldöntsék. Mindezen erőfeszítéseket az alábbi előnyök indokolják: korlátlan nyersanyagkészlet, égéstermék és rádióaktív hulladék nélküli üzem. Siker esetén tehát az energiagondoktól, valamint jelentős szennyeződési problémáktól szabadulna meg az emberiség.

I. Bevezetés

Plazma alatt szűkebb értelemben az anyag olyan magas hőmérsékletű állapotát értjük, amelyben már a semleges atomok is alkotórészeikre, pozitív töltésű ionokra és negatív töltésű elektronokra esnek szét. A természetben az anyag a csillagokban van ilyen plazma-állapotban; vizsgálata mégis közvetlen gyakorlati célt szolgál: a csillagok belső hőmérsékleténél magasabb hőmérsékletű (százmillió fok feletti) plazmában lehet reményünk arra, hogy azt a fajta magenergiát — a fúziós energiát — amelyet jelenleg az ember csak hidrogénbomba alakjában tud felszabadítani, szabályozható módon fűtésre vagy villamosenergia termelésre használhassuk.

Egy fúziós reaktor energiahordozója, vagy inkább energiaátalakítója a több százmillió fokra felmelegített, plazmaállapotban levő könnyűgáz, például deutérium-trícium keverék. Az igen magas hőmérsékletnél bekövetkező heves ütközések magátalakulásokhoz, a könnyű magok fúziójához vezetnek, amelyeknek eredménye az energiafelszabadulás. Minthogy az energiafelszabadítást a magas hőmérséklet teszi lehetővé, termonukleáris energiatermelésről is szokás beszélni.

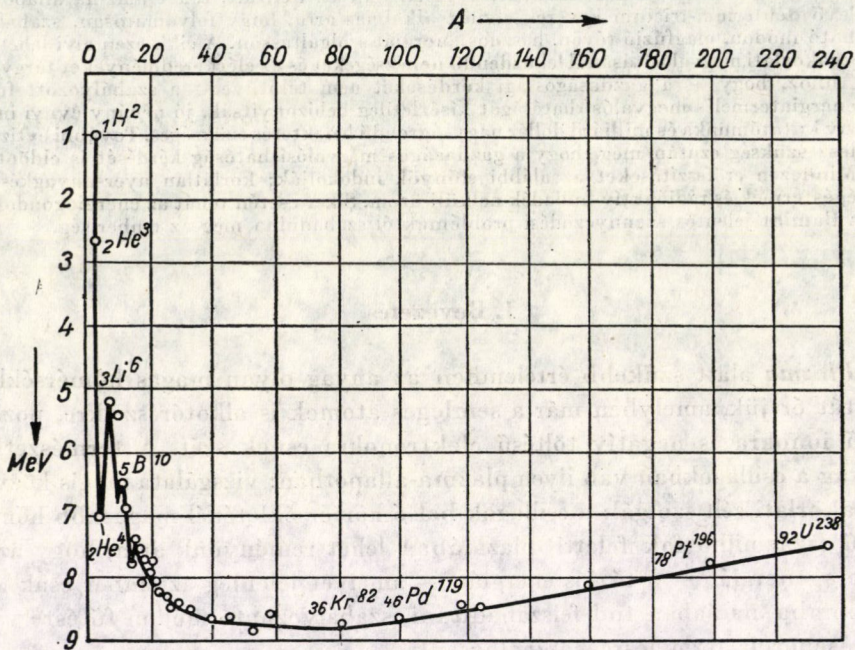
* Az MTA Műszaki Tudományok Osztályának 1973. május 9–10-i tudományos ülés-szakán elhangzott előadás

** Prof. Dr. Simonyi Károly, 1025 Budapest Pentelei M. u. 3.

Bár erről másutt részletesebben van szó [1], itt is röviden megemlítjük, hogy a fúziós reaktorok megvalósításával az emberiség az energiagondoktól megszabadulna: $Q = 10^{21}$ Ws energiaegységben mérve, a világ jelenlegi energiafogyasztása $0,2Q$. A tengervíz annyi nehézhidrogént tartalmaz, hogy $10^9 Q$ energiát lehetne belőle ilyen módon kitermelni.

2. A számbajövő reakciók

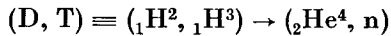
Ha megnézzük az atommagok kötésének erősségére jellemző, egy nukleonra vonatkozó tömegdefektus értékét a könnyű magok esetében (1. ábra), akkor szembeűnő a ${}^2\text{He}^4$ kimagaslóan nagy értéke. Így nagy energiafelsza-



I. ábra. Az egy részecskére eső kötési energia

badulás várható mindazon magreakcióknál, amelyeknél az egyik végtermék éppen a He^4 mag lesz. Első pillanatra arra gondolhatnánk, hogy a He^4 felépítéséhez az ${}^1\text{H}^1 \equiv \text{p}$ könnyű hidrogént vegyük kiindulási alapul. A Nap melege valóban végső soron a $4 {}^1\text{H}^1 \rightarrow {}^2\text{He}^4 + 2 \text{e}^+$ reakcióból származik, de ez a folyamat bonyolult cikluson keresztül, a földi viszonyokhoz képest túl lassan és túl nagy méretekben megy végbe. A reakciók gyakorlati megítélésénél igen sok szempont játszik szerepet. Természetes igény az, hogy a kiindulási anyagok könnyen hozzáférhetőek legyenek. Fontos szempont az is, hogy a

felszabaduló energia hogyan oszlik meg a reakciótermékek között. Mennyi energiát visz magával például a keletkező semleges neutron. Így a $(D, {}_2\text{He}^3)$ reakció érdekessége, hogy csak töltött részecskék keletkeznek. A töltött részek a reakció-térben le tudják adni az energiájukat, míg a neutronok energiájának hővé való átalakításához különleges burkolatra van szükség. Ugyanakkor a neutron esetleg tenyésztés céljára felhasználható. A jelen pillanatban a kiválasztás legfontosabb szempontja az, hogy a reakció a lehető legnagyobb valószínűséggel legyen realizálható, hogy az elképzelések helyessége — egyelőre a gazdaságossági számítások mellőzésével — minél előbb kísérletileg igazolható legyen. Ezért van ma az érdeklődés előterében a



reakció annak ellenére, hogy az egyik alapanyag, a trícium, a természetben nem fordul elő: rádioaktív gáz, amely 12,3 év felezési idővel, igen kis energiájú elektronok (18 keV a maximum) kibocsátásával ${}_2\text{He}^3$ -má alakul át. Amíg a deutérium a közönséges (folyó- vagy tengervízben) 1 : 5000 arányban fordul elő és abból 300 dollár/kg körüli költséggel kinyerhető, a trícium a hasadási reaktorokban állítható elő $2 \cdot 10^6$ dollár/kg körüli árban. Igaz, mint majd látni fogjuk, csak az induláshoz kell tríciumot beinvestálni, a fúziós reaktor, neutronjai segítségével, a folyamatos üzemeltetéshez szükséges trícium mennyiséget elő tudja állítani.

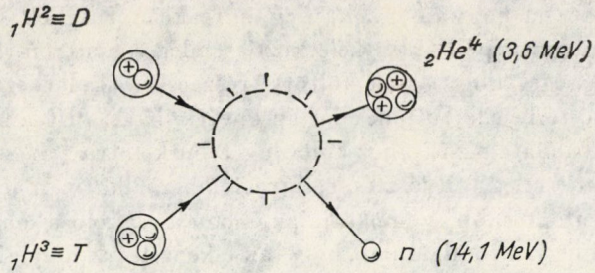
Figyelmünket így elsősorban erre a reakcióra összpontosítjuk: a (D, D) reakció adatait is csak összehasonlítás kedvéért adjuk meg.

A 2. ábrán a (D, T) reakció lefolyását ábrázoltuk. A reakció-termékek mellé beírtuk azt az energiát, amelyet azok magukkal visznek. Azt látjuk, hogy az energia közel 80%-a a neutron kinetikus energiájaként jelentkezik. Egy deutérium és egy trícium találkozásánál ahhoz, hogy a reakció végbe mehessen (a közbülső mag létrejöhessen), a részecskék le kell hogy győzzék a töltésükből eredő Coulomb-taszítást. Ez annál könnyebben megy, minél nagyobb a kinetikus energiája.

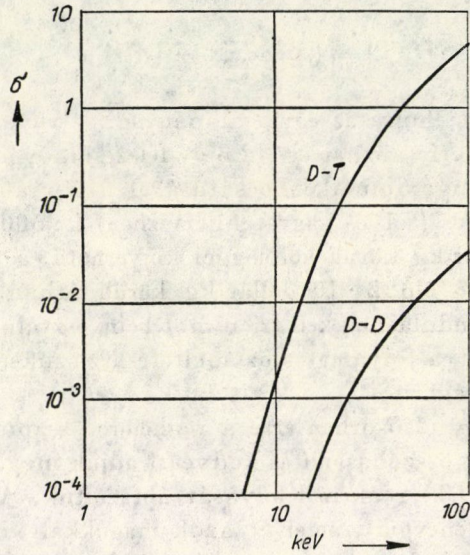
A 3. ábrán az átalakulás valószínűségét jellemző hatáskeresztmetszetet láthatjuk az energia függvényében: ez (D, T) esetén, egyazon energián, több mint két nagyságrenddel kedvezőbb, mint a (D, D) reakciónál. A fajlagos teljesítmény egyenlő: a reakcióhoz vezető ütközések száma szorozva az egy reakciónál felszabaduló energiával. Ez 50–50% deutérium-trícium keveréknél

$$p = \frac{1}{4} n_i^2 \overline{\sigma v W},$$

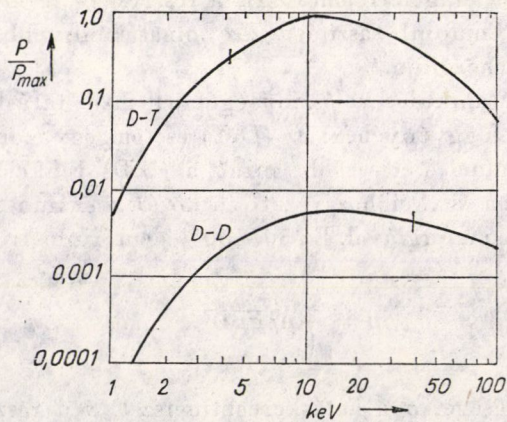
ahol n_i az ionok sűrűsége, σ a hatáskeresztmetszet, v a részecskék (relatív) sebessége, W , a reakció-energia. Minthogy v meghatározott eloszlást (Maxwell—



2. ábra. A fúziós energiatermelés szempontjából legfontosabb (D,T)reakció



3. ábra. A (D,T) és (D,D) reakciók hatáskeresztmetszete az energia függvényében [2]



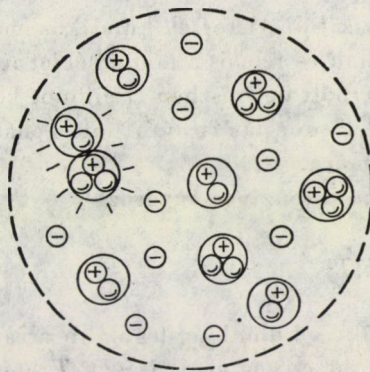
4. ábra. A fúziós teljesítménysűrűség függése a hőmérséklettől — állandó nyomáson [2]

Boltzmann eloszlást) követ, σ is függ az energiától, így v -tól, tehát a σv szorzatot kell közepelni. A gyakorlat számára kombinálni kell ezt a görbét, ha a teljesítményt a plazma hőmérsékletének vagyis közepes kinetikus energiájának függvényében akarjuk vizsgálni — az állandó nyomás megkövetelésével, ami az $n_i kT = \text{konstans}$ kapcsolattal egyenértékű. Berendezéseinket ugyanis egy meghatározott nyomásra méretezzük.

A 4. ábra az átlagos plazma-energia függvényében mutatja a teljesítményt, miközben a nyomást állandónak tartjuk. Az ábrán azt a pontot is bejelöltük, ahol a reakció „begyullad”, vagyis a keletkezett energiának a gázban maradó része az elsugárzott energia ellenére is fenn tudja tartani a magas hőmérsékletet.

3. A fúziós reaktor működésének feltétele Lawson kritériuma

Nézzük meg, milyen gyakorlati paraméterek adódnak. Az egyetlen ütközésben résztvevő részecskék tömegéből és a felszabaduló energiából könnyű kiszámítani, hogy 1 g deutérium-trícium keverék reakcióba lépésekor 4 MWnap energia keletkezik. Így egy 2000 MW elektromos teljesítményű



$$T \approx 150\,000\,000 \text{ } ^\circ\text{K}$$

$$\rho \approx 20 \text{ at}$$

$$n \approx 10^{15} / \text{cm}^3$$

$$V \approx 200 \text{ m}^3 \text{ (}\phi \text{ 15,5 m,}$$

$$P_{\text{termikus}} \approx 5000 \text{ MW}$$

$$M_{DT} \approx 10^{-2} \text{ kg}$$

5. ábra. Egy 5000 MW hőteljesítményű fúziós reaktor paraméterei. Az itt ábrázolt gömb alakú határolást nem lehet megvalósítani. Az ábra csak a reaktor-térfogat nagyságát akarja ezzel szemléltetni.

erőmű 5 500 000 tonna szén helyett 110 kg deutériumot és 165 kg tríciumot fogyaszt évente. A reaktor egyéb paraméterei az 5. ábrán láthatók 5000 MW termikus teljesítménnyel számolva. Mint látni fogjuk, a reaktor nem lehet gömb alakú, itt csak a méretviszonyok egyszerű szemléltetése kedvéért rajzoltuk ilyennek. Véges, jól kézbentartható nyomásértékek ilyen magas hőmérsékletnél csak kis anyagsűrűségnél adódnak. Az $n = 10^{15}/\text{cm}^3$ nagy vákuumnak felel meg. Így a reaktor tűzterében egy időben jelenlevő DT keverék mennyi-

sége alig haladja meg a néhány grammot. A tartályt szaggatott vonallal rajzoltuk: ezzel érzékeltetni akartuk azt a tényt, hogy a plazma számára nincs tökéletesen záró fal. Stacionáriusan úgy képzeljük el, hogy az „elszivárgó” részecskék pótlására állandóan új tüzelőanyagot kell bevinnünk. A DT keverék mintegy keresztül áramlik a „tűztéren” és ott egy viszonylag kis százaléka elég. Az átáramlott anyag nem vész el: az égéstermékektől való megtisztítás után visszakerül a körforgásba.

A fúziós reaktorok alapvető problémája, mennyire jó „falat” tudunk a plazma számára készíteni. A jóságra τ , egy ion átlagos benntartózkodási ideje jellemző. Ha ez kicsi, az ionnak nincs ideje egy másik ionnal ütközni és így elvész a fúziós energiatermelés szempontjából. Ha nagy az ionsűrűség, az ütközés valószínűbb és így kisebb τ is megengedhető. Ezek a kvalitatív megfontolások is azt mutatják, hogy a fúziós reaktor működéséhez egy minimális $n_i \tau$ szorzatot kell elérni. Ezt a tényt kvantitatív Lawson kritériuma fogalmazza meg. Ennek legegyszerűbb formáját a következő meggondolás adja. A reaktor folytonos üzemét tételezve fel, a plazmában az időegység alatt, a térfogategységben

$$\frac{1}{4} n_i^2 \bar{\sigma v} W_\alpha^{DT}$$

olyan fúziós energia keletkezik, amelyik töltött részek kinetikus energiájaként jelentkezik, így bennmarad a plazmában és felelős a hőmérséklet fennmaradásáért. A neutron eltávozik a plazmatérből: ott részben tríciumot kelt, részben kinetikus energiáját leadja, sőt többlet energiát is nyújthat. Tehát nem vész el, csak a plazma energia-mérlege számára.

A plazma a magas hőmérsékleten intenzíven sugároz

$$bn_i^2 T^{1/2}$$

fajlagos teljesítménnyel (b itt állandó). A különbség legalább arra kell, hogy elég legyen, hogy az n_i/τ fogyást pótló anyagmennyiséget T hőmérsékletre melegítse fel:

$$\frac{1}{4} n_i^2 \bar{\sigma v} W_\alpha^{DT} - bn_i^2 T^{1/2} = 2 \frac{3}{2} kT \frac{n_i}{\tau} .$$

Ebből

$$n_i \tau = \frac{3kT}{\frac{1}{4} \bar{\sigma v} W_\alpha^{DT} - bT^{1/2}} .$$

LAWSON kissé általánosabban feltételezte, hogy a τ idő alatt keltett fúziós energia, a τ idő alatti sugárzási veszteség, továbbá a hőtartalom η hatásfokkal

mintegy a következő ciklusnak visszatáplálható és az akkor elegendő lesz az újbóli felmelegítésre és a sugárzási veszteségek fedezésére:

$$\left(\frac{1}{4} n_i^2 \bar{\sigma v} W \tau + 3n_i kT + bn_i^2 T^{1/2} \tau \right) \eta = 3n_i kT + bn_i T^{1/2} \tau.$$

Ebből

$$n_i \tau = \frac{3kT \left(\frac{1}{\eta} - 1 \right)}{\frac{1}{4} \bar{\sigma v} W - \left(\frac{1}{\eta} - 1 \right) bT^{1/2}}$$

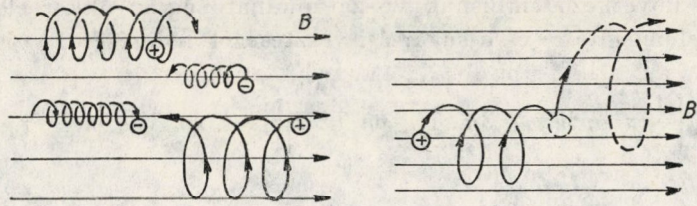
DT keverékre, 33,3% hatásfokra

$$n_i \tau \geq 10^{14} \text{ s/cm}^3.$$

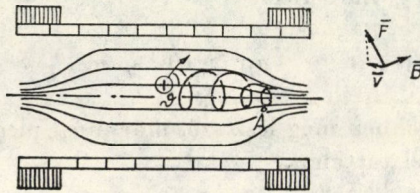
Bár erről a későbbiekben még lesz szó, már most megjegyezzük, hogy jelenleg a 10^{12} s/cm^3 értéknél tartanak.

4. A plazmahatárolás és a begyújtás kérdése

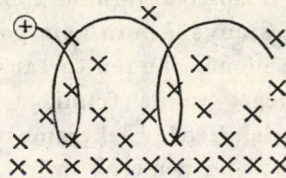
A jelen pillanatban a fúziós reaktoroknak ez a két egymással összefüggő kulcsproblémája. Közönséges anyagi falra nem gondolhatunk: ha a falat igen intenzív hűtéssel még olyan hőmérsékleten tartanánk, amelyen még a rábízott szilárdsági feltételeknek eleget tudna tenni, a vele közvetlenül érintkező igen kis tömegű plazmát is lehűtené. Elektromos térrel nem lehet mindenütt záró határolást létesíteni, és pedig nemcsak azért, mert ami a pozitív töltések számára taszító hatást jelent, az a negatív töltések számára vonzást, hanem azért is, mert az elektrosztatikus tér olyan szerkezetű, hogy egy tetszés szerinti zárt térrészben, ha ott nincs elektróda, a potenciál-függvénynek nem lehet sem minimuma, sem maximuma. Így még az egyik típusú töltéshordozó számára sem lehet olyan „potenciálgödör” létesíteni, amelyben az, mint egy edényben, benn maradna. Viszont tudjuk, hogy a homogén mágneses térben mind az elektronok, mind a pozitív ionok spirális pályán mozognak, tehát akárhogyan is indítjuk el őket, az erővonalakra merőleges irányban a $2r = 2mv_{\perp}/qB$ átmérő által jellemzett távolságban mozognak (v_{\perp} itt az erővonalakra merőleges sebesség komponens). B növelésével ez a távolság csökkenthető. A mondottak természetesen csak addig igazak, amíg a részecskék egymás mozgását nem zavarják. A 6. ábrán azt láthatjuk, hogy egy ütközés hatására a részecske tovább tolódhatik el merőleges irányban is és így végül kikerül a mágneses térből, vagyis annak határoló szerepe megszűnik. Ha ettől az „oldal-szivárgás”-tól eltekintünk, akkor is láthatjuk, hogy ilyen módon a



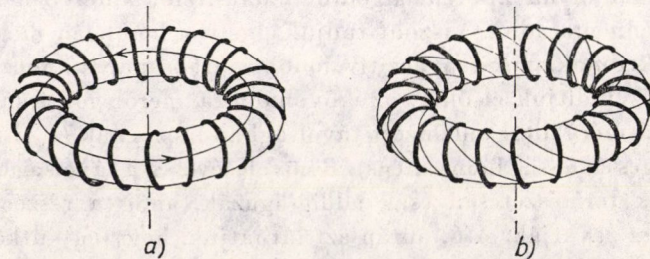
6. ábra. Homogén mágneses tér mindkét előjelű töltött részecskék merőleges irányú elmozdulását véges értékre határolja. A nagyobb részecskesűrűségnél az ütközésekből eredő diffúziós hatással is számolni kell.



7. ábra. A mágneses dugó, vagy tükör. A kép jobboldalán az A pontbeli erőhatást tüntettük fel.



8. ábra. Inhomogén térben a töltött részecske az erővonalakra merőleges eltolódást szenvedhet ütközés nélkül is.



9. ábra. A jobb plazmahatároláshoz a toroidális térre superponált úgynevezett poloidális teret a „Tokamak” típusú készülékben a plazmában magában indukált áram (a), a „Stellarátor” típusú készülékben pedig egy „helix”-tekerecs (b) hozza létre [6]

részecskék az erővonalak irányában nincsenek határolva. Ez a tartály olyan, mint egy — kissé porózus anyagból készült — a két végén nyitott cső. Két megoldás kínálkozik — mind a kettőt valóban használják is. Az első megoldásnál a mágneseret a 7. ábra szerint mágneses „dugóval” zárjuk le: az erővonalakat a két végén összesűrítjük egy-egy segédtekercs alkalmazásával. Az $\vec{F} = q\vec{v} \times \vec{B}$ képlet alapján számított erőnek lesz — bármelyik véget és bármilyen előjelű töltést is nézzük — egy, a tér belseje felé mutató komponense, amelynek eredményeképpen a tengelyirányú mozgás lelassul, majd ellenkező irányúra vált. Mágneses tükröknek is hívják ezt az elrendezést, mert a részecskék mintegy visszaverődnek. Könnyen belátható azonban, hogy nem mindegyik részecske számára jelent tükröt a sűrűsödő mágneses tér. A szimmetria-tengelyen az erővonalak mentén haladó részecskére semmilyen erő nem hat, így az biztosan kirepül a mágneses térből. A részecske sebességétől függően kisebb vagy nagyobb kúpszögben érkező részek „szöknek meg” tartályunkból. Ez a típusú tartály tehát oldalt kissé szivárog (az erővonalakra merőleges diffúzió következtében), és kissé „lyukas” a két lezáró végén a most említett effektus következtében. A végeken való határolási hiba szerepét a hossz növelésével lehet lecsökkenteni.

Kézenfekvő a gondolat, hogy a homogén tér tórusz alakban való összehajtásával oldjuk meg az erővonalak hosszirányban való határolásának problémáját. Az erővonalakra merőleges diffúziós szivárgás természetesen így is megmarad, de ehhez még egy újabb káros jelenség is jelentkezik. Egy tórusz tekercs által létrehozott mágneses tér nem homogén: a szimmetria-tengelyhez közelebbi helyen sűrűbb, kifelé ritkább. Ilyen térben a töltött részecske — még akkor is, ha az ütközéstől eltekintünk — a mágneses térre is, és a maximális inhomogenitás irányára is merőlegesen eltolódik, és így végül kikerül a mágneses térből (8. ábra). Ezen hatás lecsökkentésére két sikerrel kecsegtető javaslat van. Mindkét esetben még egy mágneseret hozunk létre, amellyel az eredeti tórusz alakú mágneses erővonalakat mintegy megcsavarjuk és ezzel a kifelé tolódott részecske közelítőleg egy ilyen erővonalra spirálszerűen felcsavarodó pályán ismét visszakerülhet a tér belsejébe. Az egyik típusnál (9.a ábra) ezt a mágneseret a plazmában indukált áram hozza létre — ilyen megoldással dolgozik a Szovjetunióban kifejlesztett „Tokamak” — míg a másiknál (9.b ábra) egy igen nagy menetemelkedésű másik tekercs — ezt a megoldást választották a „Stellarátor”-típusú amerikai készülékekben. Rögtön hozzá kell tennünk, hogy bár a két megoldás elméletileg egyenértékűnek látszik, ebben a pillanatban a „Tomakak”-típusú berendezések működnek eredményesebben.

Most tételezzük fel, hogy az itt leírt mágneses tartályok elegendő mértékben zárnak ahhoz, hogy bennük akár folyamatosan, akár szakaszosan olyan magas hőmérsékletű és sűrű plazma tud a megfelelő ideig tartózkodni, hogy a fúziós reakciók, többletenergiát szolgáltatva, végbemehetnek. A következő kulcskérdés: hogyan hozzuk a plazmát ilyen állapotba?

A Tokamak—típusú berendezésnél automatikusan kínálkozik az a gondolat, hogy a segédteret létrehozó plazmaáram Joule-melegét használjuk fel melegítésre (Ohmos fűtés). A térfogategységben fejlődő meleg

$$P = \gamma \frac{I_p^2}{(\pi r_0^2)^2},$$

ahol I_p a teljes plazmaáram, r_0 pedig a plazma-sugár, γ a plazma fajlagos ellenállása. Minthogy az utóbbi növekvő hőmérséklettel rohamosan csökken, továbbá az I_p áram sem növelhető minden határon túl, mert instabilitások lépnek fel, úgy látszik, hogy csak ohmos fűtéssel nem lehet a plazmát a begyújtási hőmérsékletig felhevíteni. Meglepetésre a szovjet Tokamak-kísérletek az így kiadódó határ-hőmérséklet fölé tudtak menni. Lehetséges, hogy ez, a készülék dimenzióitól függő, kedvező, a turbulenciából adódó anomális ellenállás növekedés, a nagyobb készülékeknél nem lép fel.

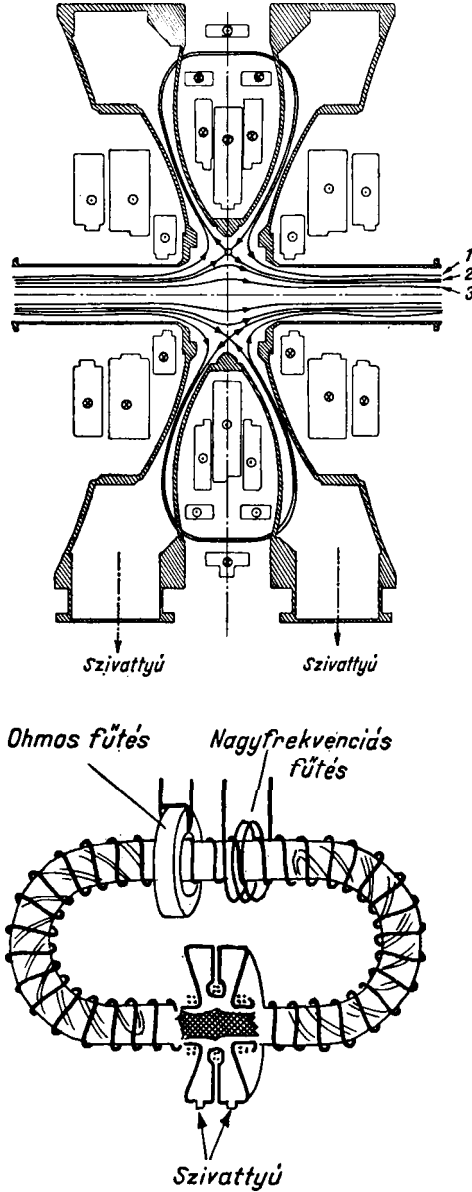
Nagy reményeket fűznek a nagyenergiájú részecskék belövéséhez. Töltött részecskék felgyorsítása a néhány százmillió fok hőmérsékletnek megfelelő néhány száz keV energiára, a gyorsító technika mai állása mellett, nem okoz nehézséget. Az így kapott ionnyalábot azonban a mágneses tér visszafordítja, az nem tud behatolni. Ezért egy neutralizáló gázkamrán viszik keresztül. A semleges sugár már be tud hatolni a plazmába: itt ionizálódik, és így a mágneses tér visszatartja.

Az ohmos fűtés mellett a nagyfrekvenciás fűtés különböző típusaival is kísérleteznek. Így az eddigi eredmények alapján nagy szerep juthat az ionciklotron-frekvenciás fűtésnek. Itt a kívülről rákapcsolt nagyfrekvenciás nagyteljesítményű adó frekvenciája közel egyenlő egy ionnak a mágneses térben való körmozgásához tartozó frekvenciával ($2\pi f = qB/m_i$). Ilyenkor igen hatásos az energiaátadás mechanizmusa.

Növelni lehet úgy is az ionok energiáját, hogy a határoló mágneses teret megnöveljük. Ekkor a változó mágneses tér elektromos teret kelt és az felgyorsítja a töltött részeket — pontosabban: növeli a részecskéknek a mágneses térre merőleges sebességkomponensekhez tartozó energiáját. Ütközés útján ez az energia az ekvipartíció elvnek megfelelően szétesztődik az összes sebességkomponensre. Ennek a módszernek egy érdekes változata, amikor a mágneses tér az időben nem változik, hanem a tórusz-geometriából adódó, a helytől függő intenzitás változást használjuk ki. A tórusz külső szélében létrehozott plazmát kényszerítjük egy segéd mágnesstérrel arra, hogy befelé, a nagyobb intenzitású térrész felé mozogjon. A sűrűbb térbe jutó plazma számára a hatás ugyanolyan, mintha álló plazmában növeltük volna meg az idő függvényében a mágneses teret.

5. Az adagolás és az égéstermékek eltávolítása

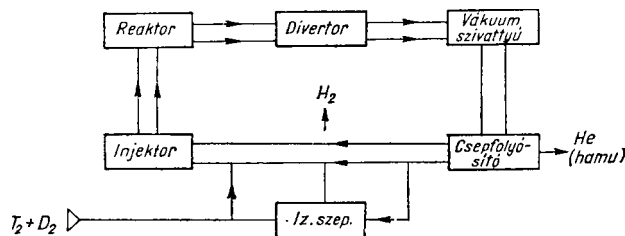
A folyamatos üzemű fúziós reaktorban — mint azt említettük — a nyersanyag, a deutérium-trícium keverék, mintegy átáramlik a reaktortéren, miközben egy-két százaléka ég el. A bevitel legegyszerűbb módjaként azt



10. ábra. A divertor elhelyezése és részletrajza. A (2) mágneses határerővonalon túljutó részecskék az (1) erővonalat, mint tengelyt követve kispirálózódnak a külső térbe [6]

gondolhatnánk, hogy semleges gázt vezetünk a plazmagyűrű külső felületéhez, amely ott ionizálódik és felveszi — éppen a már begyulladt plazma energia-felszabadítása eredményeképpen — a magas hőmérsékletet. Így azonban egy a diffúzió szempontjából kedvezőtlen sűrűségprofil alakul ki: a plazmagyűrű szélén van a legnagyobb sűrűség, így onnan a visszadiffundálás lehetősége megnő. A nyersanyagot a plazmagyűrű közepébe kell belőni. Ennek egyik elvi lehetősége a semleges nagy energiájú nyaláb formájában való belövés, amelyről már a begyújtásnál volt szó. Minthogy ilyenkor a teljes üzemanyag-mennyiséggel — tehát nemcsak azzal, amely hasznosan elég, hanem amely csak átáramlik — kellene a belövéshez szükséges energiát közölni, így a hatásfok nagyon lecsökkenne, sőt esetleg egyáltalán nem kapnánk többlet-energiát. Bár konkrét kísérleti eredmények nincsenek, a szilárd makro-részecskék alakjában való belövés lehetségesnek látszik. Ilyenkor a szilárddá fagyott D-T keveréket töltéssel ellátva megfelelő energiára lehet gyorsítani úgy, hogy az be tudjon a plazmagyűrű belsejébe hatolni, mielőtt elpárolog és ionizálódik. A belövési energiának egy részecskére eső hányada ilyenkor törtrésze az egy részecskéből nyerhető energiának, beleértve a reakcióban részt nem vevő, átáramló hányadot.

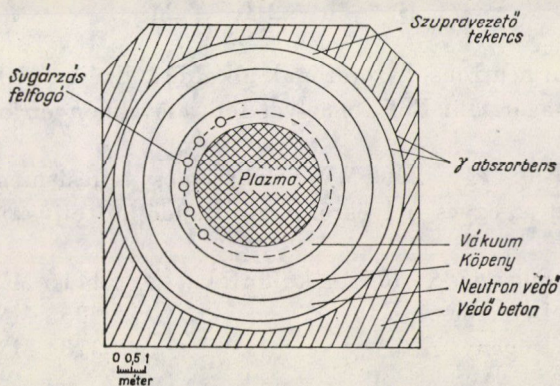
A plazma felületére kidiffundált részecskét meg kell akadályozni abban, hogy a falhoz jusson: a plazma külső felülete és a határoló fal között vákuum van. Erről a fúziós reaktor egyik legsajátosabb berendezése, a *divertor* gondoskodik. A divertor (10. ábra) célja tehát az, hogy a plazmaoszlopból kikerülő részecskéket olyan helyre juttassa, ahol az energialeadás számára kedvező hűtési viszonyokat létre lehet hozni. Egy divertor típus sémája és beépítése a reaktorrendszerbe a 10. ábrán látható. A fő, tórusz alakú mágneseret létrehozó, tekercsek helyett ellenkező irányú gerjesztéssel ellátott tekercsüket helyezünk el. Ekkor a mágneses erővonalak menete a 10. ábra szerint eltorzul. A (2)-vel jelölt erővonalon kívül került részecskék a „divertáló” erővonalak mentén végig spirálózva eljutnak a külső térbe, ahol energiájukat a hűtött felületnek átadva semleges gázmolekulákká rekombinálódnak, és így normál vákuum szivattyújuk továbbíthatják — természetesen nem a levegőbe, hanem tisztítás után — vissza a reaktorba. A nyersanyag körfolyamat — egyszerűsítve — a 11. ábrán látható.



11. ábra. A deutérium-trícium bejuttatása és körforgása

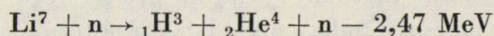
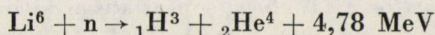
6. A hőelvétel és a trícium előállítása

Mint láttuk, a fúziós reakció eredményeképpen felszabadult energia közvetlenül mint egy hélium atommag és egy neutron kinetikus energiája jelentkezik. A töltött részecske, a ${}^4_2\text{He}$, a plazmában ütközés útján szétesztja energiáját, amely tehát így a plazma hőenergiájává alakul. A plazma — stacionárius állapotban — a keletkezett többlet energiáját sugárzás formájában

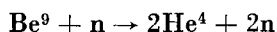


12. ábra. Egy stacionárius üzemű zárt (tórusz) mágnessterű fúziós reaktor várható keresztmetszete [6]

adja le. Ezt a sugárzó teljesítményt a hűtött vákuumfal veszi fel és szállítja el, mint a hűtőközeg hőenergiáját, a reaktorból. Hogy a mechanikailag is erősen igénybevett vákuum tartályt némileg tehermentesítsék, külön egy sugárzásfelfogó falat vagy rácsot (természetesen intenzív hűtéssel) terveznek még az evakuált részbe. Ennek így mindkét oldalán vákuum van, és így szilárdsági feladatai nincsenek. A 12. ábrán egy fúziós reaktor kissé realiztikusabb metszete található, ahol a neutronok sorsa is tovább követhető. A vákuumfalat körülvevő köpeny szerepe kettős. Egyrészt le kell lassítani a 14 MeV energiájú neutronokat. Ez szintén ütközés útján megy végbe. A neutronok így energiájukat a köpeny atomjainak adják át, amely energiát ismét hőenergia alakjában a hűtőközeg viszi el. A köpeny másik fontos szerepe az, hogy a reaktorban elfogyasztott tríciumot a neutronok közreműködésével pótolja. Ezért a köpeny maga, vagy a hűtőközeg, lítiumot is tartalmaz. (A lítium 7,5% Li^6 -os és 92,5% Li^7 -es izotópból áll. Olvadáspont 180 °C, mint hűtőanyag, üzemi hőmérséklete 900 °C.) A lítiumból ugyanis a



magreakciók eredményeképpen trícium keletkezik. Az első reakció még külön energiát is termel, a második csak akkor megy végbe, ha a neutron a szükséges többletenergiát is szállítja. Minthogy minden trícium átalakulása következtében egyetlen neutron keletkezik, egyetlen neutron kell hogy létre tudjon hozni a köpenyben ismét egy tríciumot. A Li^7 neutronfelhasználás nélkül állít ugyan elő tríciumot, minthogy azonban neutron-vesztéssel mindig számolni kell, a trícium-tenyésztés biztosítására a köpeny célszerűen berilliumot is tartalmaz. A berillium ugyanis a



reakción keresztül neutronsokszorozónak alkalmas. Ezért egy lehetséges javaslat a köpeny anyagára LiFBeF_2 , amelyet fém csövekben cirkuláló hélium-gáz hűt.

Tájékoztató: egy 2000 MW elektromos teljesítményre méretezett fúziós reaktorban az egyes helyekről elszállítandó hő teljesítmények az alábbiak

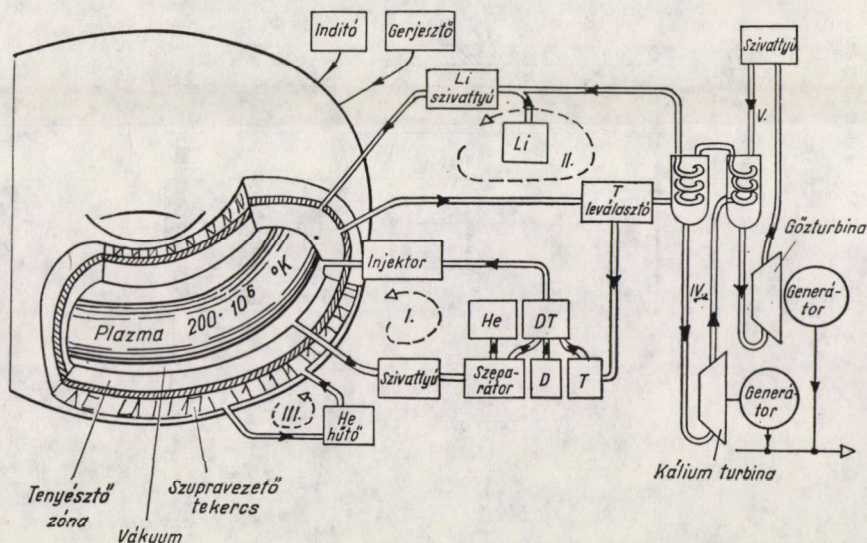
Sugárzás-védő és vákuumfal	1116 MW
Divertor	253 MW
Köpeny	3734 MW

7. Egy fúziós erőmű esetleges sémája

Az eddigiek alapján most már felvázolhatjuk a fúziós erőmű egyik típusának, a folytonos üzemű, tórusz alakú erőműnek a várható elrendezését (13. ábra). A 12. ábrán az eddig már megbeszéltek részleteken túlmenően még egy, a neutronok és a neutronok befogásánál fellépő γ sugarak elleni védőréteg, majd azután a mágnesetekeres következik. A szükséges intenzitású és kiterjedésű teret gazdaságosan csak szupravezetővel lehet létrehozni: a tekercs anyaga Nb_3Sn —szóba jöhet még a V_3Ga is —, a hűtés héliummal történik $4-10^\circ\text{K}$ körül. Az ábrára nézve a fúziós reaktor különleges tulajdonságára figyelhetünk fel: 2–3 méter távolságra van egymástól a Nap belső hőmérsékleténél magasabb hőmérsékletű plazma és az abszolút nulla fok körüli hőmérsékletű cseppfolyós hélium. Ez a tény érzékelteti a megoldandó technológiai, hőszigetelési problémák újszerűségét. Egy 2000 MW elektromos teljesítményű berendezésnél a tekercs súlya $6 \cdot 10^6$ kg körül van (16 Vs/m^2 a maximális mágneses térintenzitás) és MW nagyságrendű teljesítményt kell a hűtőközegnek elvinni — anélkül, hogy 10°K fölé emelkedne a hőmérséklet. Ehhez 10^9 liter (normál állapotban mért) hélium mennyiség cirkuláltatása szükséges.

A 13. ábrán az (I) kör a 11. ábrán sematikusán látható üzemanyagkörrel azonos. Az injektorban az üzemanyag három helyről kerülhet: a készlettartályokból, a reaktoron már átáramlott anyagból az égéstermék (He, H) leválasztá-

sa után és végül a (II) körből. A (II) körben folyékony Li áramlik. Ez hűtőközeg és trícium-tenyésztő közeg is egyúttal. A tríciumot közönséges kémiai módszerrel lehet leválasztani belőle. Hőenergiája egy hőcserélőn keresztül káliumgőzt is fejleszt, amely egy turbinát hajt. A káliumgőz maradék hőjével



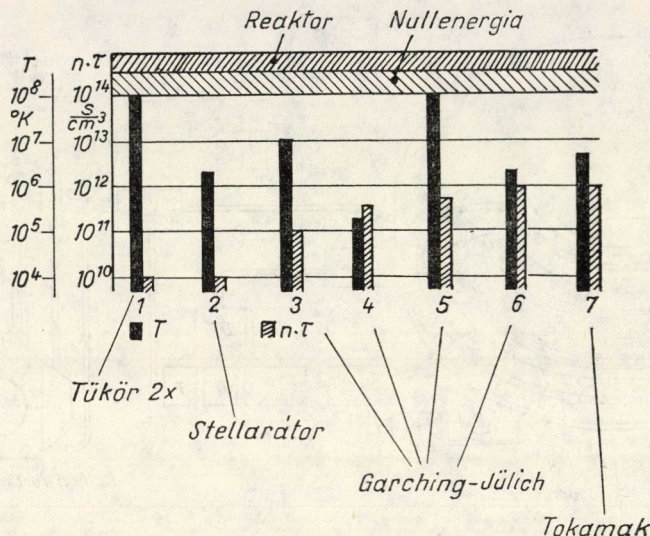
13. ábra. Egy fúziós reaktor teljes elrendezésének vázlata. (I): az üzemanyagkör, (II): a hűtő és trícium-tenyésztő közeg köre, (III)–(IV): a turbinakör [5]

vízgőzt fejleszt, amely ismét egy turbinába jut. Természetesen szükség van egy hőtűkőrré a szupravezető mágnes számára. A reaktor begyűjtő, vagy indító berendezését csak jelöltük. Ez önmagában is esetleg egy az egész óriási gyűrűvel hurkot képező transzformátor vastest, a saját külön — normális hőmérsékletű — tekercsével, amely az ohmos fűtéshez szükséges áramot indukálja a plazmába. A gerjesztő berendezésnek nemcsak a nagy áramerősséget kell tudni biztosítani, de a mágnes térben tárolt 10^{11} Ws nagyságrendű energiával kapcsolatos, a legerjesztésnél fellépő problémát is meg kell oldania.

8. Nehézségek

Az eddigiekből a kivitelnek a szokatlan hőmérséklet értékekből adódó nehézségei nyilvánvalóak. Ha ehhez még hozzávesszük azt is, hogy például a vákuumfalnak olyan neutronfluxusra kell méretezve lennie, mint amilyen a legerősebben igénybevett fissionális reaktorokban van, (egy nagyságrenddel több neutron keletkezik termelt kW-onként, mint fissionális reaktorokban), de a neutronok energiája jóval nagyobb, akkor elképzelhetjük, milyen távol

leszünk még a gazdaságos megoldástól akkor, amikor az alapprobléma, az önfenntartó folyamatos fúziós energiatermelés problémája megoldódott. De még itt sem tartunk. Mint láttuk, ehhez kellő magas sűrűség és határolási idő valamint hőmérséklet szükséges.



14. ábra. A fúziós kísérletek eddigi eredményei. Az igen magas hőmérsékletet nyílt rendszerben könnyebb elérni, míg a zárt rendszerek nagyobb $n\tau$ szorzatot adnak [5]

A 14. ábrán az eddig elért eredményeket szemléltettük. Azt látjuk, hogy a hőmérséklettel már sikerült a nulla-teljesítményszintig eljutni. A Tokamak-típusú készüléknél egy nagyságrend hiányzik a hőmérsékletnél és két nagyságrend az $n\tau$ szorzatnál.

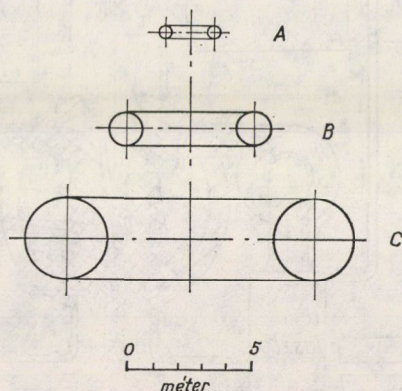
Pillanatnyilag a legfőbb nehézséget az okozza, hogy a kísérletek az elméletileg várható eredményektől eltérnek, és pedig általában a kedvezőtlen irányba! Így az új típusú, vagy azonos típusú, de nagyobb méretű berendezésnél váratlan új problémák bukkannak fel. Így például az elmélet a mágneses térre merőleges irányú diffúzióra a

$$D_{\perp} \sim \frac{1}{T^{1/2}} \frac{1}{B^2}$$

értéket adja, ami azt jelenti, hogy ez a diffúzió növekvő hőmérséklettel csökken, tehát a viszonyok a hőmérséklet növelésével (és B növelésével) kedvezőbbé válnak. ВОНМ még a radartechnikában alkalmazott gázkisüléses kapcsoló berendezések vizsgálatánál az alábbi félempirikus formulához jutott

$$D_B \sim \frac{T_e}{B},$$

ahol T_e az elektronhőmérséklet. Ez annyit jelent, hogy növekvő hőmérséklettel nő a diffúziós koefficiens. Az elméleti D_{\perp} érték kedvezőbb, mint amire egyáltalában a reaktor működéséhez szükség van, míg D_B értékkel számolva kétséges a nulla-energiaszint elérésének a lehetősége.

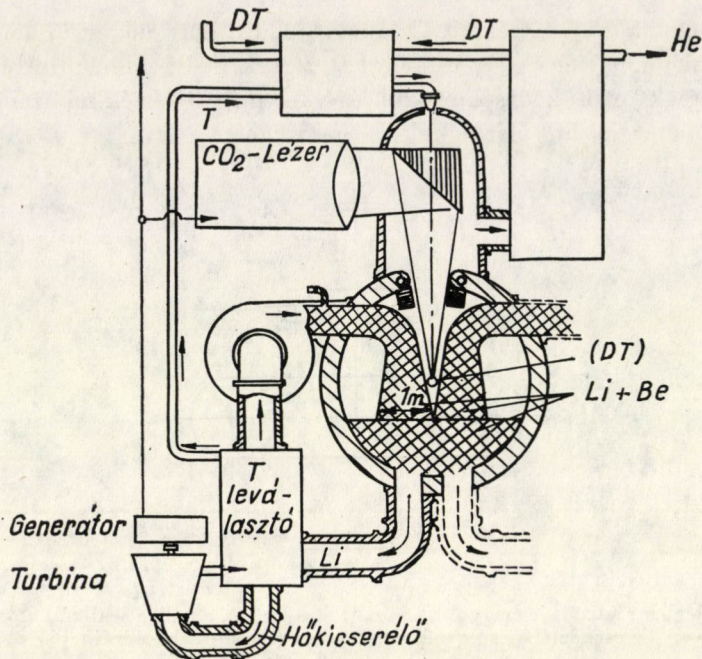


5. ábra. A jelenleg realizált legnagyobb kísérleti eszköz (A), a fizikai realizálhatóságot eldöntő eszköz (B) és egy fúziós reaktor (C) léptékhű ábrája [6]

A különböző toroidális geometriák egészen a Szovjetunióban 1968–69 évben készített Tokamak-típusú készülékéig a Bohm-értékekhez közeli diffúziót mutattak. A szovjet kutatók által elért $n\tau$ szorzat körülbelül 2 nagyságrenddel jobb, mint amelyet a Bohm-képletből kapnánk. További remény: a határolási idő a tórusz átmérő négyzetével nő és így várható, hogy a nagyobb berendezéseknél a viszonyok a diffúzió szempontjából kedvezőbbek lesznek. Az ezen a téren dolgozó kutatók közül azonban senki sincs arról meggyőződve, hogy semmiféle új, elsősorban az instabilitásból adódó nehézség nem lép fel. A 15. ábra a méreteket mutatja: a legkisebb méretű a jelenleg létező legnagyobb kísérleti berendezés. A középsőtől várható, hogy végleg eldöntse a megvalósítás lehetőségének kérdését, míg végül a legnagyobb egy ipari reaktort sematizál. Körülbelül évi 100 millió dollár ráfordítás mellett ez az évtized meghozhatja a döntést a megvalósíthatóságról és 2000-ig megjelenhet az iparilag használható reaktor is.

9. A mágneses fal nélküli megoldás lehetőségei

Már említettük, hogy a plazma nem érintkezhet a nála hidegebb fallal, mert akkor — kis tömege miatt — maga is lehülne. Elképzelhető azonban olyan tartály — mondjuk föld alatti üreg — amelynek fala néhány ezer fok hőmérsékleten néhány ezer atmoszféra nyomást is kibír. A tartály közepén



16. ábra. Koncentrált lézer-energiával periodikusan robbantott szilárd DT-gömböcskék fúziós energiáját hasznosító erőmű vázlata. Mágneses tér nincs, a termonukleáris reakció lényegében addig megy végbe, amíg a részecskék térfogata nem változott. A kitáguló igen nagy hőmérsékletű plazma energiájának hőenergia alakjában való továbbviteléről, valamint a tritium-tenyésztésről itt is a folyékony litium gondoskodik [3]

levő nagy hőmérsékletű plazmát vegye körül egyre csökkenő hőmérsékletű plazma-gáz keverék, majd gázburok mintegy hőszigetelőnek. Az ilyen csillaghoz hasonló felépítésű tiszta DT keverékből álló reaktor — ahol a gravitációs erő egybetartó hatását a fal helyettesíti — mérete a számítások szerint még nem „csillagászati” (néhány száz méter sugarú), de a stacionárius üzeméhez tartozó óriási teljesítménnyel nem tudnánk mit kezdeni. Elképzelhető azonban az instacionárius üzem földalatti mikrorobbanások alakjában.

Részletesebben vizsgálták a térben és időben igen erősen koncentrálható energiájú lézer sugarak alkalmazhatóságát annyira, hogy már fel lehet vázolni egy ilyen alapon működő fúziós erőmű körvonalait (16. ábra). A 4°K hőmérsékletre lehűtött szilárd állapotú, $r \approx 1$ mm sugarú DT keverékre $10^5 \div 10^6$ Ws energiájú lézer-sugár impulzust bocsátunk. Az impulzus időtartama a mikroszekundum törtrésze kell hogy legyen. (Ilyen energiájú impulzusok megvalósítása neodimium üveg vagy CO_2 lézer segítségével lehetségesnek látszik). Ez az energia már alkalmas arra, hogy megindítsa a termonukleáris reakciót. Így a befektetett energiának százszorosát kaphatjuk vissza. Természetesen ez a folyamat — mint a robbanó motorok esetében — meghatározott frekvenciával ismétlődik.

Az erőmű további részletei az előzőhöz hasonlóak. A folyékony lítium részben hűtésre, részben trícium-tenyésztésre szolgál. A szilárd berillium a neutronokat sokszorozza. A lézer energiáját természetesen a termelt villamos energiából vesszük.

10. Összefoglalás

Azt látjuk, hogy a jelen pillanatban a tudományos alapprobléma, a megvalósíthatóság kérdése, sincs eldöntve. Ha erre pozitív válasz adódik, akkor sem tűnnek el a nyersanyag gondok: bár a tüzelőanyag kérdés megoldódik, de újabb járulékos problémák jelentkeznek. A trícium tenyésztéshez szükséges lítium mennyisége korlátozza a DT reakcióval kinyerhető energiát, igaz, hogy a kielégítően magas $2 \cdot 10^6 Q$ értékre. Súlyosabb problémaként jelentkezhetik a hűtésre használt hélium korlátolt volta.

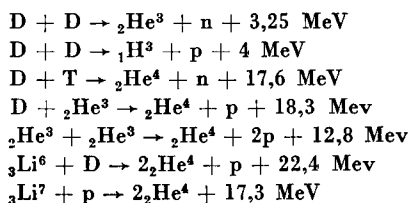
A legmegnyugtatóbb a hamu kérdése: kis mennyiségű hélium, ami semmit sem szennyez. A trícium ugyan hajlamos arra, hogy mindenféle fémfalon — különösen magas hőmérsékleten — átdiffundáljon — de ez leszorítható. A 2000 MW-os reaktornál 10^{-4} g/nap szökéssel számolnak. Gyöngye β sugárzása és nem túl hosszú felezési ideje is csökkenti a veszélyt. A strukturális anyagok aktiválásának a veszélye itt is fennáll.

Minthogy egy adott időpillanatban a reaktorban igen kis mennyiségű tüzelőanyag tartózkodik, a hidrogénbombaszerű megszabadás lehetetlen. Akkor sem történik semmi, ha, mondjuk a határoló mágnestér valami miatt megszűnik: a plazma energiatartalmát leadja a falnak, nyomása — a kis sűrűség miatt — gyakorlatilag nullára csökken.

A helyzetet jelenleg így jellemezhetjük: semmi olyan elvi akadály nem látszik, amely a megvalósítást lehetetlenné tenné, viszont olyan irányt sem sikerült találni, amely felé haladva a siker biztosítottnak látszik.

I. táblázat

*A fúziós reaktorokban számbajöhető
energiatermelő reakciók*



IRODALOM

1. LÉVAI A.: Az energetika fejlődésének általános helyzetképe, kiemelve egyes perspektivikus irányzatokat
2. A Short Course in Fusion Power. Princeton University, 1972
3. TUCK, J.: Outlook for Controlled Fusion Power, *Nuclear Engineering International* 186 (1971)
4. PEASE, R.: Progress in Nuclear Fusion Research, *Journal of the British Nuclear Energy Society* 11/2, (1972)
5. SCHMITTER, K. H.: Thermonukleare Fusions-Reaktoren — Stand und Aussichten, *Atomwirtschaft-Atomtechnik*, 11, (1972)
6. MILLS, R. G.: The Promise of Controlled Fusion. *IEEE Spectrum* 8/11 (1971)
7. SIMONYI, K.—UZSOKY, M.: About the Starlike Fusion Reactor, *Periodica Polytechnica* 1/3 (1957)

Das Plasma als Energieträger. Das auf mehrere hundert Millionen Grad erhitzte, vollkommen ionisierte, also im Plasmazustand befindliche Deuterium-Tritium-Gemisch ist theoretisch dazu geeignet, durch Kernfusion kontinuierlich und regelbar nützliche Energie zu liefern. Der Aufsatz behandelt die bei der praktischen Verwirklichung dieser theoretischen Möglichkeit zu überwindenden Schwierigkeiten und die erzielten Ergebnisse. Um die Realisierbarkeit der geregelten Energieerzeugung durch Fusion experimentell zu beweisen, sind — von den Fragen der Wirtschaftlichkeit abgesehen — gut einige Jahre intensive Forschungsarbeit und Investitionen in der Größenordnung von Milliarden Dollar notwendig. Dann wird noch ein weiteres Jahrzehnt nötig sein, um auch die Frage der wirtschaftlichen Realisierbarkeit zu entscheiden. Alle diese Anstrengungen sind durch folgende Vorteile bedingt: unbegrenzter Rohstoffvorrat, Betrieb ohne Verbrennungsprodukt und ohne radioaktiven Abfall. Bei Erfolg würde die Menschheit von den Energiesorgen sowie von bedeutenden Verschmutzungsproblemen befreit werden.

The Plasma as an Energy Bearer. The completely ionized Deuterium-Tritium mixture heated to several million degrees — still in the plasma state — is theoretically able to provide a controlled and continuous supply of useful energy by nuclear fusion. The paper discusses the difficulties to be overcome when practically realizing this theoretical possibility, and the results. Several years of intensive research work and investments the size of billions of dollars are needed to experimentally prove the possibility of controlled energy generation by fusion, not to speak of the economical questions. After this, a further decennium will be needed to decide the question of economical feasibility. All these efforts are justified by the following advantages: unlimited resources of raw material, operation without combustion products and radioactive waste. Therefore, success would liberate humanity from its energy problems as well as from important problems of environment pollution.