

SZÁMÍTÁSOK A SZABÁLYOZOTT, FÚZIÓS ATOMENERGIA- TERMELÉS NEHÉZSÉGEIRE VONATKOZÓLAG

SZALAY SÁNDOR—BERÉNYI DÉNES

(Debrecen)

Bevezetés

Az utóbbi két év folyamán több hír jelent meg a sajtóban és szakköz-
lések is történtek a szakirodalomban arról, hogy világszerte több kutató
laboratóriumban kutatások folynak kis atomsúlyú atommagok fúziója révén
felszabadítható energia szabályozott és gazdaságos felhasználásának érdeké-
ben [1-14]. Meglepő az, hogy míg egyrészt a beszámolók nagyarányú anyagi
áldozattal végzett, jelentős kísérleti munkáról adnak hírt, ugyanakkor más,
igen kiváló, neves tudósok pl. H. THIRRING, [15, 16], H. A. BETHE [17], sőt többé-
kevésbé E. TELLER [18, 19] is a szabályozott fúziós energia termelést a jelen
ismereteink szerint reménytelennek, alig megvalósíthatónak tartják. Vannak
azután mások, J. COCKROFT [20], R. F. POST [12], akik bár erősen bíznak a kér-
dés pozitív megoldásában, jelenleg inkább a nehézségeket látják előtérben.
Csak kevesen vannak olyanok, mint H. J. BHABHA [21, 22, 23], akik gyors meg-
oldásban reménykednek.

Tudomásunk szerint a világon a következő csoportok foglalkoznak fúziós
kísérletekkel: az USA-ban *Project Sherwood* elnevezésű program keretében
a Princetoni Egyetemen, valamint a Los Alamos-i és a Livermore-i laborató-
riumokban folyik intenzív kutató munka. Ez utóbbiakat támogató, főleg elmé-
leti jellegű csoportok működnek Oak Ridgeben és a New York-i egyetemen is.
Az ezen problémákkal kapcsolatos ügyeket egy külön tudományos bizottságra
bízták, amelyben E. TELLER, J. L. TUCK, L. SPITZER és W. BROEBECK [2, 3, 13, 14]
foglalnak helyet. A *Project Sherwood*-on kívül folyik még ez irányú munka
a *Hadítengerészeti Kutató Laboratóriumban*, az *NYU Matematikai Intézetében*
[1, 2, 24] és másutt is [13, 37]. A legújabb hírek szerint a *General Electric Co.*
is nagyarányú erőfeszítéseket tesz ebben az irányban [35]. A Szovjetunióban
pedig I. V. KURCSATOV professzor intézetében folyik nagyobb szabású kísérleti
munka L. A. ARCIMOVICS és mások közreműködésével és egy elméleti csoport
támogatásával, amelyben a vezető szerep M. A. LEONTOVICSE és közreműköd-
nek A. D. SAKAROV és I. Y. TAMM is [4—11, 25, 28]. Hírek vannak arról,
hogy Angliában is folyik hasonló irányú kutatás [2, 14, 20]. Egyikünk (SZALAY)

svédországi tanulmányútja során szerzett értesülései szerint ott is folytatnak kísérleteket ebben az irányban. Számításokat viszont több más országban végeztek már, így hazánkban is [38, 39, 40, 41, 42].

Az *Atommag Kutató Intézetben* Debrecenben is el kellett döntenünk azt, hogy tervezzünk-e a jövőben ilyen természetű kísérleteket vagy pedig nem? A fúziós energia szabályozott felszabadításától várható óriási előnyök arra indítanának, hogy kevés remény ellenére is kezdjünk el ezen a vonalon kísérletezni, bár az ilyen kísérletezés feltétlenül igen költséges és főleg sok szellemi kapacitást venne igénybe. A fent említett igen prominens szerzők határozott negatív véleménye viszont éppen ellenkező indító okot képez. A már említett néhány újabban megjelent és az e téren végzett kísérletekről beszámoló cikk még legjobb esetben is csak részeredményeikről számol be.

Ez a fenti ellentmondásokkal teli helyzet arra indított bennünket, hogy egyrészt alaposan tanulmányozzuk át az ide vonatkozó elég csekély irodalmat, másrészt igyekezzünk magunk, bizonyos kiinduló feltevések alapján végzett számításokkal, e kérdésben önálló véleményt kialakítani, hogy ezen az alapon döntsük el követendő álláspontunkat. Lényegében ezekről a számításokról szeretnénk az alábbiakban beszámolni.

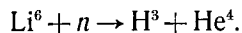
Valószínűnek tartjuk, sőt meg vagyunk győződve arról, hogy ilyen számításokat a fent említett vagy más kutató centrumokban mások is végeztek már* — hiszen a termonukleáris úton való energiatermelés számításának problémája elvileg elég régen meg van oldva [26, 27] — talán részben más, feltételezett experimentális körülményekre vonatkozólag, és egyes részleteket talán tilalmi rendelkezések miatt nem tettek nyilvánosan közzé. E munka energiatermelésre vonatkozó részének elkészülte után és e cikk megjelenése előtt több közlemény jelent meg ezen a területen, amelyek közlik az elvégzett számítások eredményeit és elveit, a számítások részletes menetének közlése nélkül. A már említett POST cikk [12] például a numerikus eredményeket C. LEITH-től magán közlés alapján vette át, míg legújabban W. B. THOMPSON [31] hozzánk eljutott dolgozata a részletes számításokra vonatkozóan egy másik, a *Proceedings of Physical Society*-ben, ebben az évben megjelent munkájára hivatkozik, amely azonban szállítási nehézségek miatt mind a mai napig nem érkezett meg intézetünkbe. A számításoknál különös gondot fordítottunk arra, hogy a fúziós valószínűség kiszámításánál figyelembe vegyük a fúziós keresztmetszetre közzétett legújabb adatokat [29], valamint közelítő eredményeket szolgáltató átlagolás helyett az ütközésben résztvevő részecskék tényleges, viszonylagos sebességét. Számítással becsültük a szóhajó igen

* Cikkünk elkészülte és megjelenése közben meg is jelent egy néhány ilyen jellegű cikk pl. [31, 36].

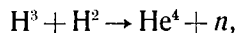
magas hőmérsékleten a fúzióban résztvevő anyagtól várható kisugárzott energiát a kiinduló feltevésünkben szereplő fuzionálódó anyagra. A nagyenergiájú gázkiszűrés kísérletekkel való összehasonlításnál pedig felhasználtuk az R. F. POST [12] által közölt sugárzási megfontolásokat is. Ezek alapján reméljük, hogy számításaink a jelenleg adott ismeretanyag mellett a lehető legjobban megközelítik a valóságot.

A nagy nemzetközi érdeklődést a fúziós energia szabályozott felszabadításának lehetősége iránt nyilvánvalóan azok a roppant előnyök okozzák, amelyek ettől az energiatermeléstől várhatók lennének. A világ eredményesen felszabadított és szabályozható hasadási energia készletei uránhoz és tóriumhoz vannak kötve és ez anyagokból a Földön csak eléggé korlátozott mennyiségek vannak és azok is csak egyes országok területén. Továbbá ezen energia felszabadításával együtt nagy mennyiségű radioaktív hasadási termék keletkezik, amelyek elhelyezése komoly technikai probléma. A fúziós energiatermelés mentes volna ezektől a hátrányoktól. A deutérium a vízben a Földön gyakorlatilag kimeríthetetlen mennyiségben mindenütt rendelkezésre áll. 1 kg deutérium fúziója alkalmával kb. $2 \cdot 10^{10}$ Cal energia, azaz kb. tízezer tonna barnaköszén elégetéséből adódó energia szabadul fel. Radioaktív melléktermékek nem keletkeznek, mert a keletkező trícium nagyrészt elhasználódik a további fúzió folyamán.

Ezekkel a nagy előnyökkel szemben áll az a hátrány, hogy a fúziót szabályozott, folyamatos energiatermelő formában mindeddig még nem sikerült megvalósítani. Kérdés, hogy mit várhatunk a távolabbi jövőben? Az hogy fúziós, szabályozott energiatermelésre elsősorban, sőt majdnem kizárólag a *deutérium* jöhet számításba, véleményünk szerint nem a trícium magas árán múlik, hanem azon, hogy aránylag kevés lithium van a természetben. A trícium előállításának költségei azért magasak, mert az alábbi folyamattal neutron elhasználás révén állítható elő:



A neutron egy hasítható atommag elvesztése árán atommagjában állítják elő. Ha megfontoljuk azonban azt, hogy fúzió alkalmával a tríciumból a neutron újból felszabadul a következő reakció egyenlet szerint



tehát végeredményben visszkapjuk, akkor az előállítás magas ára csak másodrendűen jön számításba. A visszkapott neutron felhasználásával ti. lithiumból ismét tríciumot tenyészthetünk, vagy pedig nem hasítható U^{238} izotópból plutóniumot állíthatunk elő. Ilyen értelmű atomtenyésztés tehát fúziós energiatermelésnél is kombinációba jöhetne. A lithium azonban elég ritka elem és elég kis mennyiségben fordul elő a Földön. A hidrogén bombák

egyeb robbantási kísérleteinél feltehetően alkalmazták a tríciumot fúziós robbanáshoz szükséges magas kezdeti hőmérséklet elérésére, és a Li^6 -ot is, fúziós körfolyamat előidézésére.

Miben áll a szabályozott, fúziós energiatermelés fő nehézsége?

Mindenekelőtt definiálni kell, hogy mit értünk *szabályozott, fúziós energiatermelés* alatt. Nyilvánvaló, hogy ez egy olyan fúziós energiatermelés, amelyik végső kimenetelében makroszkópikus értelemben fúzióból származó pozitív energia nyereséggel jár, amit munka végzésére fordíthatunk. Laboratóriumban könnyen létrehozhatunk fúziót, ha pl. egy atomgyorsító berendezésben mintegy 100 keV-os deuteronokkal bombázunk nyugvó deuteronokat. A szerencsés magtalalat esetén létrejövő fúziós folyamatok energia nyereséget fognak eredményezni. Ugyanakkor azonban a bombázó részecskéknek csak rendkívül kis tört része fog találatot elérni és e miatt a határfok a mi szempontunkból reménytelenül leromlik. Amint már a Rutherford-féle szórás kísérletek óta tudjuk, elektromosan töltött bombázó részecskéknek csak rendkívül kis tört része (cca 10^{-6}) eredményezhet atommag átalakulást, mert az atommag kis átmérője miatt a találat valószínűsége igen csekély, továbbá a Coulomb-féle erőter eltaszítólag hat és a bombázó részecske a perifériás elektronokkal való kölcsönhatás folytán fokozatosan elveszíti kinetikai energiáját. Minden olyan elképzelés, amelyik ezen rossz találati tényezőt megjavítani szeretné, reménytelen ábrándnak látszik, amint erre R. F. POST [12] is rámutat e munka készülte közben megjelent cikkében. Csupán töltetlen bombázó részecske, a neutron a jelenlegi egyetlen kivétel, amelyik az elektronokkal igen csekély mértékben lép kölcsönhatásba és lelassulva előbb-utóbb atommagba jut, mivel a Coulomb-féle erőter nem hat rá. Egy töltött bombázó részecske viszont olyan erős kölcsönhatásba lép tehát az elektron héjjal, hogy energiáját fokozatosan elveszíti és így az gerjesztési energiává, majd végső fokon hő és fény (sugárzási) energiává alakul.

Fúziós atommagfolyamatok makroszkópikus arányú termonukleáris megvalósítása azon alapul, hogy ha az átadott energia annyira felhevíti a fúzióban résztvevő egész anyagot, hogy a magok hőkinetikai energiája is elegendő már másik atommagba való behatolásra, azaz fúzió létrejöttére, akkor előbb-utóbb az egész jelenlévő anyag fuzionálódni fog. Ennek megvalósítása valóban sikerült is, amint tudjuk a különböző típusú hidrogén bombákban, amelyekben a kezdeti felhevítést atombombával érték el és azután a fúziós energia gondoskodott a hőmérsékletnek elegendő időn át való fenntartásáról, amíg ti. lényegében az egész anyag fuzionálódott (cca 10^{-6} sec).

Az a tény, hogy robbanásszerű fúziós folyamatot nagy arányokban sikerült előállítani, a legkevésbé sem jelenti azt, hogy ez folyamatos, szabályozott, békés energiatermelés formájában is lehetséges. Termonukleáris fúzió létrehozásához

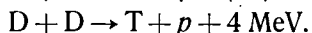
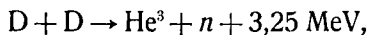
igen magas hőmérsékletre van szükség. Mint a későbbiekben látni fogjuk 10^6 — 10^8 fok hőmérsékletről van szó. Ilyen magas hőmérséklet tartós biztosításához nem elegendő a fuzionálandó anyag hőkapacitását ilyen magas hőmérsékletre felhevíteni, hanem állandóan pótolni kell a hőmérsékleti sugárzás által a környezetbe kisugárzott energiát, ami ilyen hőmérsékleten roppant méreteket ölt. Egy hidrogén bombánál durva nagyságrendi becslés azt mutatja, hogy 1 mikrosec alatt 10—20 megatonna nagy hatóerejű robbanó anyag robbanásának megfelelő energia termelés szükséges. Ilyen tempójú energia termelést folyamatosan fenntartani lehetetlen. Ha viszont nem folytatjuk tartósan az energia termelést, azaz nincs stacionárius egyensúly a környezetbe szétsugárzott és a fúzió által termelt energia között, akkor a fúziós elegy azonnal lehül és a fúzió megszűnik. Ezekből láthatjuk, hogy a szabályozott termónukleáris energia termelésnek a következő feltételt kell kielégítenie:

Az energia termelő rendszerben az időegység alatt termelt összes fúziós energia nem lehet kevesebb, mint a rendszer által a környezetnek leadott (kisugárzott) energia.

Ez az a feltétel, amelynek a tartós teljesítése jelenleg meglehetősen nehéznek látszik.

Fúziós magfolyamatok hatáskeresztmetszete az energia függvényében

Laboratóriumban évtizedek óta hoznak létre atomi mennyiségeken fúziós folyamatokat a szokásos atomgyorsítási módszerekkel. A további számítások szempontjából igen fontos az, hogy a termónukleáris szabályozott energia termelés szempontjából számításba jövő legfontosabb fúziós folyamatok hatáskeresztmetszete mekkora, különböző bombázó energiák esetén. Mint jól ismeretes, a deutériummal kétféle fúziós folyamat jön létre:



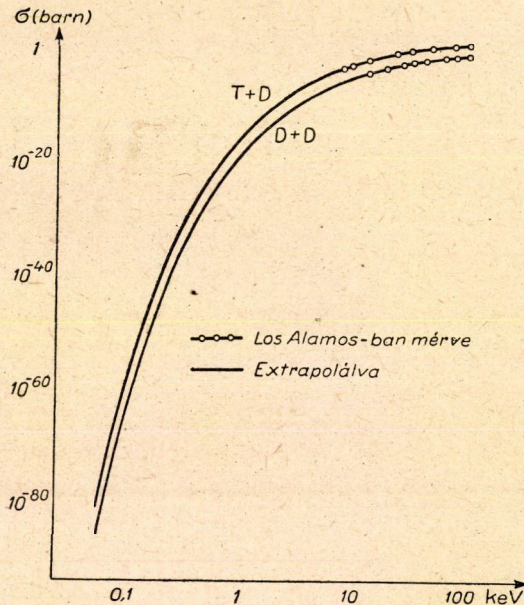
A Los Alamos-i laboratórium munkatársai [29] igen nagy pontossággal megvizsgálták mindkét folyamat hatáskeresztmetszetét és azt az energia függvényében táblázatosan is közölték lefelé egészen 13 keV bombázó energiáig. A kétféle folyamat hatáskeresztmetszete cca egyforma. Ha most a bombázó energiát összehasonlítjuk a termikus mozgás kinetikai energiájával, akkor kiderül, hogy az általuk kimért legkisebb energia (13 keV) is igen magas hőmérsékletnek felel meg. Körülbelül $1,5 \cdot 10^8 \text{ K}^\circ$ esetén tesz ki a legnagyobb valószínűségű hőkinetikai energia 13 keV-ot. (Az elektromos gyorsítás és hőmozgás energiájának egzaktabb összehasonlítását lásd később.) A fentebb

idézett Los Alamos-i kutató csoport mérési eredményeit nyilván azért nem terjesztette ki alacsonyabb energiákra, mert ott a hatáskeresztmetszet már nagyon kicsi, tehát igen nehezen mérhető. Minthogy a fúzióknak az akadályát a Coulomb-féle taszító erő potenciálja képezi és erre az áthatolásra vonatkozólag a Gamow-féle penetrációs elmélet nagyon jó magyarázattal szolgál, a mérési eredményeket számítással extrapolálhatjuk alacsonyabb energia értékekre, tekintettel arra, hogy ez a tartomány kísérleti méréssel nem látszik megközelíthetőnek. A fent idézett Los Alamos-i szerzők saját, különböző energiákon végzett mérési eredményeiket ilyen alapon extrapolálják egy folytonos görbével, amelyik jól simul a mérési pontokhoz [29]. A kísérleti pontok jól extrapolálhatók a következő formulával:

$$\sigma_{D+D}(E) = \frac{288}{E} e^{\frac{45,8}{\sqrt{E}}}, \quad (1)$$

ahol $\sigma_{D+D}(E)$ a kétféle D+D folyamat összegezett hatáskeresztmetszete az E bombázó energia függvényében. Itt az E keV-ban van megadva és σ barnban adódik. (A levezetés menetére lásd az 1. sz. Függelék.) Ha e

formulával kiszámítjuk a hatáskeresztmetszetet a mért értékeknél jóval alacsonyabb energiákra, akkor rohamosan csökkenő igen kis értékeket kapunk (1. ábra.). Az ábrán látható T+D hatáskeresztmetszet is hasonló formulával extrapolálható [29].

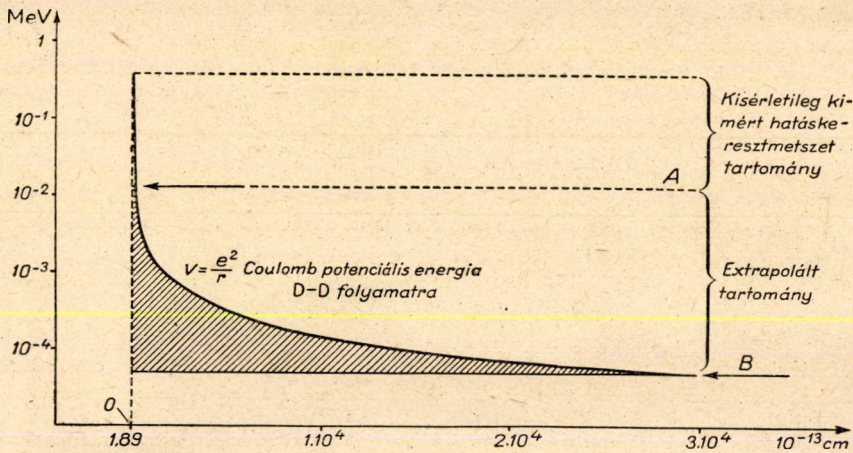


1. ábra. A T+D és D+D fúziós folyamatok össz-hatáskeresztmetszete a bombázó energia függvényében a Los Alamos-i mérések, ill. a Gamow penetrációs formula szerint elvégzett extrapoláció alapján

Az extrapoláció sok nagyságrendre terjed ki és felmerülhet az a kétely, hogy vajon az ilyen nagymértékben megengedhető-e? A mellette szóló legerősebb indok kétségtelenül az, hogy nem tudunk okosabbat tenni. Mint az 1. táblázatban láthatjuk később, a hőmozgással elérhető energia tartomány még igen nagy hőmérséklet esetén is olyan alacsony, hogy az atomgyorsítási kísérlettel és méréssel alig közelíthető meg.

Egy másik indok a következő kvalitatív megfontolás, amelyből

úgy látszik, hogy igen kis energiák felé a Gamow-féle penetrációs elmélet alapján készült formula felhasználása indokolt. Magát a Gamow-féle elmélet helyességét nem lehet kétségbe vonni, hiszen sok különféle kísérleti eredményről helyesen adott számot [27]. A kérdés inkább az, hogy a fúzióban résztvevő két atommag közötti erőhatás potenciálját milyen pontosan ismerjük. Nem kétséges, hogy mindaddig, amíg két mag egymástól a magerők hatósugarán kívül van, a potenciált a Coulomb-féle potenciállal pontosan leírhatjuk. Amikor a részecskék atommag átmérő nagyságrendű távolságra ($\sim 10^{-13}$ cm) közelítik



2. ábra. A potenciál küszöb befolyása a fúziós hatáskeresztmetszetre. A számítással extrapolált kis energiájú tartományban a potenciál küszöb túlnyomó nagy része a pontosan ismert Coulomb potenciálból adódik

meg egymást, akkor a rövid hatótávolságú magerők döntő túlsúlyra jutnak és inentől kezdve a potenciált pontosan nem ismerjük. Kétségkívül ismeretes a kölcsönhatás előjele, amelyik a potenciált letöri, majd negatívra változtatja. A kísérleti mérésekkel meghatározott hatáskeresztmetszetek a potenciál függvény magasabb részére jutnak (lásd a 2. ábrán az A vonal fölötti beszafoztatlan részt). Ha e mérésekből extrapolálunk egyre kisebb energia felé (lásd B vonal fölötti beszafozott részt), akkor az áthatolás akadályát képező potenciál küszöb-ből egyre nagyobb területet foglal el a Coulomb-féle potenciál által határolt, tehát pontosan ismert rész, a mag közelében levő és a magerők által definiált azaz a pontosan nem ismert részhez képest. Így ez a kvalitatív becslés arra mutat, hogy az áthatolás valószínűségét kis energiák felé extrapolálva viszonylag megbízhatóan számolhatjuk.

Az energiatermelés termonukleáris úton

A következőkben azzal a kérdéssel foglalkozunk, hogy felhevítés útján a termonukleáris fúzió megvalósításának szempontjából, milyen kinetikai energiákat kaphatunk. Egy felhevített fuzionálandó tömeg általában nem lesz monoenergetikus, hanem valamilyen sebességeloszlást fog mutatni. Stacionárius egyensúly esetén feltételezhetjük, hogy a részecskék között Maxwell-féle sebességeloszlás jön létre. Erre az esetre elvégezhetőek az energiatermelésre vonatkozó számítások. Természetesen más elképzelés is lehetséges a fúziós plazma állapotáról. Egyik szélsőséges elképzelés volna pl. az, ha egy létrejött fúziós atomi folyamat alkalmával visszalökött atommag kinetikai energiáját, vagy az az által rugalmas ütközés folytán mozgásba hozott másik, még nem fuzionált atommag kinetikai energiáját vennénk figyelembe. Ez utóbbi feltevessel azonban már tulajdonképpen eltérnénk a modell termonukleáris jellegétől (lásd később).

Ha most össze akarjuk hasonlítani egy Maxwell-féle sebességeloszlást mutató rendszer részecskéinek kinetikai energiáját egy atomgyorsítóban gyorsított monoenergetikus ionnyaláb kinetikai energiájával, akkor alapjában véve elvi nehézségekbe ütközünk. Adott T hőmérsékleten levő Maxwell-féle eloszlást követő (monoatomos) maghalmaz egyes atomjainak átlagos kinetikai energiája $3/2 kT$, ezt nevezik egy részecske átlagos energiájának, ahol $k = 8,62 \cdot 10^{-8}$ keV/grad Boltzman-féle konstans. Tisztán energetikai szempontból ez lehetne az összehasonlítási alap. Minthogy azonban bennünket inkább az adott körülmények között létrejövő fúziók száma érdekel, helyesebb a reakció-kinetikai szempontokat szem előtt tartva a legvalószínűbb sebességhez tartozó energiát figyelembe venni. Ennek értéke $1/2 kT$ Maxwell-féle eloszlás esetén. Az alanti kis táblázatból látjuk (1. táblázat), hogy aránylag igen nagy hőmérsékleten is a mozgó részek kinetikai energiája keV-ban kifejezve milyen kicsi.

1. TÁBLÁZAT

T	A Maxwell eloszlás szerinti	
	legvalószínűbb kinetikus energia $1/2 kT$	átlagos kinetikus energia $3/2 kT$
10^5 K°	0,004 keV	0,012 keV
10^6	0,043	0,129
10^7	0,43	1,29
10^8	4,31	12,93
10^9	43,1	129,3

A kT -t gyakran kinetikus hőmérsékletnek is nevezik [12].

Fentiek alapján közelebbről meghatározhatjuk számításaink célját:

a) Számításainkat a $D + D$ kétféle fúziós folyamatnak össz-hatáskeresztmetszetére végezzük el. Ebben a folyamatban olyan fuzionálható anyag szerepel, amelyik a legközségesebben rendelkezésre áll és az egyik részfolyamata tríciumot termel, amely a továbbiakban szintén további reakcióra képes.

b) Termonukleáris úton stacionáriusan létrehozott, makroszkópikus mennyiségre kiterjedő fúziós folyamatra végezzük számításainkat.

A fenti két követelmény azonban még nem képez kielégítő kiindulási alapot, hanem valami közelebbi elképzelést kell elfogadnunk a fúziós energiát termelő anyag állapotára, különösen a *hőmérsékletére és sűrűségére* vonatkozólag.

A fenti táblázatból is láthatjuk, hogy az anyagnak igen nagy hőmérsékleten kell lennie. Ilyen nagy hőmérsékleten az atomok és az elektronok gyakorlatilag túlnyomó részben disszociált állapotban vannak, tehát az anyag szabad atommagokból és szabad elektronokból álló tökéletes plazmának tekinthető.* A plazma sűrűségére vonatkozólag különböző szélsőséges értékek lehetségesek és e téren bizonyos fokig önkényesen kell eljárunk. A Nap és csillagok belsejében a hidrogén sűrűsége elérheti a 80 gr/cm^3 -t és hőmérséklete többször 10 millió fok C. A hidrogén bomba egyes típusainál cseppfolyósított deutériumot vagy tríciumot, más típusoknál, feltehetően lithium deuterid alakjában, lényegében szilárd halmazállapotú deutériumot alkalmaztak. Az utóbbi esetekben a sűrűség nagyságrendje $0,1 \text{ gr/cm}^3$.

Egyes kísérleti kutatók [5, 12] ritkított gázplazmában kísérelték meg fúzió létrehozását. $5 \cdot 10^{-3} \text{ Hgmm} - 760 \text{ Hgmm}$ -ig, azaz a sűrűségben kb. $10^{-9} - 10^{-4} \text{ gr/cm}^3$ tartományban. Földi körülmények között egyébként energia termelési szempontból a $0,1 \text{ gr/cm}^3$ -es sűrűség adná a maximumot. KURCSATOV szerint [5] ilyen sűrűségű közegekben lehetne fúziós vizsgálatokat folytatni, de nem folytonos, hanem explóziós, ill. mikroexplóziós pillanatnyi fúziós folyamatok keltésével. Ilyen sűrűség és hőmérséklet mellett azonban millió atmoszféra nagyságrendű nyomás lépne fel és alig látszik elképzelhetőnek ilyen körülmények tartós fenntartása laboratóriumi viszonyok között akár valami fal, vagy akár a fal szerepét játszó elektromágneses erőtér útján. Földi körülmények között ilyen sűrűségű és ilyen hőmérsékletű közegben H bombák robbantása formájában hoztak létre fúziós folyamatot mikrosecundum időtartamig.

Egy adott, feltételezett fizikai állapotú plazmában létrejövő fúziók számát a kinetikai gázelméletből ismert számítási módból kiindulva számíthatjuk ki.

* A szabad elektronokból és ionokból álló gázt LANGMUIR nyomán plazmának nevezik. Tekintve, hogy a deutérium ionizációs energiája kb. 13 eV, az 1. táblázatból is látható, hogy már aránylag alacsony hőmérsékleten is a gáz igen nagy részben ionizálva van.

Tekintsük először csak közelítésben a problémát. Ismeretes a kinetikai gázelméletből, hogy egy d átmérőjű molekula olyan gázban, ahol cm^3 -ként a molekulák száma n_0 , másodpercenként átlagosan Z ütközést szenved. Z -t a következő összefüggés adja meg:

$$Z = \frac{v}{\lambda} = v\sqrt{2}n_0\pi d^2, \quad (2)$$

ahol v a részecske sebessége és λ a közepes szabad úthossz. n_0 pl. a $0,1 \text{ gr/cm}^3$ sűrűségnél $3,03 \cdot 10^{22}$ deuteron/ cm^3 . A plazmában a molekula teljesen disszociálva van, az ütközés tehát deuteron és deuteron között következik be. Feltételezzük, hogy ha a fúziós hatáskeresztmetszethez tartozó átmérőt helyettesítjük be a formulába a molekula átmérő helyett, akkor minden ezen hatáskeresztmetszetnek megfelelően bekövetkező ütközés fúzióihoz vezet. A deuteronok és elektronok közötti kölcsönhatást, ütközést elhanyagoljuk.

Meg kell azonban még jegyeznünk a következőket:

A kinetikai gázelméletben az ütközés valószínűségének a számításánál a fenti egyenletben a d valóban *egy* molekula átmérőjét jelenti. Ezzel szemben az atommag-fizikában hatáskeresztmetszet alatt *két mag* kölcsönhatásához tartozó hatáskeresztmetszetet értjük, tehát olyan keresztmetszetet, mintha a bombázó atommagot hallgatólagosan pontszerűnek tekintenénk. Ha ezt figyelembe vesszük, akkor a következőképpen kell áttérnünk a molekula átmérőről (d) a fenti pl. Los-Alamos-i mérések által kísérletileg is adott hatáskeresztmetszetre ($\sigma(E)$):

$$\sigma = d^2\pi, \text{ azaz } Z = v\sqrt{2}n_0\sigma(E). \quad (3)$$

A fúziós ütközés alkalmával feltevésünk szerint az ütközésben résztvevő mindkét deuteron megsemmisül, illetve fúzióval átalakul. Ennek megfelelően egy deuteron τ valószínű élettartama is egyszerű összefüggésben van az előbb tárgyalt mennyiségekkel:

$$\tau = \frac{1}{Z} = \frac{\lambda}{v} = \frac{1}{v\sqrt{2}n_0\sigma(E)} = \frac{1}{4,46 \cdot 10^{-17} n_0 E^{1/2} \sigma(E)}. \quad (4)$$

A formula alapján könnyen kiszámíthatjuk egy ismert állapotú deuteron plazmában egy deuteron valószínű élettartamát. A σ azonban az E függvénye, amely függés konkrét alakját a Los Alamos-i mérések alapján adódó (1) extrapolációs formula adja meg. A plazma állapotát sűrűségén kívül hőmérsékletével jellemezzük, akkor abban valamilyen sebességeloszlás fog létrejönni és nagymértékben önkényesen járunk el, ha durva közelítésben valamilyen átlagolt sebességgel közelítjük meg a ténylegesen fennálló mozgási állapotot. Első durva közelítésben kiszámítottuk a deuteronok valószínű élettartamát $0,1 \text{ gr/cm}^3$ sűrűség mellett különböző hőmérsékleteken (2. táblázat). Ebben a

2. TÁBLÁZAT

A Maxwell-féle legvalószínűbb kinetikus energiával rendelkező deuteronok valószínű élettartama, 0,1 gr/cm³ sűrűségű plazmában különböző T K°-nál.

T	τ
10 ⁵ K°	2,54 · 10 ²⁰⁶ sec
10 ⁶	1,45 · 10 ⁸⁶
10 ⁷	6,91 · 10 ²¹
10 ⁸	2,37 · 10
10 ⁹	1,97 · 10 ⁻⁵

számításban a Maxwell-féle eloszlás szerinti legvalószínűbb kinetikus energiát ($E_{\text{legv.}} = 1/2 kT$) tételeztük fel valamennyi deuteronra.

Mint már említettük, a táblázat adatai csak durva tájékoztatásul szolgálnak. Minden esetre megállapítható belőle, hogy 10⁶K° alatt fúzió gyakorlatilag nem jön létre, 10⁸K° fölött pedig már robbanásszerű az adott sűrűségnél. Így a számítást főleg 10⁶ és 10⁸K° közötti tartományban ésszerű elvégezni.

A plazmában jelenlevő deuteronok száma ezen adatoknak megfelelő arányban vesz részt a fúzióban, tehát csökkenni fog formai analógiában a radioaktív bomlás törvényével. Ha $t=0$ időpillanatban az összesen jelenlevő fuzionálható deuteronok száma $n(0)$ volt és t idő múlva ez a szám n , akkor

$$n(t) = n(0) \cdot e^{-\frac{t}{\tau}}. \quad (5)$$

Persze maga az egy deuteron valószínű élettartama is függ az 1 cm³-ben levő deuteronok számától az n_0 -tól, azaz a sűrűségtől.

A következőkben számításainkat jobb közelítésben szeretnénk elvégezni. A sebesség durva átlagolása helyett figyelembe vesszük az eloszlást, minthogy a fúziós hatáskeresztmetszet rendkívül rohamosan változik a sebességgel (1. ábra).

Nyilvánvaló, hogy számítást csak akkor végezhetünk, ha feltételezünk valamilyen sebességeloszlást. Stacionárius termonukleáris energiatermelő folyamat esetén reális feltevésnek látszik a Maxwell-féle sebesség eloszlás. Ilyen esetben a számítás jól elvégezhető. A kapott eredmények alapján esetleg következtetni lehet más sebesség eloszlás feltételezése esetén várható eltérésekre.

A Maxwell-féle sebességeloszlásra vonatkozó numerikus számítások azt mutatták, hogy a legvalószínűbb és az ennél kisebb sebességeknek jelentéktelen a szerepe legalább is a számításba jövő hőmérsékleteken (10⁶—10⁸K°). *A fúzió szempontjából döntő jelentőségű az a sebesség tartomány, amelyik a Maxwell-féle sebességeloszlásban igen kis valószínűséggel előforduló extrém nagy sebességeket tartalmazza.*

Éppen ezért meglehetősen hamis eredményt kapnánk, ha bármiféle átlagérték alapján végeznénk számításainkat. E helyett először egy elemi sebesség intervallumra nézzük meg egy részecske fúziójának valószínűségét és ezt integráljuk 0-tól ∞ -ig, hogy megkapjuk egy részecskére a teljes fúziós valószínűséget.

Célszerű természetesen sebesség helyett a részecskék energiáját bevezetnünk, mert a fúziós keresztmetszeteket is energia függvényében mérték és a fúziós hatáskeresztmetszet extrapolációs függvénye is így van megadva.

Az egy részecskére ily módon megkapott fúziós valószínűséget megszorozzuk a jelenlevő részecskék számával, megkapjuk az adott részecske sokaságban összesen létrejövő fúziók számát.

Ha azonban egyszerűen a fenti módon járunk el, akkor nyilvánvaló, hogy csak a kiszemelt bombázó részecske energiáját vesszük figyelembe és az ütközésben résztvevő másik részecskét nyugvónak tekinttük. Ez kétségtelenül helytelen, mert az összes részecskék részt vesznek a Maxwell-féle sebességeloszlásban és két részecske közötti ütközés átlagban lényegesen nagyobb, kb. kétszer akkora viszonylagos sebességgel történik, mint egy részecske sebessége a laboratóriumi koordináta-rendszerben.

Ennek figyelembevételével a fúziós valószínűség nagyságrendekkel (4—5 nagyságrenddel) nagyobbak adódik, mint azt számszerűen is látni fogjuk.

Bevezetjük az ütközési energia fogalmát. Ha két részecske ütközésénél a két sebességvektor különbségének abszolút értékét vesszük, akkor az ezen sebességhez tartozó energiának megfelelő hatáskeresztmetszetet kell figyelembe vennünk a fúziós valószínűségi számításánál. Ezt az előbbieken bevezetett energiát nevezzük ütközési energiának. Kérdés, hogy egy Maxwell-sebesség, illetve ennek megfelelő energiaeloszlást követő részecske sokaság ütközési energiái milyen eloszlást mutatnak. Pontosabban, ha az előbbi sokaságból kiválasztunk egy tetszőleges részecskét, annak ütközési energiája, ha ütközést szenved, milyen valószínűséggel fog az E és $E + dE$ közötti ütközési energia intervallumba esni. A probléma a valószínűségi számítás módszereivel viszonylag egyszerűen megoldható (lásd a **2. sz. Függelék**) és a következő összefüggéshez vezet*:

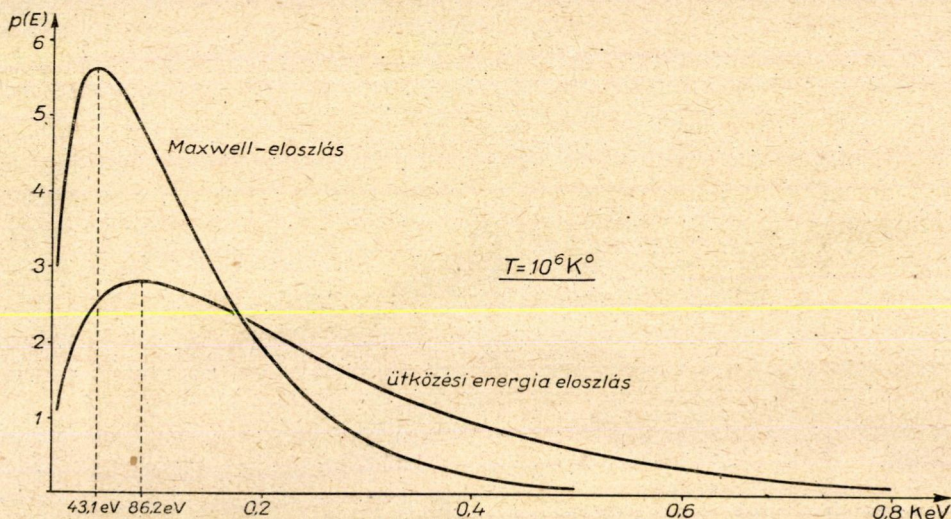
$$p(E)dE = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{m_D^{1/2}}{(kT)^{3/2}} E e^{-\frac{E}{2kT}} \frac{dv}{dE} dE = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{1}{(kT)^{3/2}} E^{1/2} e^{-\frac{E}{2kT}} dE, \quad (6)$$

* Amennyiben tömegközépponti rendszerben dolgozunk, ennek az eloszlásnak az alakja megegyezik a Maxwell-eloszlásával (7), de akkor a σ formulájában (1), E helyére $2E$ -t kell helyettesítenünk, mivel $2E_{ik} = E_{lab}$ (a „ ik ” index a tömegközépponti, a „ lab ” pedig a laboratóriumi rendszerre utal).

ahol $m_D = 3,34 \cdot 10^{-24}$ gr a deutérium tömege, $k = 8,62 \cdot 10^{-8}$ keV/grad a Boltzman konstans, T a hőmérséklet Kelvin fokokban és E az ütközési energia. Összehasonlításul a Maxwell-féle eloszlás:

$$p_M(E)dE = \sqrt{\frac{8}{\pi}} \frac{m_D^{1/2}}{(kT)^{3/2}} E e^{-\frac{E}{kT}} \frac{dv}{dE} dE = \frac{2}{\sqrt{\pi}(kT)^{3/2}} E^{1/2} e^{-\frac{E}{kT}} dE. \quad (7)$$

Mint láthatjuk a lényeges különbség — konstans szorzó faktoroktól eltekintve az, hogy az ütközési energia eloszlásnál az exponens nevezőjében kT helyett $2kT$ van. Az eloszlások menetére lásd a 3. ábrát. Az ábra szerint az ütközési energia eloszlásánál a legvalószínűbb energia érték magasabb energiák felé tolódik el,



3. ábra. A Maxwell- és ütközési energia eloszlás valószínűségi sűrűségfüggvényének menete 10^6 K^o-on. Abszcissa az energia keV-ban, ordináta a valószínűségi függvény

$1/2 kT$ helyett kT -nál van (ez egyébként nemcsak az ábrából látható, matematikailag is egyszerűen adódik (6), ill. (7)-re szélső érték számításból) és ugyanígy maga az ütközési energia eloszlás is. Ez utóbbi igen jelentős lesz, mint látni fogjuk, a fúziók létrejötté szempontjából.

A (6) képlet egy valószínűségi sűrűségfüggvény, tehát azon részecskék átlagos számát (dn), amelyeknek ütközési energiája ütközésük esetén az E és $E + dE$ energia intervallumba esik az n_0 1 cm^3 -ben jelenlevő részecske közül, a

$$dn(E) = n_0 p(E) dE \quad (8)$$

összefüggés adja meg. n_0 -t, (az 1 gr -ban levő deuteronok számát) konstansnak tekintjük számításaink folyamán, mivel folyamatos egyensúlyban vizsgáljuk az energiatermelést és akkor feltételezhetjük a fuzionált deuteronok folyamatos pótlását.

Ha most a részecske (deuteron) sokaságból kiválasztunk egy részecskét, ahhoz tartozik egy $\sigma(E)$ hatáskeresztmetszet azokra az ütközésekre nézve, amelyekben az ütközési energia E . Ez a részecske az E energiának megfelelő v relatív sebességgel fog elmozdulni, ha a vele E ütközési energiával ütköző többi részecskéket állóknak tekintjük. Így a $\sigma(E)v$ egy hengertérfogatot határoz meg. Ezt meg kell szoroznunk az 1 cm^3 -ben levő azon részecskék számával, amelyek ha a kiválasztott részecskével ütköznek, az ütközés relatív ütközési energiája E és $E+dE$ közé esik. Ezek számát viszont éppen az ütközési energiaeloszlás adja meg, (8)-ban dn azon részecskék száma, amelyek ütközésnél E és $E+dE$ közé eső ütközési energiával rendelkeznek.

Ilyen módon

$$\sigma(E) dn(E) v \quad (9)$$

a kiválasztott részecskére nézve az E és $E+dE$ energia intervallumban való fuzionálódás valószínűsége. A részecske azonban nemcsak olyan ütközést szenvedhet, amelyben az ütközési energia ebbe az elemi energia intervallumba esik, hanem bármilyen más ütközési energiájú ütközést a 0-tól ∞ -ig terjedő energia intervallumban. Így a (9) kifejezést 0-tól ∞ -ig integrálni kell, hogy megkapjuk egy részecskére nézve egy n_0 sűrűségű plazmában a fúzió valószínűségét. Ezt $n/2$ -vel szorozva, ahol n a jelenlévő összes részecskék száma, megkapjuk az adott részecske sokaságban másodpercenként átlagosan létrejövő fúziók számát, n_f -et

$$n_f = \frac{1}{2} n \int_0^{\infty} \sigma(E) v n_0 \underbrace{p(E)}_{dn(E)} dE. \quad (10)$$

Az $\frac{1}{2}$ -es faktor azért szükséges, mert nélküle minden részecskét kétszer vennénk figyelembe. Az integrálandó függvény, amelyet $f(E)$ -vel jelölünk és fúziós függvénynek nevezhetünk, D+D fúziós folyamatra a következő alakú

$$f(E) = \frac{1}{2} n n_0 \sigma(E) p(E) v(E) = 1,83 \cdot 10^{-15} \frac{n n_0}{(kT)^{3/2}} e^{-\left(\frac{45,8}{E^{1/2}} + \frac{E}{2kT}\right)}. \quad (11)$$

Ha a $p(E)$ helyett $p_M(E)$ -t helyettesítjük be, azaz elhanyagoljuk a részecskék relatív mozgását, ez igen durva hibát okoz, mint a 4. ábrán is látható, ahol a lineáris léptékben nem is lehetett egyszerre ábrázolni a két fúziós függvényt, mivel a maximumok között majdnem 5 nagyságrend különbség van.

Az ábrából látható az is, hogy az ütközési energiaeloszlásnak megfelelő fúziós görbe maximuma nagyobb keV-okban kifejezett energiáknál van, mint az egyszerű Maxwell eloszlásnál. A számítások szerint a két maximum értékének az eltérése alacsonyabb hőmérsékleteken jóval nagyobb, mint magasabbakon. Így pl. $2 \cdot 10^5 \text{ K}^\circ$ -on Maxwell eloszlás alapján számolva $3,00 \cdot 10^{-8}$ fúzió/gr sec a maximum, míg az ütközési energiák figyelembevételével $1,37 \cdot 10$,

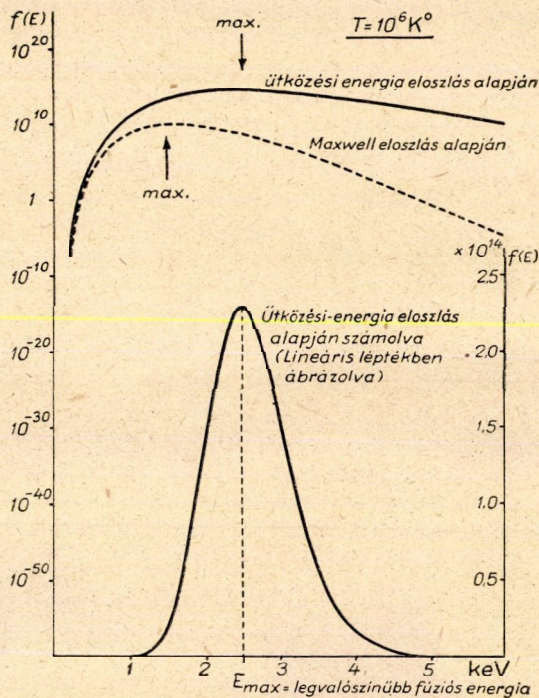
tehát a különbség kb. 9 nagyságrend. Ugyanakkor 10^6 K°-on a megfelelő értékek $2,23 \cdot 10^9$ és $1,10 \cdot 10^{14}$, tehát a különbség kb. 5 nagyságrend. A maximum elhelyezkedése egyébként igen egyszerűen kiszámítható a fúziós függvényre nézve szélső érték számítással, azaz a derivált függvény eltűnési helyének megállapításával. Így a hőmérséklet és azon keV-ben kifejezett energia érték között, ahol adott hőmérsékleten maximális a fúziók száma (jelöljük ezt E_{\max} -szal és nevezzük adott hőmérséklethez tartozó legvalószínűbb fúziós energiának) a következő az összefüggés, ha T K°-ban van megadva, k pedig $8,62 \cdot 10^{-8}$ keV/grad,

$$\begin{aligned} E_{\max}^{3/2} &= 45,8 k T = \\ &= 3,94 \cdot 10^{-6} \cdot T. \end{aligned} \quad (12)$$

Arra az érdekes eredményre jutottunk tehát, hogy a fúziók száma ott maximális, ahol az 5. ábrán az ütközési energiák megfelelő részecske szám már nem is volt ábrázolható. Ennek okát jól szemlélteti maga az 5. ábra. Bár azon részecskék száma, amelyek ütközés esetén adott energia intervallumba esnek, az energia növekedtével rohamosan csökken, a hatáskeresztmetszet viszont még rohamosabban nő és így adódik, hogy a fúziók egy olyan energiánál mutatnak maximumot, amelynek viszonylag kevés ütközés ütközési energiája felel meg.

A fúziós függvény integrálását explicite nem lehet elvégezni és ezért az integrál értékét különböző hőmérsékletekre a Simpson-formula segítségével határoztuk meg.

Ezt azért lehet viszonylag könnyen megtenni, mivel, mint láttuk, a fúziós függvény igen erős maximumot mutat és az energia csökkenésével vagy emelkedésével



4. ábra. 1 gr deutron plazmában $s = 0,1 \text{ gr/cm}^3$ sűrűség és $T = 10^6 \text{ K}^\circ$ esetén létrejövő fúziók valószínűsége a viszonylagos ütközési energia függvényében. Abszcissza az ütközési energia keV-ban, ordináta baloldalt a fúziós függvény logaritmusos skálában, jobb oldalon pedig az előbbi függvény lineáris léptékben. Összehasonlításképpen feltüntettük a közönséges Maxwell-eloszlás alapján számított fúziós függvény értékeit is a megfelelő energiáknál, logaritmusos ábrázolásban. Ez utóbbi ebben a diagramban, az előbbihez viszonyítva kicsiny értékei miatt, lineárisan nem is ábrázolható

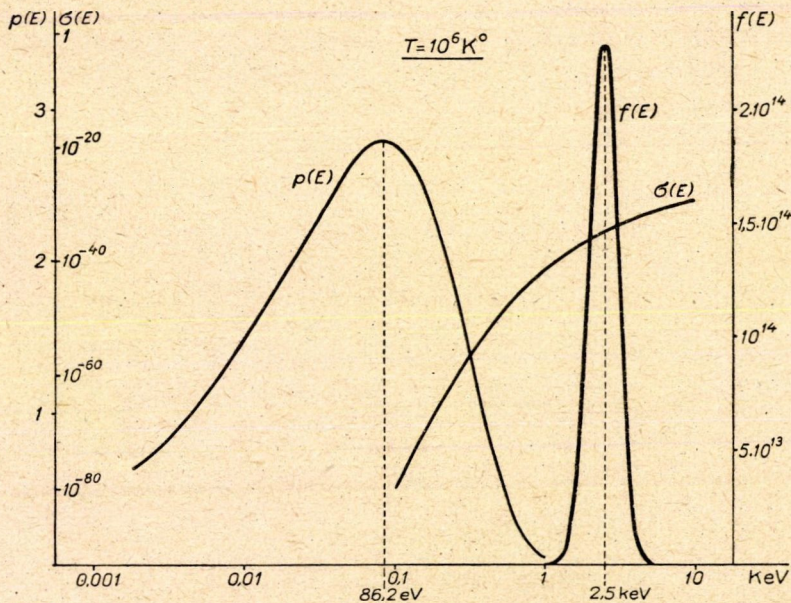
nagyságrendekkel esik és hamarosan elhanyagolhatóvá válik. Így pl. 10^6K° -nál a numerikus integrálást ténylegesen csak 1-től 5,5 keV intervallumban kellett végrehajtani.

A számításokat $2 \cdot 10^5 - 10^9 \text{K}^\circ$ -ig nyolc hőmérsékleti ponton végeztük el (lásd a 3. táblázatot). A számításokból adódó össz fúziós számot, n_f (1 gr anyagban másodpercenként létrejövő fúziók száma) nagyon egyszerűen át lehet számítani teljesítmény egységekre, ha megszorozzuk az egy fúziónál felszabaduló energia értékével. Két deutérium fúziójánál közelítőleg 3,6 MeV szabadul fel, azaz a fúziók száma és a másodpercenként felszabaduló energia W közötti összefüggés

$$W[\text{kW/gr}] = 5,76 \cdot 10^{-16} n_f \text{ kW/gr.} \quad (13)$$

Az eredményeket grafikusan a 6. ábra szemlélteti $0,1 \text{ gr/cm}^3$ sűrűségű plazmára ($3,03 \cdot 10^{22}$ deuteron/cm³).

A (10) formulában az n és n_0 , az 1 gr-ban, ill. 1 cm^3 -ben levő részecskék száma, kiemelhető, az integráljel elé, tehát a kapott eredményeink könnyen átszámíthatók tetszőleges n_0 deuteron/cm³ sűrűségű plazmára, ha felhasználjuk

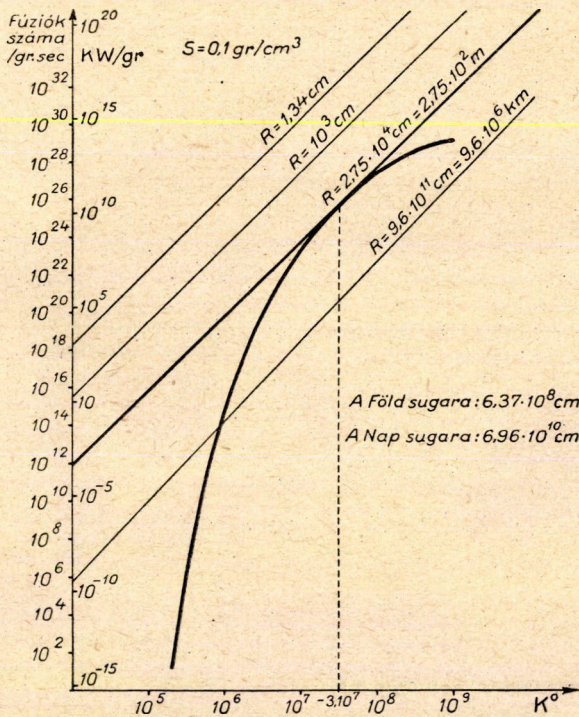


5. ábra. 1 gr deuteron plazmában $s = 0,1 \text{ gr/cm}^3$, $T = 10^6 \text{K}^\circ$ esetén fellépő fúziós folyamat leírásában szereplő mennyiségek változása az ütközési energia függvényében számításaink szerint. $p(E)$ a viszonylagos ütközési energiaeloszlási függvény, $\sigma(E)$ a hatáskeresztmetszet, $f(E)$ pedig az egész plazmában egy kiszemelt dE ütközési energia intervallumban secundumonként létrejövő fúziók valószínű száma (fúziós függvény)

3. TÁBLÁZAT

A fúziók száma és az energiatermelés grammonként és secundomonként
0,1 gr/cm³ sűrűségnél ($3,03 \cdot 10^{22}$ deutron/cm³)

Hőmérséklet K ^o -ban	Fúziók száma gr ⁻¹ sec ⁻¹	Energia felszabadulás kW/gr
2 · 10 ⁵	1,37 · 10	7,89 · 10 ⁻¹⁵
6 · 10 ⁵	4,88 · 10 ¹⁰	2,80 · 10 ⁻⁵
10 ⁶	1,10 · 10 ¹⁴	6,35 · 10 ⁻²
5 · 10 ⁶	2,76 · 10 ²¹	1,60 · 10 ⁶
8 · 10 ⁶	6,95 · 10 ²²	4,40 · 10 ⁷
10 ⁷	3,16 · 10 ²³	1,81 · 10 ⁸
10 ⁸	3,52 · 10 ²⁷	2,02 · 10 ¹²
10 ⁹	1,19 · 10 ²⁹	6,85 · 10 ¹³



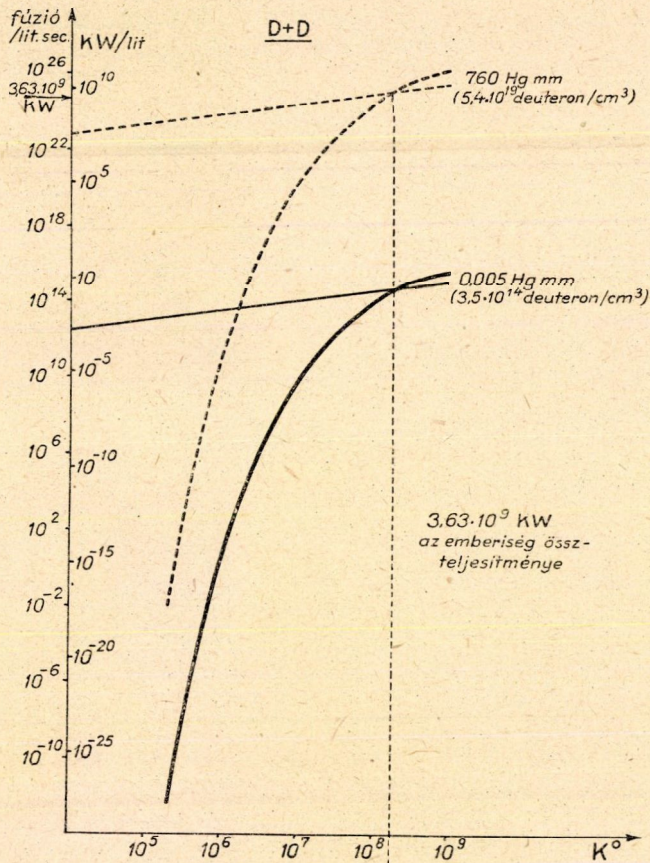
6. ábra. 1 gr deutron plazma másodpercenkénti fúzióinak száma és energiatermelése a hőmérséklet függvényében $s = 0,1 \text{ gr/cm}^3$ sűrűség mellett. Az egyenesek ugyanezen állapotú plazma hőmérsékleti sugárzása Stefan-Boltzmann törvénye szerint számolva. A különböző egyenesek az 1 gr plazmára eső kisugárzást adják meg, különböző sugarú, tehát különböző felületű gömb alakú plazma feltételezése esetén

a 6. ábrán adott grafikont. Ha $n_{f_0}(T)$ -val jelöljük az n_0 deuteron koncentrációjú plazmában T hőmérsékleten cm^3 -enként létrejövő fúziók számát, akkor

$$n_f(T) = \frac{n_{f_1}(T) n_0^2}{10 n_{01}^3} = 1,09 \cdot 10^{-44} n_{f_1}(T) n_0^2, \quad (14)$$

ahol $n_{f_1}(T)$ a 6. ábráról olvasható le (n_{01} és n_{f_1} a $0,1 \text{ gr/cm}^3$ koncentrációjú plazmára vonatkozó érték).

Ha viszont figyelembe vesszük, hogy adott nyomáson 1 cm^3 -ben hány deuteron van, akkor a következő formulára jutunk, amelyik megadja secun-



7. ábra. Ritkított gázállapotú deuteron plazmákban létrejövő fúziók száma, ill. energiatermelés az abszolút hőmérséklet függvényében. A felső szaggatott görbe $s = 1,78 \cdot 10^{-4} \text{ gr/cm}^3$ ($5,4 \cdot 10^{19}$ deuteron/cm³) normál sűrűségű (azaz sűrűség kb. szobahőmérsékleten és atmoszférikus nyomáson) deuteron plazmára vonatkozik. Az alsó görbe szobahőmérsékleten $0,005 \text{ Hgmm}$ nyomású $s = 1,17 \cdot 10^{-9} \text{ gr/cm}^3$ sűrűségű ($3,55 \cdot 10^{14}$ deuteron/cm³) plazma energiatermelését adja. Az egyenesek ugyanezen plazmák hőmérsékleti sugárzását adják

HETTLER számításai nyomán

dumonként és literenként az adott nyomáson és hőmérsékleten létrejövő fúziók számát (N_f)-t

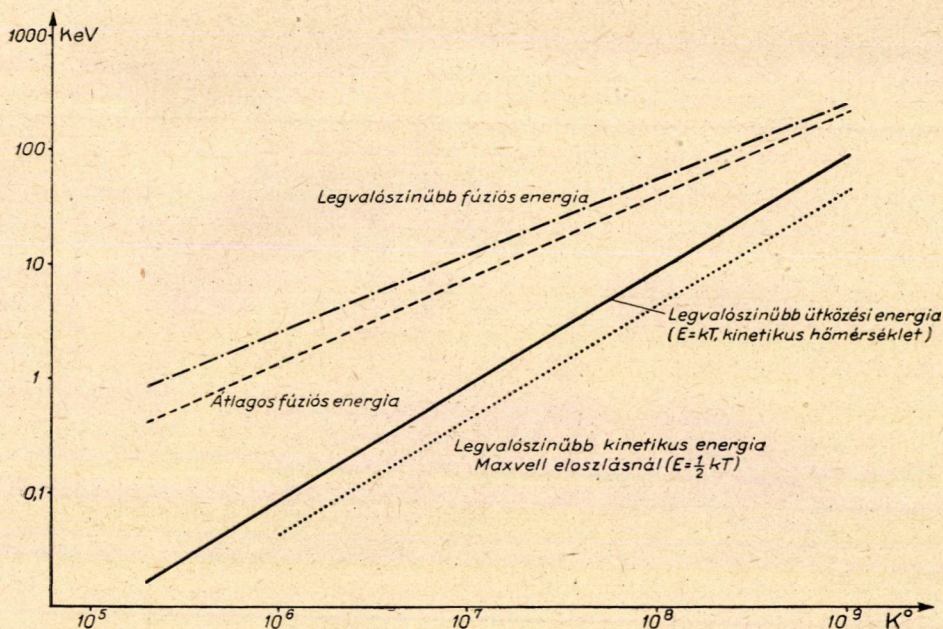
$$N_f(T) = 5,52 \cdot 10^{-10} n_{f_1}(T) p_x^2, \quad (15)$$

p_x Hgmm-ben megadott nyomás és $n_{f_1}(T)$ mint előbb a 6. ábrabeli grafikontól olvasható le.

Az előzőekben említett két szélső nyomásértékre: 760 és 0,005 Hgmm-re kapott átszámítási görbék a 7. ábrán láthatók.

A kapott értékek alapján minden egyes hőmérséklethez hozzárendelhetünk egy ún. „fúziós ekvivalenst“ vagy „átlagos fúziós energiát“. Ez úgy történik, hogy megkeressük azt az energiát, amelyet minden egyes jelenlevő atomhoz hozzárendelve a számítások szerinti fúziós számot, ill. energia felszabadulást kapnánk. Az átlagos fúziós energia fogalma tulajdonképpen a Maxwell-eloszlás átlagos energiájának analógonja, mivel egy adott hőmérsékleten bizonyos számú deuteronból álló plazma a fúzió szempontjából úgy viselkedik, mintha az egyes deuteronok energiája az átlagos fúziós energiának megfelelő értékű volna. A konkrét számértékek kikeresése a részletes számításokban használt szám-táblázatok felhasználásával történt. Ezeket az értékeket a 4. táblázat 5. oszlopában adjuk.

A 8. ábrán egy diagramban foglaltuk össze azokat az energiaértékeket, amelyeket egy adott hőmérsékletnél a részecske halmazhoz hozzárendelhetünk.



8. ábra. Adott hőmérsékletű deuteron plazmához megadható karakterisztikus energia értékek

4. TÁBLÁZAT

Adott hőmérsékletre rendelhető energia értékek

T K°-ban	Legvalószínűbb kin. e. Maxwell- eloszlásnál $1/2 kT$	Legvalószínűbb ütközési energia kT	Legvalószínűbb fúziós energia	Átlagos fúziós energia
$2 \cdot 10^5$	0,008 keV	0,017 keV	0,9 keV	0,42 keV
10^6	0,043	0,086	2,5	1,3
10^7	0,43	0,86	11,0	7,0
10^8	4,31	8,62	50,0	40,0
10^9	43,1	86,2	250,0	225,0

Megfontolások a fúziós plazma energiavesztéseire vonatkozólag

Az előbbieken részletesen megvizsgáltuk az adott feltételek között végbemenő termonukleáris reakciók esetében az energiatermelést. A fúziós energia szabályozott folyamatos energiatermelésre való felhasználásánál azonban, mint már említettük, az időegységként és grammonként felszabaduló energia egyensúlyt kell tartson a különböző energia veszteségekkel. Ez a kérdés még talán problematikusabb — az eddigiekben publikált cikkek alapján is — mint az energiatermelés. A szovjet vizsgálatokról szóló beszámolóknál általában sugárzási veszteségekről nem is beszélnek, hanem a vezetési veszteségekre vonatkozóan közölnek becsléseket. Így pl. ARCIMOVICS [30] szerint ez utóbbi veszteségek $T^{7/2}$ -nél arányosan növekednek. Ugyanakkor E. TELLER [19] a múlt év közepén tartott előadásában részletesebb megfontolásokat közöl a szabályozott termonukleáris reakciókkal kapcsolatban és vezetési veszteségekről nem is tesz említést. A sugárzási veszteségekre vonatkozólag viszont arra a következtetésre jut, hogy azok a Stefan-Boltzmann törvény szerintinél lényegesen kisebbek.

Mi a továbbiakban először az eredeti feltevésünk szerinti $0,1 \text{ gramm/cm}^3$ sűrűségű plazma sugárzási viszonyaira vonatkozóan szeretnénk néhány hozzávetőleges megfontolást végezni, ill. általánosabban a nagyobb sűrűségű plazmákra.

A Wien-féle eltolódási törvény alapján 10^6 K° -on a hőmérsékleti sugárzás maximuma $28,8 \text{ kXE}$ -hez esik, ami körülbelül $0,4 \text{ keV}$ -os lágy Rtg sugárzásnak felel meg.

A szóban forgó sűrűségű plazmák sugárzási viszonyaira vonatkozó megfontolások menetét a 3. sz. függelékben adjuk. Az egzakt tárgyalás igen fáradságos, ezért számunkra elegendő lesz a következő közelítő megfontolást elvégezni.

Becsüljük meg az 1,34 cm sugarú 0,1 gramm/cm³ sűrűségű 1 gr-os deutérium gömb felület egységén sec-ként kisugárzott energia mennyiségét. Ismeretes, hogy a Kirchoff törvény szerint bármely felületre megkapjuk az emisszió-képességet ($\mathcal{E}(T, \lambda)$), ha az abszolút fekete test emisszió-képességét $E(T, \lambda)$ -t, adott hőmérsékleten és adott hullámhossznál megszorozzuk az illető felület abszorpció-képességével $a(\lambda)$ -val:

$$\mathcal{E}(T, \lambda) = a(\lambda)E(T, \lambda), \quad (16)$$

azaz a teljes sugárzásra

$$\mathcal{E}_t = \int_0^{\infty} \mathcal{E}(T, \lambda) d\lambda = \int_0^{\infty} a(\lambda)E(T, \lambda) d\lambda. \quad (17)$$

Hogy itt \mathcal{E}_t -re számszerű értéket kaphassunk az $a(\lambda)$ -t kell becsülnünk az 1,34 cm sugarú deutérium gömbre. Érvényes a következő összefüggés az abszorpció-képességre, a transzmisszióra és a reflexióra:

$$a + t + r = 1,$$

azaz egy adott testre az abszorpció képesség a , a transzmisszió t , és a reflexió r , összege 1-gyel egyenlő, vagyis az abszorpció képesség

$$a = 1 - t - r. \quad (18)$$

0,4 keV-os Rtg sugárzásnál a reflexiót elhanyagolhatónak tekinthetjük, mivel az tulajdonképpen csak a fotonok nagy szögben való szórásánál jön létre, ami pedig igen kis valószínűségű. A transzmissziót az ismeretes abszorpciós törvény alapján számolhatjuk

$$I = I_0 e^{-\alpha(\lambda)x}, \quad \text{azaz} \quad \frac{I}{I_0} = e^{-\alpha(\lambda)x}, \quad (19)$$

ahol $\alpha(\lambda)$ a lineáris abszorpciós koefficiens, I_0 a felületre eső sugárzás eredeti intenzitása, I az intenzitás az abszorbens rétegben való áthaladás után. Az abszorbens réteg x vastagsága esetünkben az átmérő kétszeresének vehető, azaz 2,38 cm-nek. Az abszorpciós koefficiens a Landolt-Börnstein [32]-ben adott táblázatból interpolálva a sugárzási eloszlás maximumának megfelelő hullámhosszra

$$\alpha(\lambda_{\max} \sim 0,4 \text{ keV}) \sim 33,5 \text{ cm}^{-1} \quad (\rho = 0,1 \text{ gr/cm}^3\text{-nél}).$$

Így a transzmisszió

$$t(\lambda_{\max}) = e^{-\alpha(\lambda_{\max})2R} = e^{-67} \sim 0.$$

Ebből az abszorpció-képesség (18) alapján

$$a(\lambda_{\max}) = 1 - e^{-67} \sim 1.$$

Így, ha $a(\lambda)$ helyére $a(\lambda_{\max})$ -ot helyettesítjük (17)-be

$$\mathcal{E}_t \sim \varepsilon_t = a(\lambda_{\max}) \int_0^{\infty} E(T, \lambda) d\lambda = a(\lambda_{\max}) \sigma T^4 \sim \sigma T^4, \quad (20)$$

azaz az általunk feltételezett körülmények között a deutérium gömb felületének sugárzása nem tér el lényegesen a Stefan-Boltzmann törvénytől. Megjegyezzük, hogy ezek a megfontolások közel érvényesek még száz millió fok hőmérsékletű plazmára is, ahol pedig a hőmérsékleti sugárzás maximuma ~ 43 keV-nél van.

Természetesen ezen megfontolást igen durva egyszerűsítés mellett végeztük el, az abszorpció koefficiensét nem tekintve a hullámhossztól függőnek, hanem egyszerűen hőmérsékleti sugárzás maximumához tartozó hullámhossznak megfelelő abszorpciós koefficiens értéket helyettesítettünk be képletünkbe. Ez az eljárás azonban közelítő megfontolásunkban azért fogadható el, mivel a maximumnál nagyobb hullámhosszokra ilyen egyszerűsítés mellett megfontolásunk végeredménye még inkább igaz, rövidebb hullámokra pedig a hőmérsékleti sugárzási görbe meredek letörése miatt elhanyagolást vehetünk.

A 6. ábrán feltüntettük a Stefan-Boltzmann törvénynek megfelelő gramokra számított sugárzási veszteséget különböző nagyságú gömbökre. Láthatjuk, hogy adott sűrűség viszonyok mellett kb. 300 méter sugarú gömbnél, amelyik közelítőleg a nap belsejének hőmérsékletén van ($2-3 \cdot 10^7$ C°) következnek be egyensúly a hő termelés és a hő kisugárzás között. Szabad, akadályozatlan hőmérsékleti sugárzás esetén (átlátszó, reflexió mentes reaktor edény) nem lehetséges termonukleáris energia termelés földi körülmények között folyamatos egyensúlyban, hacsak igen nagy mértékben le nem szorítjuk a plazma 1 grammjára eső sugárzási veszteséget. Ahhoz, hogy ilyen folyamat 10^6 K°-on, adott deuteron sűrűség mellett, minden további nélkül egyensúlyban létrejöjjön, $9,6 \cdot 10^6$ km sugarú nagy álló csillag méreteire lenne szükség. Ha valamilyen mesterséges, képzeletbeli reflektorral visszatarthatnánk az energia kisugárzást, akkor ahhoz, hogy 1 gr össz-tömegű és 1,34 cm sugarú ($s = 0,1$ gr/cm³) deuteron plazma egyensúlyban fúziós energiát termeljen, olyan tökéletes reflektorra lenne szükség, amelyik az energia kisugárzást a rendszerből cca tizenkét nagyságrenddel csökkentené. Nyilvánvaló, hogy ilyen mérvű energia visszatartást elérni nem lehet. Még szobahőmérsékleten se reflektálnak vissza a legjobb visszaverő képességű tükrök többet a látható fényből, mint 97—98 %-ot. De teljesen valószínűtlennek látszik az is, hogy valamilyen mágneses fallal az energia kisugárzást ilyen arányban le lehessen csökkenteni.

Azokra a plazmákra, amelyekkel a legutóbbi időben fúziós kísérleteket végeztek, az előbbi megfontolások nem érvényesek. POST előbbiekben többször említett cikkében [12] közöl egy összefüggést W. HEITLER nyomán, amelyik a sugárzás kvantumelmélete alapján vezethető le, a ritkított plazmák hősugárzási energia sűrűségére a hőmérséklet függvényében. A formula D + D reakció esetére

$$I_{D+D} = 0,54 \cdot 10^{-30} n_0^2 T_e^{1/2} \text{ Watt/cm}^3, \quad (21)$$

ahol n_0 az 1 cm³-ben levő deutériumok száma, T_e az elektronok kinetikus hőmérséklete kT -ben kifejezve. Az ezen formula alapján számított kisugárzási görbéket tüntettük fel a 7. ábrán. Az elektron és ion hőmérsékletet — mint maga POST is — egyenlőnek vettük. Megjegyezzük, hogy a formulát magát POST-tal egyidőben más szerzők is levezették [39].

Az ábrából is látható, hogy ebben a sűrűség tartományban (ahol tehát a rendszer méretei jóval kisebbek, mint a sugárzás közepes abszorpciós úthossza), a plazma sűrűségétől függetlenül a termonukleáris fúziós energia termelés egyensúlyi hőmérséklete $\sim 2 \cdot 10^8$ K^o-nak adódik. Ilyen hőmérsékleten az energia termelés óriási méretű. Egy liter normál sűrűségű deutérium gázt tartalmazó plazma energia teljesítménye nagyobb lenne, mint az egész emberi civilizáció jelenlegi energia teljesítménye (az ábrán bejelölve). Ilyen körülmények között azonban egy liter ilyen sűrűségű plazma $\sim 10^{-6}$ sec alatt fuzionálna és így a folyamatos energia termeléshez secundumonként ~ 100 gr deutériumot kellene a rendszerbe betáplálni.

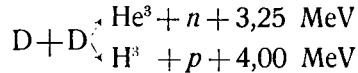
A Maxwell-sebességeloszlástól eltérő sebességeloszlás feltételezése

A fentiekben láttuk, hogy Maxwell-eloszlás feltételezése esetén a részecskéknek csak csekély tört része rendelkezik — a számunkra egyáltalán elérhető hőmérsékleten — a fúzióhoz elegendő energiával. Számításaink eredményeképpen kiderült, hogy Maxwell-féle sebességeloszlás esetén a plazma átlagos hőmérséklete igen nagy, kb. 10^8 K^o kell hogy legyen, stacionárius egyensúlyban levő fúziós folyamat megvalósítására. Ilyen magas hőmérsékletek tartós fenntartása beláthatatlan nehézségekbe ütközik. Számításaink mindenesetre megbízhatónak látszanak, mivel valószínű, hogy ha stacionárius fúziós egyensúlyi állapot egyáltalán megvalósítható, ebben az állapotban a részecskék sebessége Maxwell-eloszlást kell, hogy mutasson. Mint említettük, több kutató (KURCSATOV és mások) kondenzátor battériák kisütésével keltett rövid elektromos impulzusokkal kísérelték meg egy plazmában kellő magas hőmérsékletet elérni a fúzió megindulásához. Mint később látni fogjuk, Maxwell-sebességeloszlás esetén nem érhető el még észlelhető fúziós effektus jelentkezése sem az elért kb. 1 millió K^o-on, stacionárius egyensúlyról nem is beszélve, amiről ők ezekben a kísérletekben eleve lemondtak.

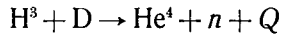
Az a kérdés, hogy milyen becsléseket nyerhetünk a Maxwell-féle eloszlástól eltérő eloszlás feltételezése esetén fúziós folyamatok létrejöttének valószínűségére vonatkozólag? Nyilvánvaló, hogy a fúziós folyamat szempontjából az az előnyös, ha a Maxwell-féle eloszlástól való eltérés olyan, hogy a nagy energiák tartományában a Maxwell eloszlástól eltérően nagyszámú

részecskét találunk. Nyilvánvaló továbbá az is, hogy ilyen eloszlás csak átmenetileg állhat fenn, mielőtt még a statisztikai egyensúly beállott volna. Azok a részecskék bírhatnak kiemelkedően nagy energiával, amelyek az előző fúziós generációból származó nagy energiájukat e fúzió utáni első vagy második ütközés után nyerték. Vizsgáljuk meg, hogy a fúzióból közvetlenül származó, pillanatnyilag nagy energiákat hordozó részecske milyen valószínűséggel hozhat létre újabb fúziót.

A fenti számításokat a



folyamatra végeztük el. Itt az egyik ágban trícium keletkezik és a folyamat létrejötté pillanatában szétrepülő triton és proton viszi magával a folyamatban felszabaduló egész energiát. A klasszikus mechanika törvényei szerint ez az energia úgy oszlik meg a két részecske között, hogy a trícium 1 MeV, a proton pedig 3 MeV energiával bír. Hogy ez a triton egy nagy energiájú gázkisülés konkrét feltételei között létrehozhatja-e a



fúziós folyamatot, azt a következő megfontolások alapján döntjük el.

A közepes fúziós szabad úthosszt, azaz a fúzióig a triton által átlagosan megtehető utat a klasszikus

$$\lambda = \frac{1}{\sqrt{2}\pi n_0 d^2}$$

formulából teljesen analóg módon számolhatjuk, mint azt a fúzióra vonatkozó eddigi számításainkban tettük, azaz a πd^2 helyére σ -t helyettesítünk. A mérések szerint a T+D folyamat hatáskeresztmetszete 1 MeV-nál kb. 0,4 barn, így a közepes fúziós szabad úthossz $\sim 4 \cdot 10^6$ cm, 10 Hg mm-es kiindulási nyomást feltételezve (kb. $n_0 = 7 \cdot 10^{17}$ deuteron/cm³), ami a kísérletileg vizsgáltak közül egyike a legnagyobbaknak. Az 1 MeV-os triton sebessége viszont ugyanakkor cca $8 \cdot 10^8$ cm/sec. Így tehát az 1 MeV-os tritonnak kb. $5 \cdot 10^{-3}$ sec időtartamú kisülésre van szüksége ahhoz, hogy újabb fúziót hozzon létre, ill. ilyen időtartamig kell hogy a triton a plazmában tartózkodjék. Ismeretes azonban, hogy a Kurcsatov-féle kísérletekben a leghosszabb kisülés is csak $3 \cdot 10^{-5}$ sec időtartamig tartott. Így ha mágneses térrel sikerülne is a tritont körpályán a plazma belsejében tartani, akkor is az annyi idő alatt legfeljebb 0,2 km utat tehetne meg a 40 km kívánt szabad úthossz helyett.

A fenti gondolatmenetből nyilvánvaló, hogy egy D+D fúziós folyamatból származó triton számára újabb fúzió létrehozatalának valószínűsége igen kicsi. Meg kell azonban jegyeznünk, hogy megfontolásunkban nem vettük

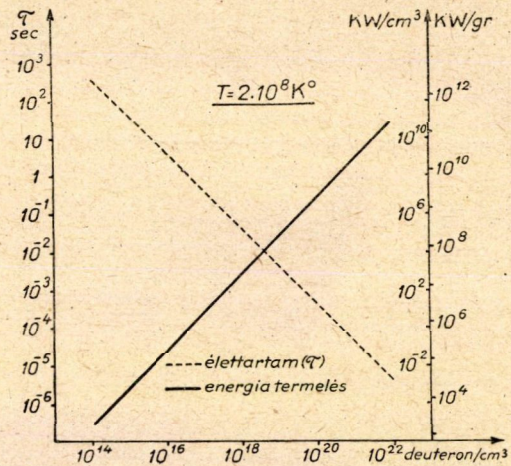
figyelembe, hogy a triton a fúziós ütközés előtt sok, más ütközést szenved, részben elektronokkal, részben Coulomb szórásban más magokkal (Rutherford-szórás). Eközben akár teljesen is elveszítheti energiáját, úgy, hogy a fúziós folyamat tényleges létrejöttének valószínűsége még az előbbieken megadott értékeknél is jóval kisebb.

Összefoglalás

Végső következtetések. Termonukleáris reaktor lehetősége és paraméterei

Meggondolásaink alapján nyilvánvaló, hogy folyamatos, szabályozott termonukleáris energia termelés gazdaságos megvalósítása beláthatatlan nehézségekbe ütközik. Ha extrém magas sűrűségeket tételezünk fel ($0,1 \text{ gramm/cm}^3$), ahol az energiatermelés nagyobb (ti. mint a kisebb sűrűségeknél), a sugárzási veszteségekre nézve olyan hatalmas értéket kapunk, hogy az egyensúlyhoz szükséges kritikus méretek földi viszonylatban elérhetetlen nagyok gátlatlan, hőszigetelés és reflektáló tükörmentes kisugárzást feltételezve. Azokon a plazmasűrűségeken viszont, amelyeken a vizsgálatokat az utóbbi időben végezték, kisebbek a sugárzási veszteségek, azonban a fúziós energia-termelés még kisebb. Így például a 7. ábrán láthatjuk, hogy az egyensúly körülbelül $2 \cdot 10^8 \text{ K}^\circ$ -nál következik be mind a két ábrázolt sűrűségnél, amelyek az eddigi kísérleti munkában a felső és alsó határt képezték. Más sűrűségekre végezve számításokat és rajzolva meg a diagramot, ugyanezt az egyensúly hőmérsékletet kapjuk, ha olyan sűrűségekről van szó, amelynél a sugárzási szabad úthossza nagyobb, mint a rendszer méretei.

A fúziós egyensúlyi hőmérséklet, amelynél az energiatermelés megegyezik a sugárzási veszteséggel (tulajdonképpen pontos számításnál az össz-energia veszteséget kell figyelembe venni), független tehát a plazma



9. ábra. A szaggatott vonal a deuteronok fúzióval szembeni közepes élettartamának változását mutatja a plazma koncentráció függvényében az egyensúlyi hőmérsékleten ($\sim 2 \cdot 10^8$), a folytonos vonal pedig a megfelelő sűrűségeknél ugyanezen hőmérsékleten az energiatermelést

sűrűségétől abban az esetben, amikor a rendszer nincs sugárzási abszorpciós egyensúlyban. Ilyen rendszereknél „kritikus” méret nem lép fel.

A fenti nehézségek nem változnak lényegesen akkor sem, ha valamely más, jelenleg ismert fúziós reakcióra végezzük el a meg gondolásokat például a T + D folyamatra.

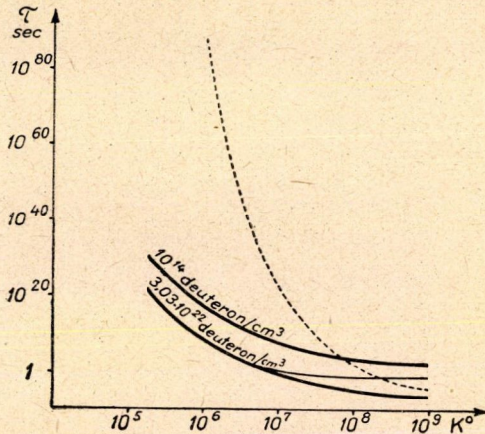
A 9. ábrán feltüntettük a különböző sűrűségű deutron plazmák energia termelését $\sim 2 \cdot 10^8 \text{ K}^\circ$ hőmérsékleten, ahol tehát az energiatermelés éppen egyensúlyt tart a sugárzási veszteségekkel. Ugyanezen az ábrán láthatjuk a deutronok közepes élettartamának változását is, a koncentráció függvényében. Itt a τ közepes élettartam nem a (4) képletből lett számolva, amely csak durva közelítést jelent, hanem egy pontos eredményt adó meg gondolás alapján, amelyet részletesen a **4. sz. Függelékben** tárgyalunk, és amelynek vég eredménye

$$\tau = \frac{1}{4} \frac{n_0}{n_{f_0}}, \quad (22)$$

ahol n_0 az 1 cm^3 -ben levő deutronok száma, n_{f_0} pedig az 1 cm^3 -ben sec-ként létrejövő fúziók száma. — A (22) képletet azon feltevés alapján számítottuk,

hogy a fuzionált részecskéket folyamatosan pótoljuk. Ha ettől a feltevéstől eltekintünk, ismét más eredményhez jutunk a közepes élettartamra vonatkozólag (lásd az **5. sz. Függelék**et). A különböző élettartamok közötti viszonyt jól szemlélteti a 10. ábra.

Ha a rendkívül magas egyensúlyi hőmérséklet elérésének és a folyamatos üzem fenntartásának rendkívüli nehézségeitől pillanatnyilag eltekintve termonukleáris reaktort akar-nánk tervezni, a 9. ábra szerint első-sorban a kis plazmasűrűség látszik alkalmasnak a viszonylag magas élettartam, és így nem robbanásszerűen végbemenő fúziósebesség, valamint a Stefan-Boltzmann törvénytől eltérő, több nagyságrenddel kisebb sugár-zás miatt. Itt azonban újabb nehézséggel találjuk szembe magunkat. Mint a 11. ábra mutatja, 100 MW



10. ábra. A deutronok τ valószínű élettartama a hőmérséklet függvényében. Az alsó két vastag folytonos görbe a (22) formula alapján lett számolva, amelynél a fuzionált deutronok folyamatos betáplálása van feltételezve. A vékony folytonos görbe a τ változását mutatja, ha a deutronok folytonos betáplálását nem feltételezzük. A szaggatott vonal pedig összehasonlításként a (4) formula alapján számolt τ értékeket mutatja (Maxwell legv. kin. energia alapján számolva)

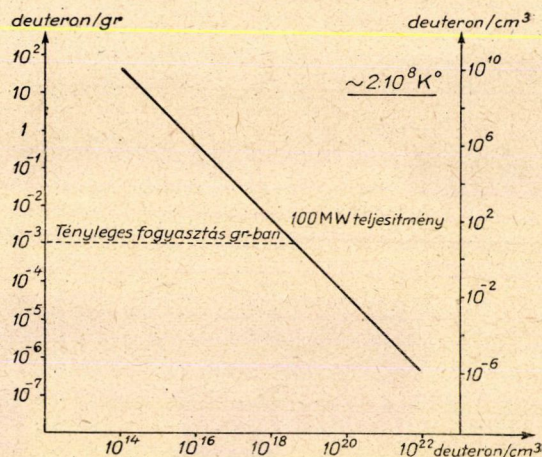
teljesítmény esetén kis sűrűségeknel igen nagy térfogatok lépnek fel, például 10^{14} deuteron/cm³-nél $\sim 10^{10}$ cm³, azaz $\sim 10^4$ m³, és ezek magas hőmérsékleten és megfelelő magas nyomáson tartásának nehézségei a térfogat növekedésével igen nagy mértékben megnövekednek.

Elvileg további lehetőséget jelentene olyan reaktor tervezése, amelyik viszonylag alacsonyabb hőmérsékleten, mondjuk 10^6 K^o-on működik, ha sikerülne a sugárzó energiát valamilyen megfelelő reflektorral visszatartani, hogy ezen az alacsonyabb hőmérsékleten álljon be a dinamikus egyensúly az energia termelés és kisugárzás, illetve általában az energia veszteségek között. Nagy sűrűségű plazmákra a 366. oldalon tett megállapítások érvényesek, kisebb sűrűségekre a 12. ábra mutatja a viszonyokat. Láthatjuk, hogy például 10^6 K^o-ra egy 16—18 nagyságrendes energia visszatartására lenne szükség, $2 \cdot 10^5$ K^o-on pedig még ennél is vagy 12 nagyságrenddel nagyobb. Vagyis egy olyan energiarefektor (tükör) volna szükséges, amely a ráeső energiának csak 10^{18} -ad, illetve 10^{30} -ad részét engedné át. Már hivatkoztunk arra az adatra, hogy még a látható fény tartományban is a legtökéletesebb tükrök csak 97—98 %-ot vernek vissza, ami azt jelenti, hogy a sugárzásnak 2—3 századrészét átengedik, illetve abszorbeálják.

Látható továbbá, a 12. ábráról, hogy a kisugárzás és energiatermelés közti viszony a plazma koncentrációval némileg javul, azonban ez a reflexió követelmények szempontjából elhanyagolható. Megállapítható az is, hogy a hőmérséklet emelkedésével sokkal jelentősebb a viszonyok javulása, mert $2 \cdot 10^5$ K^o-ról 10^6 K^o-ra emelve a hőmérsékletet, a termelés-vesztés viszony mintegy 12 nagyságrendet javul.

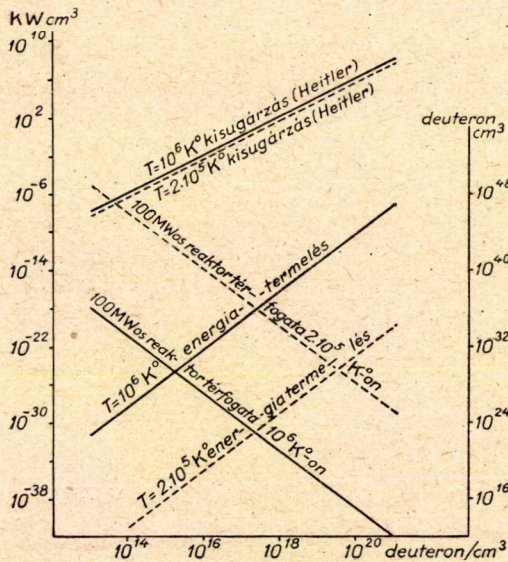
Az ábrán feltüntettük, hogy egy 100 MW-os teljesítményű reaktor esetén milyen méretek lépnének fel. Láttuk az előbbiekből, hogy milyen méretek szükségesek, ha a $\sim 2 \cdot 10^8$ K^o-os egyensúlyi

hőmérsékleten működtetnénk a reaktort. A 12. ábra szerint viszont 10^6 K^o-on, a sűrűségnek megfelelően, kb. 10^{32} -től 10^{16} cm³-ig terjedő méretek lép-



11. ábra. A diagram azt mutatja, hogy milyen tömegű, ill. térfogatú reagáló deuteron plazma jelenlétére van szükség a reagáló rendszerben különböző sűrűség mellett 100 MW energiatermeléséhez. A szaggatott egyenes a minden sűrűségre azonos deuteron fogyasztást jelzi grammokban kifejezve

nek fel $2 \cdot 10^5$ fokon pedig még ennél is mintegy 12 nagyságrenddel nagyobbak. A 12. ábrát a 6. ábrával összevetve érdekes következtetések vonhatók le a kisebb és nagyobb sűrűségű plazmákra vonatkozólag. Nagy sűrűségűeknek az olyan fúziós közegeket tekintjük, amelyben a sugárzás közepes úthossza kisebb, mint a rendszer méretei. Az látható tehát, hogy a 6. ábra szerint 10^6 K^o-on $0,1$ gr/cm³ ($3,03 \cdot 10^{22}$ deuteron/cm³) sűrűségű 1 gr-os kis deuteron gömbnél a dinamikus egyensúly eléréséhez kb. tizenkét nagyságrenddel kell csökkentenünk a kisugárzást, míg a 12. ábrán látható kisebb plazma sűrűségeknél egy 16—20 nagyságrendes reflexióra van szükség. Úgy látszik tehát, hogy nagy sűrűségeknél, alacsonyabb hőmérsékleten aránylag kissé kedvezőbbek a viszonyok. Nagyobb hőmérsékletek felé ez a helyzet természetesen megfordul a kisebb sűrűségek javára, a Stefan-Boltzmann törvény jóval erősebb hőmérséklet függése miatt, mint a HEITLER szerinti sugárzásnál. Ezért van azután metszéspont a kisebb sűrűségeknél az energiatermelésnek, és az energia kisugárzásnak megfelelő görbék között, azaz létezik koncentrációtól független egyensúlyi hőmérséklet, míg az előbb említett sűrűbb fúziós közegnél 1 gr-os deuteron gömb esetében ilyen egyensúlyi hőmérséklet nem létezik.



12. ábra. Az energiatermelés és kisugárzás változása a plazma koncentráció függvényében 10^6 és $2 \cdot 10^5$ K^o-on. Ugyanezen hőmérsékleten és koncentrációnál egy 100 MW teljesítményű fúziós reaktor térfogatának változása is fel van tüntetve

deuteron/cm³) pedig $3-4 \cdot 10^6$ K^o-nál. Ilyen hőmérsékletek tartós fenntartása teljesen lehetetlennek látszik. KURCSATOV és munkatársai [5, 6] kondenzátorok

A következőkben foglalkozunk azzal a kérdéssel, hogyha nem is sikerül a folytonos, szabályozott fúziós energiatermelést termonukleáris úton megvalósítani, milyen hőmérsékleten sikerülhet létrehozni kimutatható, detektálható effektust. A detektáló berendezések ismert sajátságainak megfelelően a jól detektálhatóság határát másodpercenként és plazma literenként mintegy 100 fúzióban vehetjük fel (ha például egy gyors neutronszámlálóval ionizációs kamrában észlelünk). Egy 5 Hg μ nyomású ($n_0 = 3,5 \cdot 10^{14}$ deuteron/cm³) deuteron plazmánál például a 7. ábra szerint ez cca $5-6 \cdot 10^6$ K^o-nál következik be, 760 Hgmm-nél ($n_0 = 5,4 \cdot 10^{19}$ deu-

segítségével létrehozott erősáramú pulzáló gázkisülésekben becslésük szerint 1 millió K° -ot értek el, de csak cca 10^{-5} sec időtartamig. Tekintettel a pulzus rövid tartamára, az egy impulzusra eső fúziók száma nyilvánvalóan a detektálhatóság határa alatt kellett legyen, és az általuk észlelt neutronok nem lehetnek a szó szoros értelmében termonukleáris eredetűek, mint ahogy erről ők maguk is meg voltak győződve.

Mindezek alapján a termonukleáris fúziós energia termelés folyamatos, szabályozott üzemben igen nehéznek látszik, bár semmiképpen sem lehet azt mondani, hogy azok a hatalmas erőfeszítések, amelyeket ebben az irányban folyó kísérletekre világszerte fordítanak, hiábavalók volnának. Többen, így TELLER is, kiemelték, hogy ezek a vizsgálatok igen sok új fizikai ismeretre vezetnek, elsősorban a nagyenergiájú gázkisülések körében, de a fizika mindazon más ágaiban is, amelyek a publikált és az esetlegesen nem publikált kísérletekben megvizsgálásra kerültek vagy kerülni fognak. Mindenesetre nagyon sok kísérletezésre és új fizikai felismerésre van szükség. Mindeddig folytonos, szabályozott fúziós folyamatot gazdaságos energia nyereség céljaira nem tudtak létre hozni. Tudományos szempontból mindenesetre szükséges lenne a fúziós hatáskeresztmetszetek mérésének minél kisebb energia tartományok felé való kiterjesztése a penetrációs formula ellenőrzésére, esetleg nagy ionáram erősségek segítségével. Ilyen kísérletek terveire lehet következtetni pl. E. O. LAWRENCE az 1955-ös genfi nemzetközi atomenergia konferencián tartott beszámolójából [33].

Ma még nehéz lenne megjósolni, hogy milyen új felismerések lesznek azok, amelyek esetleg újabb lehetőségeket adnak a fúziós folyamatokban rejlő hatalmas energiataralékok megközelítéséhez. Hogy ilyen új, átütő erejű felismerés váratlanul felbukkanhat, azt az elmúlt évek felfedezései után nem lehet kizártnak tartani. Ne felejtjük el, hogy RUTHERFORD még abban a meggyőződésben halt meg 1937-ben, hogy az atommagok energiáját gyakorlati célra sohasem lehet majd felhasználni. Halála után két évvel pedig HAHN és STRASSMAN felfedezték a maghasadásban azt az utat, amelyen az atomenergia energiatermelésre hasznosítható.

Hogy tényleg lehetségesek ebben az irányban egészen új felfedezések, arra mutatnak pl. a legutóbbiakban publikált mezonikus atomra vonatkozó vizsgálatok [34]. E szerint a μ -mezon katalizátorként szerepelhet a fúziós reakciókban, amennyiben a hidrogén atomban az elektron helyét betöltve annyira leárnyékolja a mag Coulomb töltését, hogy az ilyen mezonikus atom egy másik megfelelő maggal -250° -os hőmérsékleten is fúziós reakcióra képes, amely után a μ -mezon újra felszabadul. A baj azonban ennél a folyamatnál is az, hogy a μ -mezon élettartama igen rövid (10^{-6} sec), előállítása pedig ugyancsak igen rossz hatásfokú, így gyakorlatilag nem hasznosítható.

E helyen is köszönetet mondunk DR. GYÍRES BÉLA professzornak általában a matematikai problémákban nyújtott segítségével és a 2. függelékben közölt ütközési energia eloszlás számításáért, továbbá DR. GÁSPÁR REZSŐ professzornak a kézirat gondos átnézéséért és a diszkuszióért. Intézetünk több más munkatársát is köszönet illeti a számításokban való részvételért és a problémák megvitatásáért.

1. sz. Függelék

A D + D fúziós folyamat hatáskeresztmetszetének extrapolálására felhasznált formula kapcsolata a Gamow-penetrációs faktoriall

KONOPINSKI és TELLER szerint [1] a D + D reakció hatáskeresztmetszete kielégíti a következő relációt [2]

$$E\sigma(E) = \sum_l a_l P_l(E), \quad (*)$$

ahol $\sigma(E)$ a totális hatáskeresztmetszet, E a bombázó energia, P_l a penetrációs valószínűség két $[l(l+1)]^{1/2}\hbar$ relatív pálya impulzus momentummal rendelkező deuteron számára, a_l az energiától független konstans.

A penetrációs valószínűség konkrét

$$P_l = e^{-2C_l} \quad (**)$$

alakjában szereplő C_l az $l=0$ speciális esetben a Gamow-penetrációs formulában szereplő C -vel egyenlő, és ez az $E \ll B = \frac{e^2}{R}$ (B a potenciál falmagassága, $R = 1,45 \times 10^{-13}$ A^{1/2} cm, e az elemi töltés) feltételnek eleget tevő energiáknál [3]

$$C = \frac{e^2 \pi (2M)^{1/2}}{2\hbar} E^{1/2} - \frac{2e(2MR)^{1/2}}{\hbar},$$

ahol M a redukált tömeg. Ezt visszahelyettesítve a (*) és (**) formulákba és az $l=0$ -tól különböző indexű C_l -eket elhanyagolva, σ -ra egy (1) alakú összefüggésre jutunk, amely a méréseket megközelített tartományban jól megadta a mért értékeket:

$$\sigma(E) = \frac{c_1}{E} e^{-\frac{c_2}{E^{1/2}}}, \quad c_1 = a_0 e^{-\frac{4e(2MR)^{1/2}}{\hbar}},$$

$$c_2 = \frac{e^2 \pi (2M)^{1/2}}{\hbar}.$$

A cikkünkben végzett extrapolációra ez a formula kielégítő, mivel számításaink segítségével csak nagyságrendi viszonyokról akarunk tájékozódni, továbbá mivel a σ -ra a $E=0,1-100$ keV tartományban van szükségünk és a B értéke pedig ~ 600 keV-vel egyenlő.

IRODALOM

- [1] E. J. KONOPINSKI and E. TELLER: Theoretical Considerations Concerning the D + D Reactions. *Phys. Rev.*, Vol. **73** (1948) 822.
 [2] K. G. McNEILL and G. M. KEYSER: The Relative Probabilities and Absolute Cross Sections of the D—D Reactions. *Phys. Rev.*, Vol. **81** (1951) 602.
 [3] H. A. BETHE: Nuclear Physics. B. Nuclear Dynamics, Theoretical. *Rev. Mod. Phys.*, Vol. **9** (1937) 69.

2. sz. Függelék

Az ütközési energia eloszlásfüggvényének levezetése

Egy edényben levő gáz molekuláinak sebességvektorát adott időpillanatban jelölje

$$\mathbf{r} = \mathbf{r}(\xi, \eta, \zeta),$$

ahol a zárójelben levő mennyiségek az x , y és z tengely irányába eső komponensek. Tekintsük e komponenseket valószínűségi változóknak, amikor is egyben \mathbf{r} is valószínűségi vektorváltozó.

A kinetikus gázelméletben a ξ, η, ζ valószínűségi változókról a következőket tudjuk:

a) független valószínűségi változók,

b) igen jó közelítéssel normális eloszlással bíró valószínűségi változók. Ha — amint azt a következőkben feltételezzük — a gáz nyomása minden irányban ugyanaz, mindhárom változó szórása megegyezik. Legyen ez σ .

c) Ha feltételezzük, hogy a gázban nincs áramlás — és a következőkben ez lesz a helyzet — akkor a szereplő valószínűségi változók várható értéke zérus.

Válasszunk ki most az edényből taláalomra két egymással ütköző gáz-molekulát, amelyeknek sebességvektorát az ütközés pillanatában jelölje

$$\mathbf{r}_1 = \mathbf{r}_1(\xi_1, \eta_1, \zeta_1),$$

illetve

$$\mathbf{r}_2 = \mathbf{r}_2(\xi_2, \eta_2, \zeta_2).$$

A zárójelbe tett ξ_1, η_1, ζ_1 , illetve ξ_2, η_2, ζ_2 komponensek az a), b) és c) feltétel

szerint

$$(1) \quad f(x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{x^2}{2\sigma^2}}$$

sűrűségfüggvénnyel bíró független valószínűségi változók.

A két ütköző gázmolekula ütközési sebességén a

$$(2) \quad |x_1 - x_2| = \sqrt{(\xi_1 - \xi_2)^2 + (\eta_1 - \eta_2)^2 + (\zeta_1 - \zeta_2)^2}$$

valószínűségi változót értjük.

Feladatul tűzzük ki a (2) sűrűségfüggvényének kiszámítását, ha az *a*), *b*) és *c*) feltételeken kívül teljesül még a

d) az edényben levő bármely két gázmolekula sebességvektorának komponensei függetlenek egymástól.

Amennyiben az (1) sűrűségfüggvénnyel rendelkező ξ valószínűségi változó eloszlásfüggvényét $F(x)$, a $-\xi$ sűrűség-, illetve eloszlásfüggvényét $g(x)$, illetve $G(x)$ jelöli,

$$G(x) = P(-\xi < x) = P(\xi > -x) = 1 - P(\xi \leq -x) = 1 - F(x),$$

ezért $g(x) = f(-x)$, ($f(x)$ itt a ξ változó sűrűségfüggvénye), azaz az *a*), *b*), *c*) és *d*) feltételek szerint $-\xi_2$, $-\eta_2$, $-\zeta_2$ is egymástól és a ξ_1 , η_1 , ζ_1 valószínűségi változóktól független, (1) sűrűségfüggvénnyel bíró valószínűségi változók. De akkor a

$$\xi_1 - \xi_2, \eta_1 - \eta_2, \zeta_1 - \zeta_2$$

is független [1],

$$\frac{1}{2\sigma\sqrt{\pi}} e^{-\frac{x^2}{4\sigma^2}}$$

sűrűségfüggvénnyel bíró [2] valószínűségi változók és így a (2) valószínűségi változó keresett sűrűségfüggvénye [3] a

$$(3) \quad p(x) = \begin{cases} \left(\frac{1}{\sigma\sqrt{2}}\right)^3 \sqrt{\frac{2}{\pi}} x^2 e^{-\frac{x^2}{4\sigma^2}}, & x > 0 \\ 0, & x \leq 0 \end{cases}$$

sűrűségfüggvény.

Ha tekintetbe vesszük, hogy

$$\sigma = \sqrt{\frac{kT}{m}},$$

ahol m egy molekula tömege, T az abszolút hőmérséklet és k a Boltzmann-féle állandó, akkor

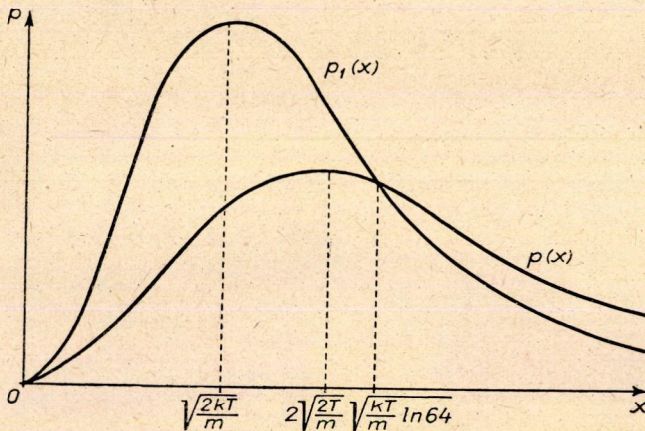
$$p(x) = \begin{cases} \frac{1}{2\sqrt{\pi}} \left(\frac{m}{kT}\right)^{3/2} x^2 e^{-\frac{mx^2}{4kT}}, & x > 0 \\ 0, & x \leq 0. \end{cases}$$

Hasonlítsuk össze e sűrűségfüggvényt a gáz valamelyik adott molekulájának sebességeloszlását kifejező

$$p_1(x) = \begin{cases} \left(\frac{m}{kT}\right)^{3/2} x^2 e^{-\frac{m x^2}{2kT}}, & x > 0 \\ 0, & x \leq 0 \end{cases}$$

sűrűségfüggvénnyel, azaz az ún. Maxwell-féle eloszlással.

Amíg a $p_1(x)$ maximuma az $x = \sqrt{\frac{2kT}{m}}$ helyen van, addig a $p(x)$ függvényé az $x = 2\sqrt{\frac{kT}{m}}$ helyen, azaz az előbbinek $\sqrt{2}$ -szeresénél. Ennek megfelelően a $p_1(x)$ maximuma $2\sqrt{\frac{2m}{\pi kT}} e^{-1}$, a $p(x)$ -é ennek $\frac{1}{\sqrt{2}}$ -szerese. $p(x) = p_1(x)$, ha $x = \sqrt{\frac{kT}{m}} \ln 64$. Ettől balra $p_1(x)$ a $p(x)$ felett, jobbra pedig alatt halad. Mivel $\ln 64 = 4.15888$, a $p(x)$ és $p_1(x)$ görbék metszéspontja a $p(x)$ maximumától jobbra esik, tehát a $p(x)$ maximuma is még a $p_1(x)$ görbe alatt van.



2. sz. függelék ábrája

IRODALOM

- [1] L. pl. RÉNYI A.: *Valószínűségszámítás*, Budapest, 1954, p. 197, 7. tétel.
- [2] L. pl. H. CRAMÉR: *Mathematical Methods of Statistics*, Princeton, 1946, p. 212.
- [3] L. pl. ugyanott p. 236.

3. sz. Függelék.

Magas hőmérsékletű plazma hőmérsékleti sugárzási vesztesége sugárzási egyensúly esetén

Ismeretes a Kirchoff törvénynek az az alakja, amely szerint tetszőleges test esetében adott hőmérsékleten és hullámhossznál, a test térfogategységére vonatkoztatott emisszió-képességének, $\varepsilon(T, \lambda)$ -nak, és adott hullámhosszra vonatkozó abszorpciós koefficiensének $a(\lambda)$ -nak hányadosa egyenlő az abszolút fekete test ugyan azon hőmérséklethez és hullámhosszhoz tartozó emisszió-képességével, $E(T, \lambda)$ -val, vagyis

$$\varepsilon(T, \lambda)d\lambda = a(\lambda)E(T, \lambda)d\lambda,$$

ahol a Planck-sugárzási formula szerint

$$E(T, \lambda)d\lambda = 2c_1 \frac{\lambda^{-5}}{e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1} d\lambda.$$

c_1 és c_2 konstansok, értékük: $c_1 = 5,9 \cdot 10^{-13}$ Watt cm^2

$$c_2 = 1,43 \text{ cm grad.}$$

Ennek alapján megadható a dv térfogatelem sugárzása egy adott hullámhosszra (ill. λ és $\lambda + d\lambda$ közé eső $d\lambda$ tartományra)

$$\varepsilon dv d\lambda,$$

ill.

$$\varepsilon'_i = \int_0^{\infty} \varepsilon dv d\lambda$$

az egész $(0, \infty)$ hullámhossz tartományra.

Ha egy adott gömbfelületen belül csak ez az egyetlen térfogatelem volna, akkor ez megadná a felületen keresztül a 4π térszögbe kisugárzott energiát. Azonban ez a térfogatelem egészen a gömb felületéig a térfogatelem anyagával azonos anyaggal van körülvéve, tehát a gömbfelületre az elem által kisugárzott energiából csak az $e^{-\alpha x}$ abszorpciós törvénynek megfelelő tört rész jut el, ahol α a lineáris abszorpciós koefficiens, x pedig az abszorbens rétegvastagság. Ha ezt integráljuk a gömbfelületre, akkor megkapjuk, hogy egy térfogatelemtől mekkora energia mennyiség sugárzódik ki ténylegesen a 4π térszögbe az adott F gömbfelületen keresztül.

$$\varepsilon'_i = dv \oint_F \int_0^{\infty} \varepsilon e^{-\alpha(\lambda) |\xi(x, y, z) - \xi(x', y', z')|} d\lambda df.$$

Nyilvánvaló, hogy ha az előbbi kifejezést integráljuk a gömb egész térfoga-

tára, V -re, akkor megkapjuk, hogy mekkora a teljes sugár veszteség a 4π térszögbe, a gömb felületén keresztül

$$\varepsilon_t = \oint_V \oint_{\mathbb{R}^3} \varepsilon e^{-\alpha|x-x'|} d\lambda df dv.$$

Ezek a megfontolások azonban csak akkor érvényesek, amikor a kinetikus hőmérsékletnek megfelelő energiájú kvantumok közepes abszorpciós úthossza $\left(\frac{1}{\alpha}\right)$ nagy a rendszer méreteihez képest, azaz sugárzási egyensúly esetén. Ugyanis, ha ez a feltétel nem teljesül, α igen kis szám lévén $\alpha|x|$ is igen kicsi az egész integrálandó tartományra és így a sugárzásra anomálishan nagy érték adódna. Ezekben az esetekben a valóságot az itt leírtnál komplikáltabb tárgyalás írja le, amelyet W. HEITLER adott *Quantum Theory of Radiation* (Oxford University Press, Oxford, 1954) című munkájában.

4. sz. Függelék

A deuteronok közepes élettartama konstanson tartott koncentrációjú plazmában

Legyen n_0 egy adott plazmában $t=0$ időpillanatban cm^3 -enként jelenlevő deuteronok száma.

Ha n_0 -at mindig konstansan tartjuk, azáltal, hogy a fuzionált deuteronokat folyamatosan pótoljuk, akkor n_{f_0} , a cm^3 -ként és sec -onként létrejött fuziók száma az időben szintén konstans.

Egy tetszőleges $t > 0$ időpillanatban az eredetileg ($t=0$) is jelen volt n_0 részecskéből már csak n van jelen, tehát az azóta betápláltak száma $n_0 - n$.

Kérdés, hogy a t és $t + dt$ elemi időtartam alatt hány deuteron fog fuzionálni azon n részecskéből, amelyek a t időpontig még megmaradtak az eredetileg jelenlevő n_0 részecskéből. Jelöljük ezek számát dn -nel.

A minden időpillanatban jelenlevő összesen n_0 deuteronból dt idő alatt

$$2n_{f_0} dt = dn_{\text{össz}} \quad (1)$$

fuzionál (a kettes faktor azért szerepel, mert minden fúzióban két deuteron vesz részt), azonban ebből a $dn_{\text{össz}}$ -ből csak egy hányadrész az, amelyik az n -ből fuzionál (dn). Ezt a hányadrészt viszont az n és $n_0 - n$ hányadosa határozza meg

$$dn = - \frac{n}{n_0 - n} 2n_{f_0} dt. \quad (2)$$

A változókat szétválasztva és integrálva a

$$\int \left(\frac{n_0}{n} - 1 \right) dn = - \int 2n_{f_0} dt \quad (3)$$

kifejezést kapjuk, azaz

$$n_0 \ln n - n = -2n_{f_0} t + c. \quad (4)$$

Mivel a $t=0$ időpontban $n=n_0$, tehát

$$n_0 \ln n_0 - n_0 = c \quad (5)$$

és ezt (14)-be visszahelyettesítve az

$$n_0 \ln n - n = -2n_{f_0} t + n_0 (\ln n_0 - 1)$$

összefüggést kapjuk, amelyet n_0 -lal végigosztva és átrendezve a következő végső formulához jutunk, amely bármely t időpillanatban impliciten megadja, hogy az eredetileg jelenlevő n_0 részecskéből mennyi van még jelen, vagy pontosabban, hogy a t időpontban hány olyan részecske van még jelen, amely $t=0$ időpillanatban is jelen volt

$$\ln \frac{n}{n_0} - \frac{n}{n_0} = -\frac{2n_{f_0}}{n_0} t - 1. \quad (6)$$

Mármost a közepes élettartam definíció szerint

$$\tau = \frac{1}{n_0} \int_0^{n_0} t(n) dn. \quad (7)$$

A (6) összefüggésből t -t kifejezve és (7)-be helyettesítve, kapjuk

$$\tau = -\frac{1}{2n_{f_0}} \int_0^{n_0} \left(\ln \frac{n}{n_0} + 1 - \frac{n}{n_0} \right) dn. \quad (8)$$

Ha itt a $v = \frac{n}{n_0}$ integrál transzformációt alkalmazunk

$$\tau = -\frac{n_0}{2n_{f_0}} \left[\int_0^1 \ln v dv + \int_0^1 (1-v) dv \right]. \quad (9)$$

Az első integrál improprius, amelynek értékére l'Hospital szabály segítségével egyszerűen adódik hogy

$$\int_0^1 \ln v dv = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \int_{\varepsilon}^1 \ln v dv = -1, \quad (10)$$

a második integrálra pedig

$$\int_0^1 (1-v) dv = \frac{1}{2}. \quad (11)$$

Így (9), (10) és (11)-ből

$$\tau = \frac{1}{4} \frac{n_0}{n_{f_0}}, \quad (12)$$

ahol τ egy részecske közepes élettartama olyan fúziós közegben, ahol a fuzionált részecskék száma folyamatosan pótlásra kerül és így a fuzionáló plazma 1 cm^3 -ében levő fuzionáló részecskék (deuteronok) száma változatlan.

5. sz. Függelék

A deuteronok közepes élettartama feltéve, hogy a fúziós plazmában nem történik meg a fuzionált deuteronok pótlása

A cikk eddigi megfontolásai és így az előző függelék is arra az esetre vonatkoznak, amikor a fuzionált részecskéket folyamatosan pótoljuk, ill. azok a reakció termékekből pótlódnak. Ha azonban a folyamatos pótlásról nem gondoskodunk és a reakció termékek nagy részben eltávoznak a fúziós térből, akkor a következő megfontolások érvényesek a közepes élettartamra vonatkozólag.

Az előbbi feltevés értelmében a cikk (10) formuláját úgy kell átalakítanunk, hogy n helyébe

$$n(t) = n(0)e^{-\frac{t}{\tau}}, \quad (1)$$

kerüljön (ahol τ a közepes élettartam, t pedig az idő), és az egész kifejezést még el kell osztani t -vel, hogy megkapjuk, hogy $t=0$ -tól egy adott t időpontig sec-ként és cm^3 -enként átlagosan hány fúzió jött létre, azaz

$$n_{f_0}(t) = \frac{n_{f_0}}{t} e^{-\frac{t}{\tau}}. \quad (2)$$

Itt

$$n_{f_0} = n_f s \quad (3)$$

a sec- és cm^3 -ként létrejövő fúziók száma konstans plazma koncentráció mellett (s a plazma sűrűsége gr/cm^3 -ben). $n(t)$ a t időpontban 1 gr , $n_0(t)$ pedig 1 cm^3 plazmában jelenlévő deuteronok száma. A t időpillanatban még egyáltalán jelenlévő fuzionálható részecskék száma akkor

$$n_0(0) - 2n_{f_0}(t) = n_0(0)e^{-\frac{t}{\tau}}. \quad (4)$$

Ha most $t = 1$

$$n_0(0) - 2n_f e^{-\frac{1}{\tau}} = n_0(0) e^{-\frac{1}{\tau}}. \quad (5)$$

Innen egyszerű átalakítások után

$$\tau = \frac{1}{\ln \frac{n_0(0) + n_f}{n_0(0)}} \quad (6)$$

a közepes élettartam azon feltételezés mellett, hogy a fuzionálható részecskék száma az időben exponenciálisan fogy.

IRODALOM

- [1] Roundup of Key Developments in Atomic Energy, *Nucleonics*, Vol. 13 (1955) No. 10. p. 9. and 10.
- [2] What's Going on in AEC's Thermonuclear Program? *Nucleonics*, Vol. 13 (1955) No. 11. p. 64.
- [3] J. D. LUNTZ: From Perhapsatron to Columbus, *Nucleonics*, Vol. 13 (1955) No. 12. p. 23.
- [4] I. V. KURCHATOV: Russian Thermonuclear Experiments, *Nucleonics*, Vol. 14 (1956) No. 6. p. 36.
- [5] И. В. Курчатов: О возможности создания термоядерных реакций в газовом разряде. Атомная Энергия, Том 1. (1956). No. 3. стр. 65. Успехи физ. наук. Том. LIX. (1956). 603.
- [6] Л. А. Арцимович, А. М. Андрианов, О. А. Базилевская, Ю. Г. Прохоров, Н. В. Филиппов: Исследование импульсных разрядов с большой силой тока. Атомная Энергия, Том 1. (1956). No. 3. стр. 76.
- [7] М. А. Леонтович, С. М. Осовец: О механизме сжатия тока при быстром и мощном газовом разряде. Атомная Энергия, Том 1. (1956). No. 3. стр. 81.
- [8] Л. А. Арцимович, А. М. Андрианов, Е. И. Доброхотов, С. Ю. Лукьянов, И. М. Подгорный, В. И. Синицын, Н. В. Филиппов: Жесткое излучение импульсных разрядов. Атомная Энергия, Том 1. (1956). No. 3. стр. 84.
- [9] С. Ю. Лукьянов, В. Н. Синицын: Спектроскопические исследования мощного импульсного разряда в водороде. Атомная Энергия, Том 1. (1956). No. 3. стр. 88.
- [10] С. Ю. Лукьянов, И. М. Подгорный: Жесткое рентгеновское излучение, сопровождающее разряд в газе. Атомная Энергия, Том 1. (1956). No. 3. стр. 97.
- [11] А. Л. Безбатченко, И. Н. Головин, Д. П. Иванов, В. Д. Кириллов, Н. А. Яблинский: Исследование газового разряда с большой силой тока в продольном магнитном поле. Атомная Энергия, Том 1. (1956). No. 5. стр. 26.
- [12] R. F. Post: Controlled Fusion Research — An Application of the Physics of High Temperature Plasmas, *Rev. Mod. Phys.*, Vol. 28 (1956) 338.
- [13] Thermonuclear Power ... The Search for Ideas, *Nucleonics*, Vol. 14 (1956) No 2. p. 42.
- [14] Fusion Reactor — „Many Problems.“ *Atomic Industry*, 1956. Aug. p. 1.

- [15] H. THIRRING: Thermonuclear Power Reactors — Are They Feasible? *Nucleonics*, Vol. 13 (1955) N. 11. p. 62.
- [16] H. THIRRING: *At. Sci. Journ.*, Vol. 5 (1956) 227.
- [17] H. A. BETHE: The Hydrogen Bomb II., *Scientific American*, Vol. 182 (1950) No. 4. p. 18.
- [18] E. TELLER: *Bull. At. Sci.*, Vol. XII (1956) 271.
- [19] E. TELLER: General Problems of the Controlled Thermonuclear Process, *Nuclear Sci. and Eng.*, Vol. 1 (1956) 313.
- [20] J. COCKCROFT: The Future of Atomic Energy, *Proc. of the Int. Conf. on the Peaceful Uses of the A. E.*, Vol. 16 (1956) 125.
- [21] H. J. BHABHA: Record of Proceedings of Session 1, *Proc. of the Int. Conf. on the Peaceful Uses of the A. E.*, Vol. 16 (1956) 35.
- [22] H. J. BHABHA: The Role of Atomic Power in India and its Immediate Possibilities, *Proc. of the Int. Conf. on the Peaceful Uses of the A. E.*, Vol. 1 (1956) 108.
- [23] Roundup Fusion *Nucleonics*, Vol. 13 (1955) No. 9. p. 10.
- [24] U. S. FUSION EXPERIMENTS, *Atomic Industry*, 1957. jan. p. 5.
- [25] I. W. KURCHATOV: *Atomic Industry*, 1957. August p. 4.
- [26] G. GAMOW and E. TELLER: The Analysis of Angular Correlation and Angular Distribution Data, *Phys. Rev.*, Vol. 53 (1938) 608.
- [27] G. GAMOW and C. L. CRITCHFIELD: Theory of atomic Nucleus and Nuclear Energy—Sources, *Clarendon Press*. Oxford, 1950.
- [28] I. W. KURCHATOV: *Bull. At. Sci.*, Vol. XII (1956) 269.
- [29] W. R. ARNOLD, J. A. PHILLIPS etc.: Cross Sections for the Reactions $D, d, p, He^3, T, d, n, He^4$, and He^3, d, p, He^4 below 120 keV. *Phys. Rev.*, Vol. 93 (1954) 483.
- [30] L. A. ARTSIMOVICH: *Untersuchungen über Impulsentladungen im Zusammenhang mit der Möglichkeit von kontrollierbaren thermonuclearen Reactionen*. Előadás Svédországban 1956. augusztus 23-án. (Kéziratban.)
- [31] W. B. THOMPSON: *Nature*, Vol. 179 (1957) 886.
- [32] LANDOLT-BÖRNSTEIN: *Zahlenwerte und Funktionen*. 1. Bd. Atom und Molekularphysik. 1. Teil. Atome und Ionen. Springer Verl. Berlin, 1950. S. 316.
- [33] E. O. LAWRENCE: High Current Accelerators, *Proc. of the Int. Conf. on the Peaceful Uses of A. E.*, Vol. 16 (1956) 62.
- [34] L. W. ALVAREZ et al., U. C. R. L-Report N. 3620; *Phys. Rev.*, közlés alatt.
- [35] Research into controlled energy from fusion reactions, *Atomic Energy Newsletter*, Vol. 17 (1957) No. 11. p. 1.
- [36] F. WINTERBERG: *Atomkern Energie*, 1956. p. 199.
- [37] R. E. VOLRATH and J. A. R. SAMSON: *Bull. Am. Phys. Soc.*, Vol. 30 (1955) No. 8. p. 9.
- [38] K. SIMONYI: Über die Möglichkeit der Nutzbarmachung der Atomenergie ohne Kettenreaktion, *Acta Phys.*, VI (1956) p. 157.
- [39] G. KALMÁN—L. PÓCS—G. SCHMIDT—K. SIMONYI: *Periodica Polytechnica*, 1 (1957) No. 1.
- [40] KLOPFER ERVIN: Az ekvipartíció elv egy szélső esete, *KFKI Közlemények*, 5. évf. (1957) p. 84.
- [41] TEMES GÁBOR: Korreláció egymást követő nehéz töltött részecskék energiaveszteségei között elektrongázban, *KFKI Közlemények*, 5. évf. (1957) p. 78.
- [42] SIMONYI KÁROLY: Egy fúziós reaktor vázolata. *KFKI Közlemények*, 5. évf. (1957). p. 99.

MTA Atommag Kutató Intézete (Debrecen)

(Beérkezett: 1957. IX. 4.)