

Alacsonyenergiás magreakciók: a nukleáris energiatermelés új lehetősége

Kálmán Péter

2015 november

e-mail: kalmanpeter3@gmail.com

I. A KÉMIAI ÉS A NUKLEÁRIS REAKCIÓENERGIA

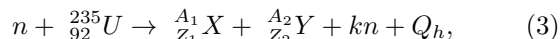
Az energiatermelés alapja Einstein energia(E)-tömeg(m) ekvivalenciát kifejező $E = mc^2$ egyenlete (c a vákuumbeli fénysebesség), amelynek segítségével érthetjük meg a kémiai folyamatban megjelenő égéshőt is. Vegyük példaként a



kémiai reakciót, itt Q_{CO_2} a reakcióban keletkező energia (égéshő). Az $E = mc^2$ egyenlet segítségével

$$Q_{CO_2} = (m_{0,C} + m_{0,O_2} - m_{0,CO_2}) c^2 \quad (2)$$

módon írható, ahol $m_{0,C}$, m_{0,O_2} és m_{0,CO_2} a C atom, valamint az O_2 és CO_2 molekulák nyugalmi tömegei. $Q_{CO_2} = 5.13 \times 10^{-21} J = 0.032 eV$. ($1 eV = 1.602 \times 10^{-19} J$ az atomfizikában használt energia egység.) Atommaghasadásnál egy lehetséges reakció a



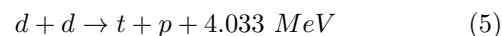
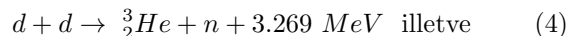
ahol a hasadási termékeknek (${}_{Z_1}^{A_1}X$, ${}_{Z_2}^{A_2}Y$) ki kell elégíteniük a $Z_1 + Z_2 = 92$, $A_1 + A_2 = 236 - k$, feltételt ($k = 1, 2, 3$ pozitív egész szám). A maghasadásnál keletkező Q_h reakció hő a hasadási termékektől függően $\sim 200 MeV$ ($1 MeV = 10^6 eV$). Ha ezt összehasonlítjuk a kémiai reakcióhővel, akkor $Q_{CO_2}/Q_h = 1.6 \times 10^{-10}$ ami azt jelenti, hogy pl. 1 g szén elégetésekor keletkező hőt kb. $3.1 \times 10^{-9} g$ urán hasadásával lehet elérni. A kémiai reakciók hőjének nagyságrendje $0.01 - 1 eV$, míg a magfizikaiaké $0.1 - 10 MeV$. Ez az oka annak, hogy a nukleáris energiatermelés olyan hatékony és kívánatos.

II. MAGHASADÁS KONTRA MAGFÚZIÓ

Az atommaghasadáson alapuló energiatermelés alapvető problémája, hogy a maghasadáskor keletkező hasadási termékek (a fenti reakcióban ${}_{Z_1}^{A_1}X$ és ${}_{Z_2}^{A_2}Y$) általában nem alapállapotban, hanem gerjesztett állapotban keletkeznek, és ezért rádióaktívak, vagyis α , β és γ sugárzást bocsátanak ki mind a hasadási reaktor működése közben, mind pedig a működés leállása után. Tehát a hasadási reaktor rádióaktív hulladékot termel, amelynek kezelése hosszútávú problémát jelent. Működés közben pedig kellő sugárzás elleni védelmet kell biztosítani. A hasadási reaktorok másik problémája a nemkívánatos megfűtás lehetősége. Ennek oka a hasadó

anyag láncreakciójának lehetősége. Ezért gondoskodni kell arról, hogy ne történhessen ilyen megfűtás.

A fentiek miatt már a nukleáris technika megjelenésének korai időszakában felmerült egy másik magreakció családon - a fúziós reakciókon - alapuló energiatermelés lehetősége és kívánatossága. Az energia termelés szempontjából fontos atommagfúziós alapreakciók az alábbiak:



ahol d deuteron (nehéz hidrogén magja ${}_1^2H$), t tríciumot (${}_1^3H$) és p protont jelent. Bár a fúziós termékek közül a trícium 12.33 éves felezési idővel és $18.591 keV$ reakció energiával β^- bomló, azonban az így várhatóan keletkező rádióaktív szennyezés összemérhetetlenül kisebb problémát jelenthet, mint a hasadási reaktorokban keletkező radioaktív hulladékok problémája. Ráadásul a természetben a deuteron előfordulási gyakorisága 0.015% , vagyis százezer hidrogénből 15 deuteron. Ez korlátlan deuteron készletet jelent. Bár a deuteronokat dúsítani kell - ez az úgynevezett nehézvíz előállítását jelenti - de ugyanezt meg kell tenni az uránnal is, hogy ${}_{92}^{235}U$ -ben feldúsított üzemanyagot hozzunk létre. A magfúzió alapuló energiatermelés másik - talán alapvető - problémája, hogy a fenti reakciók kellően nagy rátájának (másodpercenkénti eseményszámának) eléréséhez extrém nagy, több száz millió fokos hőmérsékletű plazmát kell előállítani és kellően hosszan fenntartani, amely feladatot az elmúlt 75 év alatt sem sikerült kielégítően megoldani.

III. A COULOMB-POTENCIÁL MAGREAKCIÓT HÁTRÁLTATÓ SZEREPE

A fúziós reakcióhoz szükséges extrém magas hőmérséklet oka a Coulomb kölcsönhatás. Az 1. ábrán pozitív töltésű (pl. alfa) részecske által érzett nukleáris és Coulomb potenciálok összege látható. R az atommag sugara, E_α a töltött (pl. alfa) részecske energiája, E_C az u.n. "Coulomb-gát" magassága. Az $r < R$ esetén a rövidhatótávolságú magerők keltette vonzó potenciál dominál - ez a potenciál gödör - a $r > R$ esetén pedig az azonos töltésű részecskék közötti taszító Coulomb potenciál a domináns [1].

A magreakció hatékony létrejöttének az a feltétele, hogy az ütköző részecskék - pl. a fenti esetben a két

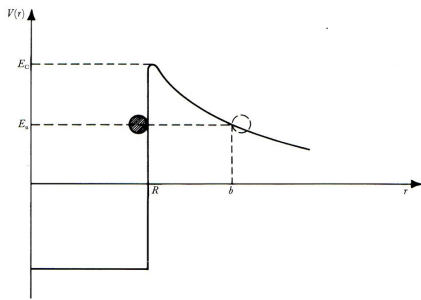


FIG. 1: Pozitív töltésű (pl. alfa) részecske által érzett nukleáris és Coulomb potenciálok összege. R az atommag sugara, E_α a töltött (pl. alfa) részecske energiája, E_C az u.n. "Coulomb-gát" magassága.

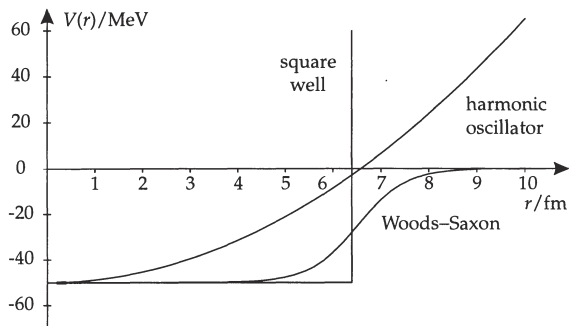


FIG. 2: Neutronnak atommagbéli potenciális energiája. (A három görbe három potenciál lehetőséget jelenít meg, ezek közül a valósághoz legközelebb a Woods-Saxon potenciál áll.) r a mag középpontjától mért sugárirányú távolság fm egységeiben. ($1 fm = 10^{-13} cm$). A potenciális energia MeV egységeiben adott ($1 MeV = 1.602 \times 10^{-13} J$)

deuteron - a közöttük lévő Coulomb taszítás ellenére $r \lesssim R$ közelségbe kerüljenek egymáshoz, hogy a közöttük lévő potenciálnak a vonzó része - amit az u.n. erős kölcsönhatás produkál - is érvényesülhessen. Klasszikusan gondolkozva a részecskéknek meg kell mászniuk az E_C magasságú potenciál hegyet és ehhez mozgási energia szükséges (Mechanikai analógia: az ábrán jobbról gurítunk be egy golyót. Ez csak akkor tud E_C magasságig felmenni, ha kellően nagy a kinetikus energiája.) A kvantummechanika szerint azonban a részecskének nem kell teljesen megmásznia a potenciál hegyet, elég csak $r = b$ távolságig közelítenie és ekkor az u.n. alagúteffektus segítségével a potenciálgáton mintegy átfúrva magát képes megjelenni az $r \lesssim R$ tartományban. Egy adott b távolsághoz meghatározott mozgási energia szükséges, ami az alagúton történő átjutás valószínűségét határozza meg. Ezt az u.n. Coulomb-faktor [1]

$$F_{Cb} = \frac{2\pi\eta}{(e^{2\pi\eta} - 1)} \quad (6)$$

adja meg, ahol

$$\eta = \frac{z_1 z_2 e^2}{\hbar v} = z_1 z_2 \alpha_f \sqrt{\frac{\mu c^2}{2E_m}}. \quad (7)$$

z_1 és z_2 az ütköző részecskék töltésszáma (deuteronok esetén $z_1 = z_2 = 1$), e az elemi töltés (pl. egy deuteron töltése), $\hbar = h/(2\pi)$, h a Planck-állandó, v a részecskék egymáshoz képesti, u.n. relatív sebessége, $\alpha_f = 1/137$ a finomszerkezeti állandó, μ az ütköző részek redukált tömege [$\mu = m_1 m_2 / (m_1 + m_2)$], ahol m_1 és m_2 az ütköző részecskék nyugalmi tömege, két deuteron esetében $\mu = m_d/2$, ahol m_d a deuteron nyugalmi tömege]. c a fény vákumbeli sebessége és $E_m = \frac{1}{2}\mu v^2$ a két részecske relatív mozgásának kinetikus energiája. A fúziós reakció rátája arányos F_{Cb} -bal. (A ráta a másodpercenkénti eseményszám, amivel a teljesítmény is arányos.)

Deuteronok esetében $\eta = 0.158/\sqrt{E_m}$, ami pl. $E_m = 10^{-6} MeV$ ($1eV$) esetén - ez $1090^\circ K$ -nak felel meg - $F_{Cb} = 9.9 \times 10^{-429}$ -et ad. Ez irdatlanul kis szám és ezért alkult ki az a nézet, hogy alacsony hőmérsékleten nem lehetséges fúziós reakciót megfigyelhető rátával produkálni. (E_m -nek az $E_m = k_B T$ relációval megfeleltethető egy T hőmérséklet, ahol k_B a Boltzmann állandó.) Összehasonlításképpen: $E_m = 0.01 MeV$ esetén $F_{Cb} = 4.8 \times 10^{-4}$, ami már kellően nagy érték. Az $E_m = 0.01 MeV$ -nek 109 millió $^\circ K$ felel meg.

A fenti probléma neutronok esetében nem jelentkezik. A neutron semleges részecske ezért számára az 1. ábrán látható Coulomb-potenciálhegy nem létezik, az általa érzékelt potenciál $r > R$ esetén nulla, $r < R$ esetén pedig az 1. ábrán látható gödör. A neutron által érzékelt potenciált a 2. ábrán láthatjuk, ez a Woods-Saxon potenciál [2]. Ez a tény az alacsonyenergiás magreakciók keresése esetében a neutronok lehetséges szerepére hívja fel a figyelmet.

IV. AZ ALACSONYENERGIÁS MAGREAKCIÓK

A. Előzmények

A jövő energiatermelésének tehát egyik kecsegtető lehetősége a fentebb említett atommagfúzió, az a magfizikai folyamat, amely a csillagok - így a Nap - energiatermelését is eredményezi. Az atommagfúzió forró, több száz millió fokok hőmérsékletű változatával foglalkozik pl. az Európai Unió kiemelt kutatási témája az ITER. Ez az igen költséges - több milliárd eurós költségvetésű kutatás az elkövetkezendő évtizedekben ígér - talán - a gyakorlatban hasznosítható eredményt, használható erőművet.

Van a fúziós kutatásnak azonban egy másik, sok vihart kavart iránya is, amely az atommagfúziót szobahőmérsékletre közeli hőmérsékleten valósítja meg. 1989-ben Fleischmann és Pons [3] azt állította, hogy elektrolízis közben, szobahőmérsékletre közeli

hőmérsékleten, atommagfúziós reakcióból származó jelentős többletenergia keletkezik.

Azóta ezt a hidegfúzióként nevezett jelenséget sokan vizsgálják. A kísérletek azonban megmagyarázhatatlan és sokszor reprodukálhatatlan jelenségeket szolgáltattak, és elfogadható elméleti magyarázatot a szobahőmérséklet közelében lejátszódó magfúziós reakcióra eddig még senki nem adott. Ezért a tudományos közélet a jelenséget illetően erősen megosztott, a fizikusok jelentős része elfogadható elméleti magyarázat híján még a hidegfúzió létezésének lehetőségét is elutasítja. A helyzet azonban már a kezdeteknél sem volt egyértelműen elutasító, mivel a hidegfúziót az 1990-es évek elején elfogadó, annak magyarázatán akkor gondolkodó-dolgozó fizikusok között olyan Nobel díjas kutatókat találunk, mint Willis E. Lamb, Jr és Julian Schwinger, akiket a kvantumelektrodinamika kísérleti illetve elméleti megalapozói között tartunk számon.

A fizikus társadalomban megjelenő – érthető – elutasító magatartásnak három alapvető oka van. Az egyik, hogy amint már említettük standard magfizikai ismeretek alapján a részecskék között fellépő elektromos taszítás miatt a szobahőmérséklethez közeli, alacsony hőmérsékleten még kimutatható (mérhető) fúziós effektus sem várható. A másik, hogy a többletenergiát produkáló kísérletekben nem tudták kimutatni a standard magfizika alapján várt fúziós reakciótermékeket és nem tapasztaltak számottevő radioaktív sugárzást sem. (Ezért azt mondhatjuk, hogy a hidegfúzió, ha létezik, akkor az egy "zöld" nukleáris energiaforrás.) A harmadik pedig, hogy a kísérletek bizonytalanul reprodukálhatóak, vagyis a jelenség hol van, hol meg nincs. (Ez utóbbi tűnik az egyik leginkább zavaró momentumnak.)

A probléma gyakorlati jelentősége az energiatermelés szempontjából óriási, hiszen a bevezetőben említett forró fúziós berendezés árának elenyésző töredékéért lehetne hidegfúziós erőműveket előállítani, ha a hidegfúzióval kapcsolatos problémák tisztázódnának. Ráadásul úgy tűnik, hogy a nukleáris folyamatot nem kíséri emberre káros radioaktív sugárzás. A hidegfúzió – ha tényleg létezik – olyan, mintha az energiatermeléssel kapcsolatos összes vágyunkat, álmunkat a Jóisten teljesítené ezzel a kimeríthetetlen tartalékokon alapuló, zöldnek tekinthető, könnyen kezelhető nukleáris energiaforrással. Ezért és az 1989 utáni bő egy évtized pozitívnak tűnő kísérleti tapasztalatai miatt az USA kormányának energiaügyi hivatala (Department of Energy's Office of Science) 2004 decemberében tanulmányban foglaltatta össze a probléma akkori helyzetét. Ez a tanulmány a jelenség létét tekintve már nem annyira negatív, mint a 15 évvel korábbi, de egyértelmű válaszokat nem ad a hidegfúzióval kapcsolatban felmerülő súlyos kérdésekre. (A témakör eredményeit összefoglaló későbbi munkák [4], [5] és [6].)

Az utóbbi fél évtized azonban mind gyakorlati, mind elméleti téren áttörést hozott a hidegfúzió tekintetében. Az olasz Andrea Rossi 2011 januárjában bemutatott egy kb. 10 kW-os hidegfúziós (helyesebben alacsony energiás magreakción alapuló) energiatermelő modult,

majd 2011 októberében egy olyan mini erőművet, amelynek az összes teljesítménye 0.47 MW volt állítása és a tesztek szerint. Egy ilyen teljesítményű erőmű átlagos fogyasztást tekintve (tehát a fogyasztási csúcsok figyelembe vétele nélkül) úgy ezer háztartás elektromos energia igényének kielégítésére alkalmas. Ára a létesítés költségei mellett magában foglalja a folyamatos működéshez szükséges üzemanyag árát is. Rossi elméletileg nem tud magyarázatot adni szerkezete működésére, úgy tűnik, hogy berendezését több mint egy évtizedes kísérleti munkával hozta össze.

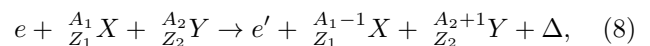
Amint azt már kifejtettük, az atommagfúziós reakció és minden egyéb alacsony energiás magfizikai reakció fő gátja a két azonos töltésű (fúziós reakció esetén ilyen a két deuteron) között fellépő elektromos taszítás. Ez meggátolja, hogy az atommagok egymáshoz olyan közel kerüljenek, amely távolságon belül már hat az atommagokat alkotó protonok és neutronok között fellépő erős kölcsönhatás. Deuteronok esetén ez a taszítás gátolja, hogy egymáshoz kellően közel kerülve atommag fúziós reakciót produkáljanak. A forró fúziós berendezésekben – mint amilyen az ITER is – az előállított több száz millió fokos hőmérséklet éppen azért szükséges, mert ekkor a deuteronok nagy része már olyan nagy sebességgel ütközik, hogy a taszítás ellenére eléggé közel jutnak egymáshoz ahhoz, hogy fúziós reakciók történhessenek.

Az elmúlt években azonban megmutattuk, hogy a fentiek ellenére bizonyos körülmények között lehetségesek az alacsony energiás magreakciók. Az elméleti magyarázat többfajta reakció típust is tartalmaz. Az alábbiakban az általunk feltárt elméleti magyarázatnak [7], [8] két számottevő, nemrég feltárt reakció típusát [9] ismertetjük.

B. Az egyik lehetséges alacsonyenergiás magreakció család

Vegyünk két kezdeti atommagot, amelyek ${}_{Z_1}^{A_1}X$, ${}_{Z_2}^{A_2}Y$ és két olyan végmagot, ${}_{Z_1}^{A_1-1}X$, ${}_{Z_2}^{A_2+1}Y$ amelyek az előzőekből neutroncserével keletkeznek. Ha az atommagok nyugalmi energiáinak összege (E_{0i}) kezdetben nagyobb mint a vég magok esetében (E_{0f}), vagyis ha $E_{0i} - E_{0f} = \Delta > 0$, akkor a két mag (${}_{Z_1}^{A_1}X$ és ${}_{Z_2}^{A_2}Y$) számára megengedett a neutroncsere. A kezdeti- és végállapot nyugalmi energiák Δ különbsége a megfelelő $A_1, A_1 - 1, A_2, A_2 + 1$ atomszámú semleges atomok u.n. energiatöbblet értékeinek [10] segítségével adható meg. A konkrét adatok elemzésekor kiderült, hogy elképesztően sok izotóp pár teljesíti a $\Delta > 0$ követelményt. Így már csak az volt kérdéses, hogy ezek az izotóp párok milyen mechanizmussal képesek realizálni a ${}_{Z_1}^{A_1}X, {}_{Z_2}^{A_2}Y \rightarrow {}_{Z_1}^{A_1-1}X, {}_{Z_2}^{A_2+1}Y$ neutroncserét.

Az alábbi folyamatban



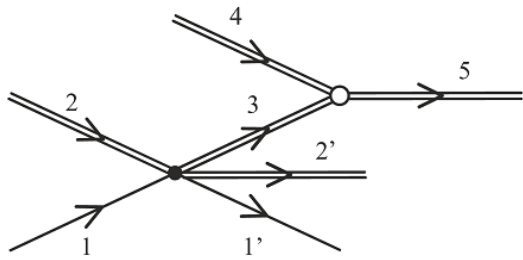


FIG. 3: A kooperatív belső átalakulás folyamatát szemléltető gráf. A szimpla vonal 1 (kötött) és 1' (szabad) elektront jelent, a dupla vonalak atommagokat jelölnek. A 2 részecske az a mag, amelyik neutron leadással a 2' részecskévé alakul át. A 3 részecske a közbenső neutron. A 4 részecske pedig az a kezdeti mag, amelyik elnyeli a neutront és így válik az 5 részecskévé. A kitöltött kör Coulomb- az üres kör pedig erős kölcsönhatást jelent.

amelyet kooperatív belső átalakulásnak neveztünk el, a következő történik. (A nem kooperatív, normál belső átalakulás egy jól ismert folyamat. [11]) Egy kötött atomi elektron (1 részecske, lásd 3. ábra) - pl. a K héj egy elektronja - Coulomb kölcsönhat a saját magjának $\left(\begin{smallmatrix} A_1 \\ Z_1 \end{smallmatrix} X\right)$ egy neutronjával (2 részecske) (elektromos dipól kölcsönhatás esetén a neutron effektív töltése $q_n = -Z_1 e/A_1$, ahol Z_1 a rendszám és A_1 a nukleonszám) és az elektromos dipól kölcsönhatás következtében egy kötött-szabad átmenetben virtuálisan kelt egy szabad neutron (3 részecske) és egy szabad elektron (1' részecske) is keletkezik. A virtuális neutron (3 részecske) az erős kölcsönhatás segítségével egy másik, a környezetben lévő mag (4 részecske, $\begin{smallmatrix} A_2 \\ Z_2 \end{smallmatrix} Y$ mag) elnyeli, és direkt átmenettel az így keletkezett mag $\left(\begin{smallmatrix} A_2+1 \\ Z_2 \end{smallmatrix} Y\right)$ az alállapotába kerül. Így a két kezdeti mag $\left(\begin{smallmatrix} A_1 \\ Z_1 \end{smallmatrix} X\right)$ és $\left(\begin{smallmatrix} A_2 \\ Z_2 \end{smallmatrix} Y\right)$ neutroncserével kooperálva másik két izotóppá alakulhat és ha ezek energiája kisebb, mint a kiinduló magok energiája, akkor a folyamat végbe is mehet. A virtuális neutron (3 részecske) impulzusát (energiáját) a második (az elnyelő) mag impulzusa határozza meg (a két impulzus nagyjából ellentétes). A virtuális neutron energiája a folyamatban az u.n. átadott energia. (A számolás az u.n. kvantummechanikai standard perturbációszámítással történik. (8)-ban e és e' kötött kezdeti- és szabad végállapotbeli elektront jelent.) A kezdeti és vég magok energia különbségét, vagyis a magreakció energiáját zömmel a két vég mag $\left(2' \text{ és } 5 \text{ részecskék, vagyis } \begin{smallmatrix} A_1-1 \\ Z_1 \end{smallmatrix} X \text{ és } \begin{smallmatrix} A_2+1 \\ Z_2 \end{smallmatrix} Y\right)$, egy kis részét az elektron (1' részecske, e') viszi el kinetikus energia formájában. Ez a folyamatnak egy igen fontos következménye. A néhány MeV mozgási energiával rendelkező nehéz töltött részek, mint amilyen a két vég mag, igen rövid, μm nagyságrendű távolságon belül lefékeződnek és energiájukat hővé konvertálják. Elektronok esetében ugyanez történik, csak kissé hosszabb

$0.01 - 0.1 \text{ cm}$ távolságon belül. Ezért nem keletkezik radioaktív sugárzás, továbbá ezért nehéz ezeket a folyamatokat a szokásos magfizikai mérési eszközökkel detektálni.

Nem szakember számára két dolgot kell kissé jobban megvilágítani. Az egyik a neutron $q_n = -Z_1 e/A_1$ effektív töltése. A szabad neutron - amint azt a neve is jelenti - semleges, így rá nem hat a töltött részek között fellépő Coulomb kölcsönhatás. Ha azonban egy neutron atommagban található, akkor a helyzet kissé módosul. Egy magot \mathbf{E} elektromos térbe helyezve a benne lévő Z_1 darab protonra $eZ_1 \mathbf{E}$ nagyságú eredő erő és $e \sum_{i=1}^{Z_1} \mathbf{x}_i \cdot \mathbf{E}$ u.n. elektromos dipól-potenciál hat (itt \mathbf{x}_i az i -dik proton koordinátája az atommag tömegközéppontjához képest). Az erős kölcsönhatás az elektromágnesesnél sokkal erősebb és ezért a protonok viszik magukkal a neutronokat. Egy neutron mozgása két dologból tevődik össze, a tömegközéppont mozgásából illetve az ehhez képesti mozgásból. Az elektromos térerősség hatására az A_1 darab nukleon (ez a protonok és neutronok gyűjtőneve) együttes mozgása - a tömegközéppont mozgása - a protonokhoz képest lemarad, de ehhez képest a neutronok még inkább lemaradnak. Ez a szituáció éppen annak felel meg, mintha a neutronnak elektromos dipólus kölcsönhatás esetén $-Z_1 e/A_1$ töltése lenne. Természetesen amint egy neutron kilép a magból, azaz amint szabaddá válik, akkor ez a fajta, a magban való kötésből származó látszólagos töltése már megszűnik.

A másik magyarázatra utaló dolog az a virtuálisan keltett szabad neutron. A kvantummechanikában stationárius esetben a részecskéket bizonyos jól definiált állapotokban találjuk. Ilyenek pl. az atomi elektronpályákhoz tartozó állapotok, illetve az atommagon belül kötött neutron és proton állapotok. Ezek az állapotok azonban zavar hatására megváltozhatnak. Mivel egy valós szituációt nagyon nehéz leírni, a neki megfelelő állapotot nehéz teljesen pontosan meghatározni, ezért közelítő módszereket alkalmazunk. Ilyen közelítő módszer a perturbációszámítás. Ennek lényege valahogy úgy adható meg, hogy egy szituáció egzakt állapotának megadása helyett a megoldást jól ismert állapotok segítségével, azok szerinti kifejtéssel adjuk meg. Ez a kifejtés több lépcsőben történik, ezeket a lépcsőket nevezzük a perturbáció rendjeinek. A másodrendű kifejtésnél a formulákból az olvasható ki, hogy a végeredmény valami olyannak feleltethető meg, mintha egy részecske az ő kiinduló állapotából először átugrana egy közbülső, szintén ismert állapotba, majd innét tovább ugrana a folyamat végét jellemző állapotba. Mivel a számításból az következik, hogy csak a kezdeti és vég állapot között kell fennállnia az energiamegmaradásnak, ezért egy ilyen közbülső állapotban a részecske az energiamagmaradást sértő állapotba is kerülhet. Ezért is nevezzük az ilyen állapotba kerülő neutron virtuálisnak és közbülső állapotát virtuális szabad állapotnak. Természetesen a neutron nem rendelkezik akkora energiával, hogy képes lenne a mag elhagyására, de ezt virtuálisan megteheti.

Visszatérve az eredeti gondolatmenethez, fel kell hívni a figyelmet arra a tényre, hogy mivel a reakcióban neutroncsere történik, ezért ennek a reakciónak az átalakulási valószínűségében nem jelenik meg a Coulomb faktor, ami az alacsony energián ellehetetleníti a magreakciókat. Ha naiv módon számolunk és eltekintünk a magok molekulán illetve kristályon belüli mozgásától (molekula rezgés, fononok), akkor a folyamat időegységre jutó átmeneti valószínűségére nagy értékek jönnek ki. (Az időegységre jutó átmeneti valószínűség és a mintában lévő kezdeti ${}_{Z_1}^{A_1}X$ atommagok számának a szorzata a ráta, a mintában másodpercenként lezajló (8) reakciók száma.) Az így kapott időegységre jutó átmeneti valószínűség olyan nagy, hogy ha ez helyes lenne, akkor ez a folyamat a környezetben található sokféle lehetséges mag kombináció miatt nagyon intenzív átalakulásokat eredményezne, amit viszont nem tapasztalunk.

Kiderült azonban, hogy ha a magok molekulán illetve kristályon belüli mozgását (a molekula rezgéseket illetve a fononokat) is figyelembe vesszük, akkor az időegységre jutó átmeneti valószínűség (és a ráta) olyan drasztikusan lecsökken, hogy gyakorlatilag megfigyelhetlenné válik. Szilárd testekben a Mössbauer effektusnál illetve a neutron diffrakciónál fellépő jól ismert Debye-Waller faktort kell alkalmazni a virtuális neutron által átadott energián és ez irdatlan módon lecsökkenti a rátát [12], [13]. Molekulák esetében pedig kétatomos molekulára mutatuk ki, hogy a molekulán belüli magok rezgése rontja le a rátát. Így tehát érthető, hogy miért nem tapasztaljuk a mindennapokban ezt a jelenséget.

Viszont a naiv számolás eredménye - ami nagy rátát jósol - érvényben marad atomos állapotbeli magok esetében. Ekkor tehát az időegységre jutó átmeneti valószínűség (és a folyamat rátája) kellően nagy ahhoz, hogy megfigyelhető effektust produkáljon, sőt a ráta nagysága egyes esetekben olyan nagy lehet, hogy a folyamat várhatóan gyakorlati szempontból számottevő teljesítményeket is képes lesz produkálni. Tehát a jelenség a természetben spontán módon ritkán előforduló atomos, vagy ahhoz nagyon hasonló állapothoz kapcsolódik. A reakció kísérleti kimutatására tehát a nemesgázok alkalmasak, amelyek atomosak.

C. Egy másik, az energiatermelés szempontjából fontos reakció

A lehetséges alacsonyenergiás reakciók közül a nukleáris alapú energiatermelés szempontjából fontos lehet az alacsonyenergiás proton illetve deuteron befogás [7], [9].

A reakciót a 4. ábrával szemléltetjük. A szimpla vonal 1 (kötött) és 1'(szabad) elektront jelent, a dupla vonalak atommagokat jelölnek. Egy proton vagy egy deuteron (2 részecske) a Coulomb kölcsönhatás következtében egy kezdeti szabad elektront (1 részecske) egy másik szabad állapotba juttat (1' részecske), miközben meglöködik és virtuálisan nagyobb sebességű

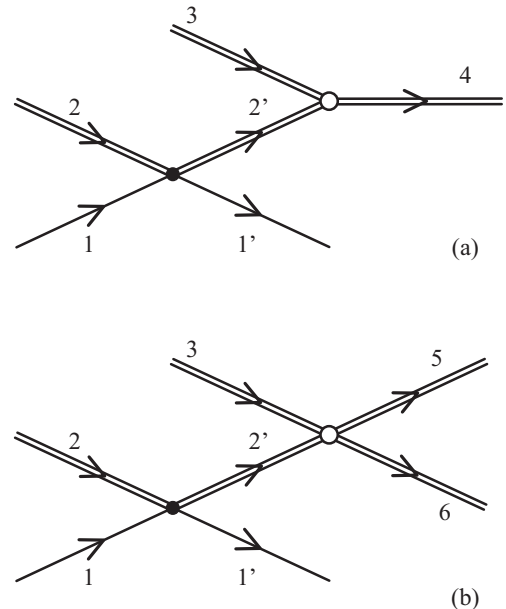
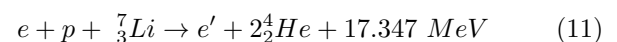
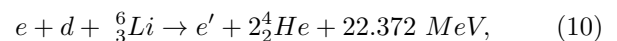
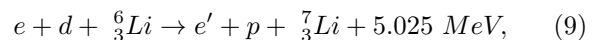
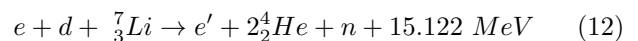


FIG. 4: Az alacsonyenergiás proton illetve deuteron befogás folyamatát szemléltető gráf. A szimpla vonal 1 (kötött) és 1'(szabad) elektront jelent, a dupla vonalak atommagokat jelölnek. A 2 részecske proton illetve deuteron. A 2' részecske a folyamatban virtuálisan meglökött proton illetve deuteron. A 3 részecske az a kezdeti mag, amelyik elnyeli a protont illetve deuteron és így válik (a) a 4 részecskévé vagy (b) az 5 és 6 reakció terméké. A kitöltött kör Coulomb- az üres kör pedig erős kölcsönhatást jelent.

állapotba kerül (2' részecske). Ebben a virtuális, nagyobb sebességű állapotban lép kölcsönhatásba egy atommaggal (3 részecske), amelybe befogódik és így keletkezik (a) a 4 részecske vagy (b) az 5 és 6 reakció termék. A folyamatban megjelenő Coulomb-faktor nem a kezdeti, lassú protonnak vagy deuteronnak megfelelő, igen kicsi Coulomb-faktor, hanem a virtuálisan meglökött részecskék esetében fellépő, amely drasztikusan nagyobb, mint ami a kezdeti, lassú részecskék esetében lenne. Ezzel a mechanizmussal történnek pl. az



és



reakciók. Ezeknek a reakcióknak a segítségével Fleischmannék illetve Rossi nukleáris eredetű energiakeltése jól magyarázható. Fleischmannék esetében az elektrolízisnél használt elektrolyt LiOD -ot tartalmazott [3],

Rossi berendezése pedig kb. 1:1 arányú Li és $LiAlH_4$ keveréket használ üzemanyagként [14]. Ezek a reakciók is atomos állapothoz köthetők. Az elektróda falánál [3] a proton és a deuteron ilyennek tekinthető. Ezekben a folyamatokban - a (8) reakciókhoz hasonlóan - szintén a töltött végtermékek viszik el mozgási energia formájában a reakció energiáját, ezért itt sem lép fel radioaktív sugárzás.

V. ZÁRÓ GONDOLATOK

Ebben a munkában kísérletet tettünk annak bemutatására, hogy az alacsonyenergiás magreakciók bizonyos körülmények között olyan számottevő rátával működnek, amelyek alapján reális az ezen reakciókon alapuló energiatermelés. Az elmúlt évtizedben az alacsony-energiás magreakciókat tisztázni kívánó elméleti munkánk mellett kísérleti tevékenységet is folytattunk, amely zömmel a KFKI telephelyén lévő MTA Wigner Fizikai Kutatóközpontban történt. A kísérleti munka egyik célja alap kutatás jellegű volt, a másik cél pedig arra irányult, hogy energiatermelésre alkalmas berendezést állítsunk elő. A kísérleti munkára ezen tíz évnyi időszak alatt csekély, összesen nagyjából bruttó 16 millió forint támogatást tudtunk szerezni. Ezek a munkák jelenleg is folyamatban vannak, de anyagi támogatás jelenlegi hiányában csak igen lassú ütemben történnek.

Az ilyen jellegű kutatások külföldön sokkal nagyobb intenzitással folynak. A téma jellege és a körülötte kialakult különleges helyzet miatt nem lehet pontos képet kapni arról, hogy hol és milyen módon zajlik tevékenység. Tudunk arról, hogy az USA-ban több helyen (pl. NASA, MIT), Olaszországban (ENEA), Franciaországban (CNRS), Izraelben és Oroszországban is zajlik ilyen irányú tevékenység. 2015 augusztusi hír, hogy Japánban három ebben a témában működő ku-

tatócsoportból összeállt kutatógárdát támogat a japán állam kb. 27 millió USD-nek megfelelő összeggel. A témakörben zajló tevékenység jellemzésére a teljesség igénye nélkül megemlítjük még a következőket. A téma művelői évente rendszeresen konferenciát tartanak, a legutolsó (az ICCF-19) 2015-ben Paduában volt. Az alacsonyenergiás magreakciókkal (LENR) kapcsolatos legtöbb információ a LENR-CANR.org internetes felületen érhető el. Steven B. Krivit szerkeszti a New Energy Times elektronikus magazint, amelyben az alacsonyenergiás magreakciókkal kapcsolatos újdonságok, hírek kapnak helyet. Journal of Condensed Matter Nuclear Science - Experiments and Methods in Cold Fusion címmel 2007-ben kifelyeztetten ennek a témának szentelve indították útjára ezt a kiadványt, amely 2015-ben már a 16. köteténél tart. A témában az összefoglaló cikkek mellett több könyv is született. (Ezek egyikét alább idéztük is.) A témában a legutolsó összejével a 2015 októberében tartott AIRBUS-Workshop volt.

A jelenségek elméleti hátterét nagyon sokan próbálták próbálják tisztázni, úgy tűnik, hogy ezidáig kevés sikerrel. A 2010 előtt nekünk is voltak más jellegű és nem annyira sikeres elméleti próbálkozásaink. Azonban a 2011 óta kidolgozott sokoldalú, de egységes, teljesen a hagyományos fizika elvi alapjain nyugvó elméletünkről - amelynek néhány lényeges eredményét itt közöltük is - egyre inkább kijelenthetjük, hogy az összes többi versengő elmélettel szemben egyedülállóan kiállja az idők próbáját, átfogóan és jól írja le a jelenségeket.

Elméleti leírásunknak ezt az egyedi sikerességét rangos folyóiratokban megjelent publikációk formájában sajnos ez ideig nem tudtuk demonstrálni - ennek részben oka a témával kapcsolatos előítélet, melyről fentebb már volt szó. Mégis kijelenthetjük, hogy jelenleg ez az elméleti tudás hatalmas előnyt jelenthetne a kísérleti munkában, ha erre lenne kellő anyagi háttér.

-
- [1] J. M. Blatt and V. F. Weisskopf (Wiley, New York, 1952).
 [2] W. Greiner and J. A. Maruhn, *Nuclear Models* (Springer, Berlin-Heidelberg, 1996).
 [3] M. Fleishmann and S. Pons, *J. Electroanal. Chem.* **261** 301-8 (1989).
 [4] S. B. Krivit and J. Marwan, *J. Environ. Monit.* **11** 1731-46 (2009).
 [5] E. Storms, *Naturwissenschaften* **97** 861-81 (2010).
 [6] E. Storms, *The Explanaton of Low Energy Nuclear Reaction* (Infinite Energy Press, Concord, 2014)
 [7] P. Kálmán and T. Keszthelyi, arXiv:1303.1078; arXiv:1502.01474.
 [8] P. Kálmán and T. Keszthelyi, arXiv:1303.1262;

- arXiv:1312.5498; arXiv:1312.5835;
 [9] P. Kálmán and T. Keszthelyi, 2015, unpublished.
 [10] R. B. Firestone and V.S. Shirly, *Tables of Isotopes*, 8th ed. (Wiley, New York, 1996).
 [11] J. H. Hamilton, *Internal Conversion Processes* (Academic, New York, 1966).
 [12] H. J. Lipkin, *Phys. Rev.* **123**, 62-63 (1961).
 [13] C. Kittel, *Quantum Theory of Solids*, 2nd ed. (Wiley, New York, 1964) Ch. 19.
 [14] A. Rossi, Fluid Heater, US Patent, Patent No.: US 9,115,913 B1; date of patent: Aug. 25, 2015.