



SZÉKFOGLALÓ ELŐADÁSOK A MAGYAR TUDOMÁNYOS AKADÉMIÁN

Lovas Rezső

AZONOSSÁG ÉS MÁSSÁG.
A PAULI-ELV AZ ATOMMAGBAN



Terintetes Nagy 97

személtő szabályainak 32. és a leg szót:
újra újran választott tag, a külső kivétel
szabályába tartozó dolgozat felolvasását,
személyes megnevezés esetén beüld
legkelebb egy év alatt széklet foglalt; külsőben meg-
száza megnevezésén."

Lehetetlen esetek, melyekben kivált vidéken la-
gátolhatatlan a határvit meg tartani: de hallga-
elűzni e szabály meg nem tartatását, amellyel
mint összes szabályzatunkat szőlőseink tekintetén
kivételre emelne figyelemre lenni a J. Akadémia
szükségtelen.

Indoklásba hozatik tehát, hogy egyelőre az
1861. ig választott székfoglalás által meg nem eme-
lt ^{rendes} tagok nevei a kivételből kitöröltesse, az 1861-
és 65-ig választott a szabályokra emeltesse, jö-
vőre pedig a titoknoki hivatal oda utasítsa, hogy
evidenciában tartás végett az újban választottakat,
míg széklet nem foglaltak, a sorozatba fel ne vegye."

853
1865

Jan. 26. 1865.
Zollner Mór
Lugany Béla
Hollán Ernő

Kemény László
Königsberg László
Jóshörményi
r. tag Jolly János utca
Gyöngyösi utca 3

Lovas Rezső

AZONOSSÁG ÉS MÁSSÁG

A PAULI-ELV AZ ATOMMAGBAN

SZÉKFOGLALÓK
A MAGYAR TUDOMÁNYOS AKADÉMIÁN

A 2004. május 3-án megválasztott
akadémikusok székfoglalói

Lovas Rezső

AZONOSSÁG ÉS MÁSSÁG
A PAULI-ELV AZ ATOMMAGBAN



Magyar Tudományos Akadémia • 2015

Az előadás elhangzott 2005. február 1-jén

Sorozatszerkesztő: Bertók Krisztina

Olvasószerkesztő: Laczkó Krisztina

Borító és tipográfia: Auri Grafika

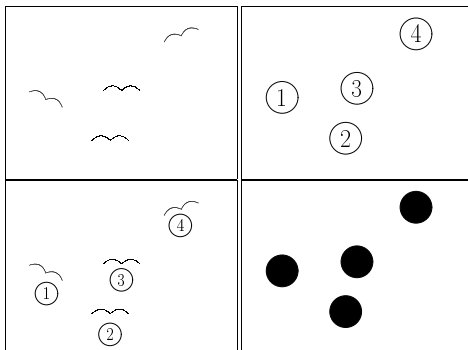
ISSN 1419-8959

ISBN 978-963-508-759-4

© Lovas Rezső

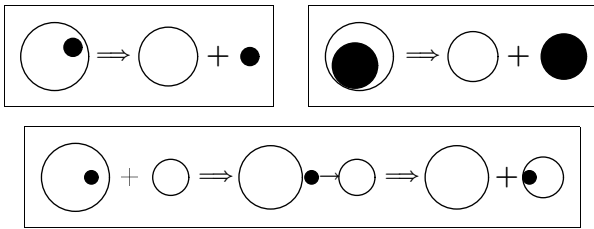
Kiadja a Magyar Tudományos Akadémia
Kiadásért felel: Lovász László, az MTA elnöke
Felelős szerkesztő: Kindert Judit
Nyomdai munkálatok: Kódex Könyvgyártó Kft.

Az atommagok csupa egyforma részecskéből állnak. E részecskék a mikrofizikát kormányzó igaz elmélet, a kvantummechanika szerint megkülönböztethetetlenek, és ezt egyszerűsítve úgy fejezzük ki: azonosak egymással. Az azonosságuk azt jelenti, hogy a fizikai leírás nem különböztetheti meg egyiket a másiktól. Más szóval, a leírás a nukleonok koordinátáinak felcserélésére nézve szimmetrikus. Madarakat meg lehet gyűrűzni, és röptüket nyomon lehet követni, de nukleáris részecskékét nem (1. ábra).



1. ábra. Madarakat gyűrűzéssel meg lehet címkézni, a nukleonokra írott azonosítók azonban akárha kéménybe volnának írva, korommal

Ebből az következik, hogy egy-egy kiszemelt nukleon helye vagy valószínű helye nem mondható meg. Az atommagok azonban olyan átalakulásokra is hajlamosak, amelyek nem tisztelik az efféle filozofálgatást (2. ábra).



2. ábra. Radioaktív bomlás, maghasadás és részecskeátadó reakció

Radioaktív alfa-bomlás vagy hasadás során például a magok szétválnak. A csillagokban lejátszódnak, de laboratóriumban is előidézhetőek olyan magfolyamatok, amelyekben egy atommag egyik része átadódik egy másiknak. Egyebek között ezekből a folyamatokból sejtjük, hogy sok atommag alkotórészei maguktól is szeretnek *másnak* mutatkozni, mint a többiek, azaz mintegy szubkultúrát alkotva, alrendszerre tagolódva létezni, elkülönült alakzatokba, „csomókba” rendeződni.

Hogyan fér ez össze a részecskék azonosságával? Úgy, hogy az soha nem mondható meg, hogy mely részecskék különültek el a többitől. Az atommagban az azonosság mellett van tehát másság is, csak azt nem tudjuk megmondani, mely részecskék viselkednek másként. Mondhatnánk, a részecskéket nem címkéjük, hanem állapotuk szerint kellene megkülönböztetni, de ez sem olyan egyszerű. Ugyanis igazából egy kölcsönható rendszerben a rendszer egészének van állapota, nem pedig az egyes részecskéknek. Közelítésként olykor beszélünk az egyes részecskék állapotáról is, de ez éppen a „másként viselkedő” részecskéket tartalmazó rendszerben nem jó közelítés. Ez a nagy különbség az atomfizikában használt nyelvezet [1] és az én magfizikai nyelvezetem között.

Azt azonban rögtön el kell árulnom, hogy a kísérleti fizikusok és a mindennapi fogyasztására szánt elméleti receptek el-elfeledkeznek a részecskék azonosságáról. Ez elég nagy zavart okoz a csomókba rendeződés megértésében. Van – vagy talán csak volt – egy közkeletű félreértés a csomósodás valószínűsége körül, és nincs – vagy talán nem volt – szemléletes kép arról, milyen is egy csomókból álló atommag.

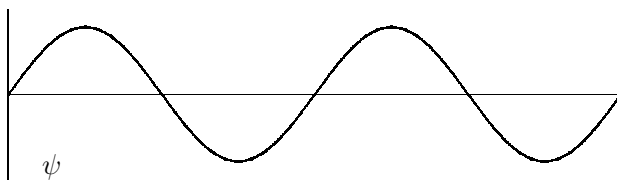
Előadásom az azonosság – és a másság – kezelésének mikéntjéről és jelentőségéről szól, a félreértés elosztatásáról és a csomósodás szemléletes bemutatásáról, amelyben saját eredményeink is benne vannak. Látni fogjuk, hogy az azonosság pontos kezelése nélkül a csomósodás jelenségének jelentőségét nagyságrendekkel alábecsülhetik. A csomóképződés jelentőségének helyes becslése nélkül pedig fogalmaink a magok szerkezetéről hamisak lesznek.

Mielőtt azonban ennek részleteiben elmélyednénk, célszerű elidőznünk néhány alapfogalomnál. Ennek érdekében most bevezetést adok a magfizikába.

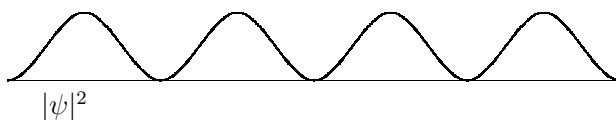
Bevezetés a magfizikába

Az atommag kvantummechanikai sokrészecske-rendszer. Az atommagot alkotó részecskéket nukleonoknak nevezzük. Egy-egy magban van belőlük legalább egy, de legfeljebb kétszáz-valahány. A nukleonok nagy sebességgel száguldoznak a magban, és nagyjából pontszerűnek tekinthetők. Tudjuk, hogy a kvantummechanikában egy különálló részecske állapotát a részecske koordinátájának egy hullám alakú függvényével jellemezhetjük. Egy falak közé szorult részecskét például egy olyasfajta állóhullám jellemez, mint amely a 3. ábrán látható.

A hullámfüggvényt egy mozgásegyenlet megoldásával számíthatjuk ki, amelyet Schrödinger-egyenletnek nevezünk. Egy rendszer hullámfüggvényéből a rajta elvégezhető minden mérés várható eredménye kiszámítható. Például egy részecske bármely helyen való megtalálásának valószínűsége a ψ hullámfüggvény azon a helyen felvett értékének négyzetével (pontosabban: abszolútérték-négyzetével) egyenlő. Az iménti hullámmal jellemzett részecske tehát valószínűleg valahol ott van, ahol a hullámfüggvény négyzete nagy (4. ábra). Fontos tudni, hogy semmilyen mérhető mennyiség nem függ a hullámfüggvény előjelétől.

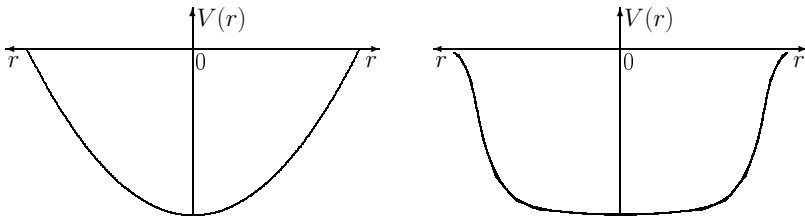


3. ábra. Két fal közé szorított részecske ψ hullámfüggvénye



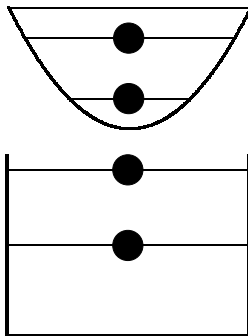
4. ábra. A két fal közé szorított ψ hullámfüggvényű részecske megtalálásának $|\psi|^2$ valószínűsége

Az atommag nukleonjait a közöttük ható magerők vonzása tartja össze. Minden nukleon az összes többi hatásának ki van téve, de ez a szörnyen bonyolult hatás gyakran egyetlen erőtérrrel helyettesíthető, amely a mag középpontjához van rögzítve, és amelynek a potenciálja az 5. ábrán látható valamelyik „gödörhöz” hasonló alakú. Könnyű magoké inkább parabolaszerű, a nehezebbeké pedig inkább fazékszerű. Ezek az ábrák a $V(r)$ poten-



5. ábra. Egy könnyű és egy nehéz mag $V(r)$ potenciálja mint a gömbszimmetrikus mag középpontjától mért r távolság függvénye

ciál értékét adják meg a gömbszimmetrikusnak feltételezett alakzat közép-pontjától mért r távolság függvényében. Eme ábrákat úgy kell elképzelni, mintha a vízszintes tengely kötőtű volna, és átszúrtuk volna vele a maggombolyag közepét; a függőleges tengelyre aztán felmértük az erőter potenciáljának a tú egyes pontjain érzett értékét. E potenciálok a bennük időző minden egyes nukleon számára jól meghatározott diszkrét energiájú állapotokat, úgynevezett egyrészecske-állapotokat állítanak elő. Ezek az egyrészecske-energiszinteken „ülnek” a nukleonok, valahogy úgy, ahogy a 6. ábra felső fele vagy – még sematikusabban – ahogy az alsó fele mutatja.



6. ábra. Az egyrészecske-potenciál által meghatározott energiaszintek és az őket betöltő részecskék jelképesen a szintekre rajzolva

Ezen a ponton kell két dolgot kiemelni:

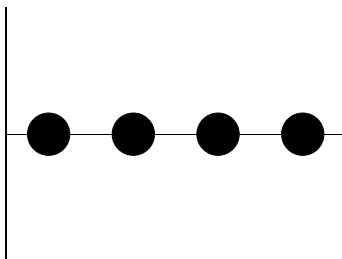
1. A nukleonokra is érvényes az atomi elektronokkal kapcsolatban közismert Pauli-elv, amely szerint két azonos részecske nem tartózkodhat ugyanabban az egyrészecske-állapotban. Ezt hamarosan pontosítani fogjuk.

2. A nukleonok valójában nem strukturálatlan golyók, hanem már alacsony magfizikai energiákon is van két belső szabadsági fokuk. Az egyik az, hogy pörögnek, mint egy miniatűr pörgettyű, még hozzá jól meghatározott mértékben, bármely térbeli irányhoz képest vagy egyik, vagy másik irányban. Ezt a tulajdonságukat spinnek hívjuk, és pörgésük irányát az északi pólusuk irányával ábrázolhatjuk. A 7. ábrán a spin fogalmának és a Pauli-elvnek a megalkotója, Wolfgang Pauli látható, amint két különböző irányban pörgő pörgettyűvel játszik Niels Bohr társaságában.



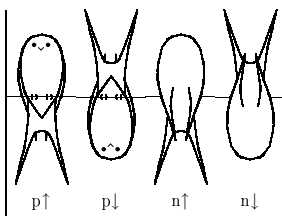
7. ábra. Wolfgang Pauli és Niels Bohr pörgettyűvel

A nukleonok másik szabadsági fokának természetük kettőssége tekintendő: az, hogy lehetnek akár protonok, akár neutronok. Így négy különböző belső állapotú nukleon foglalhatja el ugyanazt a térbeli állapotot, azaz „pályát” (8. ábra).



8. ábra. Négy nukleon ugyanazon térbeli állapotban

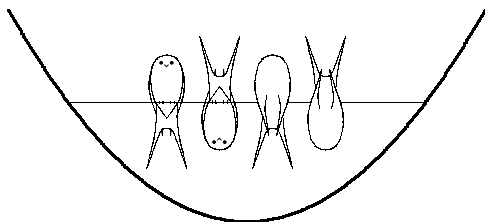
Gömbök helyett azonban rajzoljunk olyasmit, aminek a kétszer két állapota valóban megkülönböztethető (9. ábra):



9. ábra. Proton és neutron felfelé, illetve lefelé mutató spinnel

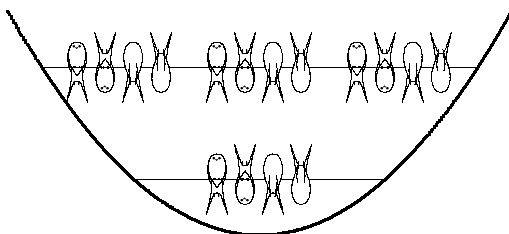
A velünk szemben gubbasztó fecskéket tekinthetjük protonoknak, a hátat fordító fecskéket pedig neutronoknak, a fejük irányát pedig a spinük irányának.

Eszerint tehát egy két protont és két neutront tartalmazó magot, amelyet alfa-részecskének hívunk, a 10. ábra szerint ábrázolhatunk.



10. ábra. Az alfa-részecske egyszerű modellje

Itt a váz hajlata a potenciálgödör alakját idézi, a huzal pedig a négy nukleon által elfoglalt legalsó energiaszintet. Hasonló szimbolikával egy 16 nukleonot tartalmazó oxigénmag, az ^{16}O a 11. ábra szerint fest. A második huzalon azért 12 nukleon számára van hely, mert ahhoz az energiaszinthez három különböző hullámalakot – vagy más néven pályát – formázó egyrészecske-állapot tartozik.



11. ábra. Az ^{16}O atommag egyszerű modellje

Ha már elméleti fizikáról van szó, le kell tudnunk írni a fentieket képletben is. Például a négy fecskét naivan négy egyrészecske-függvény szorzataként képzelhetjük el:

$$\Phi_{\alpha}(1, 2, 3, 4) = \psi_{p\uparrow}(1)\psi_{p\downarrow}(2)\psi_{n\uparrow}(3)\psi_{n\downarrow}(4).$$

Ez a formula persze semmilyen szimmetriát nem mutat a koordináták felcserélésével szemben, és ha ez mint fizikai állapot megengedhető volna, nem volna, ami megtiltsa, hogy egynél több részecske üljön ugyanazon a helyen, keringjen ugyanazon a pályán. A Pauli-elv pontosabb és teljesen általános megfogalmazása szerint azonban egy azonos részecskékből álló rendszer hullámfüggvénye előjelet vált bármely két koordináta felcserélése esetén:

$$\Psi(1, \dots, j, \dots, i, \dots, n) = -\Psi(1, \dots, i, \dots, j, \dots, n),$$

és a fenti szorzatfüggvény nyilvánvalóan nem ilyen tulajdonságú. Ha ennek az előírásnak egy Ψ függvény eleget tesz, akkor a koordináták csereberéjére nézve antiszimmetrikusnak mondjuk. Az antiszimmetria előírása szűkíti a lehetséges hullámfüggvények halmazát – szaknyelven: terét – és azt a műveletet, amely egy akármilyen függvényből antiszimmetrikus függvényt csinál, antiszimmetrizálásnak nevezzük. Geometriai hasonlaltal az antiszimmetrizálást vetítésnek tekinthetjük. Egyértelműen definiálható ugyanis egy \mathcal{A} vetítési művelet, amely egy akármilyen Φ függvényt antiszimmetrikus Ψ függvényévé varázsol:

$$\Psi(1, \dots, n) = \mathcal{A}\{\Phi(1, \dots, n)\}.$$

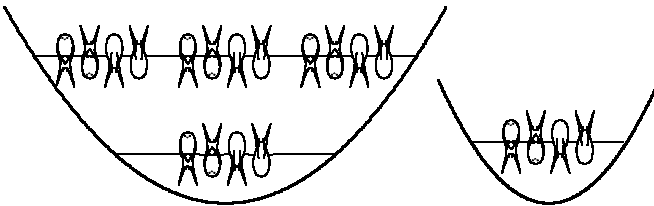
A nukleonok azonosságának figyelembevétele és másságának kezelése technikailag nem más, mint antiszimmetrizálás. Ha a nukleonok nem egymástól függetlenül mozognak, akkor az antiszimmetrizálás bizony igen bonyolult művelet.

Nukleonsomó-képződés magállapotokban

Mint láttuk, a függetlenrészecske-modellben egy atommag hullámfüggvénye egy energiavölgy falai között kifeszített huzalon gubbasztó fecskékhez hasonlítható (10., 11. ábra). Immáron azt is tudjuk, hogy egy fecskecsalád egyrészecske-függvényeknek nem egyszerű szorzatát, hanem antiszimmetrikus szorzatát jelképezi, az ^{16}O egyszerű modellhullámfüggvénye éppen tizenhatét:

$$\mathcal{A}\{\psi_1(1) \dots \psi_n(n)\} \quad (n = 16).$$

Ha egy oxigénatommaghoz további négy nukleont adunk, a fecskék egy tágas állapotter kottavonalszerűen húzott huzalai között válogathatnak, de egyik lehetőség sem igazán vonzza őket. A további négy nukleon – úgy tűnik – szeret a 12. ábra módján másságával tüntetve egy alfa-részecske formájában elkülönülni.



12. ábra. A ^{20}Ne mag mint két nukleonsomó együttese: $^{20}\text{Ne} = ^{16}\text{O} + \alpha$

Ezt az állapotot nem úgy kell elképzelni, hogy a két nukleonsomó rögzítve van, hanem úgy, hogy középpontjuk egymáshoz képest egyrészecske-mozgást végez, amelyet az összes részecske dinamikája határoz meg:

$$\Psi_{12} = \mathcal{A}_{12}\{\Psi_1 \Psi_2 \varphi_{12}\},$$

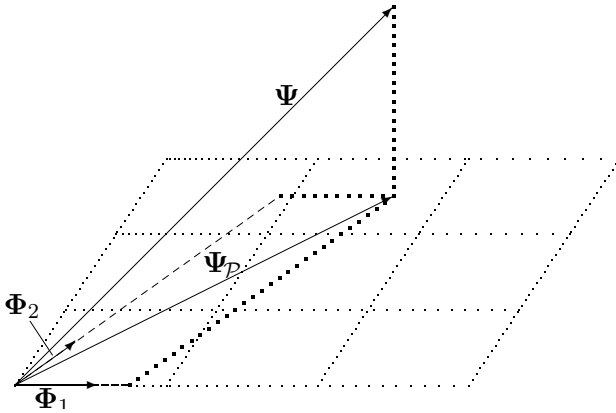
ahol az \mathcal{A}_{12} művelet a két nukleonsomó koordinátáit úgy kavarja össze,

hogy az alrendszerek antiszimmetrikus Ψ_1 , Ψ_2 hullámfüggvényeiből és a relatív mozgást leíró φ_{12} függvényből teljesen antiszimmetrikus Ψ állapot jöjjön létre.

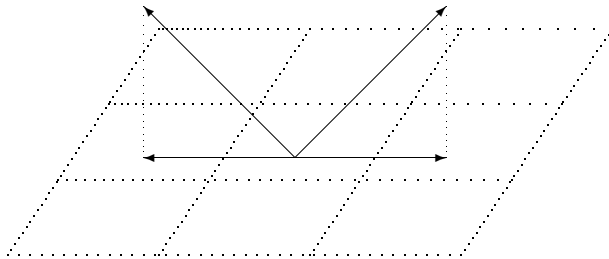
Túl egyszerű lenne azonban a világ, ha bármely igazi mag igazi állapota tisztán a nukleoncsomós végletet képviselné. A rendszer Schrödinger-egyenletének Ψ megoldása valójában sokkalta bonyolultabb. Ha van egy realiztikusabb megoldásunk, akkor meg kell tudnunk mondani, milyen mértékben igaz az egyszerű nukleoncsomós modell sugallta kép. (Erre a mi munkásságunk [2] előtt nem volt általánosan elfogadott mérték.) Pontosabban: meg kell tudnunk mondani, az állapottérnek a két jól definiált Ψ_1 , Ψ_2 csomóállapot által kifeszített része mekkora súlyt képvisel a rendszer valószínűségi Ψ állapotában. Ennek a feladatnak a megfogalmazásához és megoldásához magam is hozzájárultam.

Egy kvantummechanikai valószínűség mindig a Ψ hullámfüggvénynek az állapottér valamely alterére vonatkozó $\Psi_{\mathcal{P}}$ vetületével fejezhető ki. Ezt most a háromdimenziós tér egy síkjára vonatkozó vetület analógiája segítségével érzékeltetem (13. ábra). A háromdimenziós tér a teljes állapottérrel, a sík pedig a csomósodást leíró altérrel hozható párhuzamba. A fizikai állapot a tér egy vektorával analóg, a csomósodás valószínűsége pedig e vektor síkbeli vetületének hosszényszegzetével.

A síkbeli koordináta-rendszert definiáló két egységvektor, Φ_1 és Φ_2 , nem ortogonális, azaz nem merőleges egymásra. Hogy miért? A csomók állapotainak és a relatív függvényeknek a szorzatából könnyű ugyan ortogonális függvényrendszert gyártani, de az antiszimmetrizálás ezt elrontja. Emlékezzünk: az antiszimmetrizálás maga is vetítés, és, amint a 14. ábra mutatja, egy vetítés általában nem őrzi meg a vektorok merőlegességét.



13. ábra. Geometriai analógia a csomósodás valószínűségére
 teljes állapottér \iff a háromdimenziós tér
 Ψ magállapot \iff ennek egy Ψ vektora
 csomómodellaltér \iff egy sík
 a csomósodás valószínűsége \iff a Ψ_P síkvetület hosszánegyzete



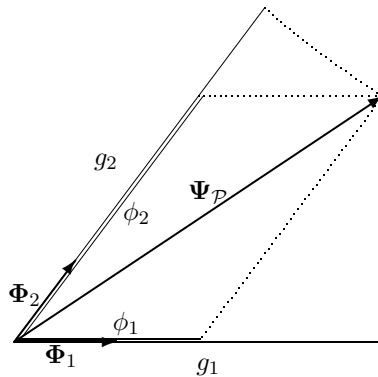
14. ábra. Egymásra merőleges térbeli vektorok síkbeli vetületei általában nem merőlegesek egymásra; itt épp egy egyenesbe esnek

A 15. ábra a csomóalteret jelképező síkot ábrázolja. A Ψ vetülete, a Ψ_P vektor kétféle módon is megadható a Φ_1 és Φ_2 egységvektor segítségével: a kovariánsnak nevezett g_1, g_2 merőleges vetületek vagy a kontravariánsnak

nevezett ϕ_1, ϕ_2 párhuzamos vetületek segítségével. A $\Psi_{\mathcal{P}}$ hosszának négyzetét az ismert geometriai képlet szerint a kovariáns és a kontravariáns komponensek szorzatösszege

$$S = \phi_1 g_1 + \phi_2 g_2$$

alakban adja, és a csomósodás valószínűségének képlete ezzel szigorúan analóg.



15. ábra. Geometriai analógia a csomómodellaltérre

Φ_1, Φ_2 egységvektorok	\iff	a csomómodellbázis elemei
$\Psi_{\mathcal{P}}$	\iff	a magállapot $\Psi_{\mathcal{P}}$ vetülete az altérben
kovariáns komponensek g_1, g_2	\iff	$g(\mathbf{r})$ kovariánskomponens-függvény
kontravariáns komponensek ϕ_1, ϕ_2	\iff	$\phi(\mathbf{r})$ kontravariánskomponens-függvény

A (ϕ_1, ϕ_2) , illetve (g_1, g_2) komponenseknek egy-egy folytonos változótól függő függvény felel meg: a $\phi(\mathbf{r})$, illetve a $g(\mathbf{r})$. Melyiket lehet kapcsolatba hozni azzal, hogy a két csomó milyen valószínűséggel tartózkodik egymáshoz képest adott távolságban? Más szóval, melyiket tekintjük a csomók közti relatív mozgás hullámfüggvényének? Egyiket sem. A relatív mozgás hullámfüggvénye valahogy a kettő között félúton van. Definiáljuk

azt a műveletet,¹ amely a kontravariáns komponensfüggvényből kovariánst csinál:

$$g(\mathbf{r}) = \mathcal{N}\phi(\mathbf{r}).$$

Ezután definiáljuk azt a műveletet, amelyet kétszer egymás után végrehajtva ugyanezt az eredményt kapjuk. Ezt a műveletet az \mathcal{N} négyzetgyökének nevezhetjük:²

$$g(\mathbf{r}) = \sqrt{\mathcal{N}} \left[\sqrt{\mathcal{N}}\phi(\mathbf{r}) \right].$$

Akkor a két függvény között félúton az a $G(\mathbf{r})$ függvény lesz, amelyik a kontravariáns komponensből ennek segítségével nyerhető:

$$G(\mathbf{r}) = \sqrt{\mathcal{N}}\phi(\mathbf{r}); \quad g(\mathbf{r}) = \sqrt{\mathcal{N}}G(\mathbf{r}).$$

A csomósodás valószínűsége nem más, mint $G(\mathbf{r})$ „hossznégyzete”.³ Ez a $G(\mathbf{r})$ függvény tehát – úgy tűnik – gazdag jelentéssel bír, de bizony a csomóképződési folyamatokra vonatkozó elméleti formulákban $G(\mathbf{r})$ helyett macskul a kovariáns komponens, $g(\mathbf{r})$ lép fel. Az ezt cáfolni igyekvő alternatív elképzeléseket én tettem rendbe [3]. Kimutattam, hogy a radioaktív bomlás elméletei valóban átfogalmazhatók úgy, hogy a kovariáns komponens helyett a relatív hullámfüggvény szerepeljen bennük [4], de ennek nincs túl nagy jelentősége. A nukleonsomók radioaktív kibocsátásának elméletei úgyis csak akkor vezetnek jó eredményre, ha abban az ablakban, amelyen keresztül a bomlás végbemegy, a bomló mag hullámfüggvényének a mag ablakán kinyúló nyúlványa messze a magon kívül is pontos, abban a tartományban viszont $g(\mathbf{r}) \approx G(\mathbf{r})$.

¹ Ez a művelet jól definiálható integráltranszformáció lesz.

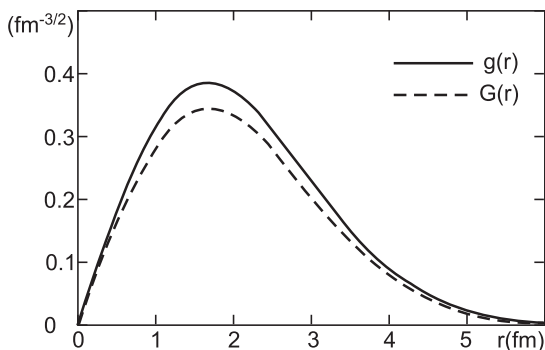
² Ez szintén jól definiált művelet lesz.

³ Normánégyzete, azaz $|G(\mathbf{r})|^2$ -nek a teljes \mathbf{r} -térre vett integrálja.

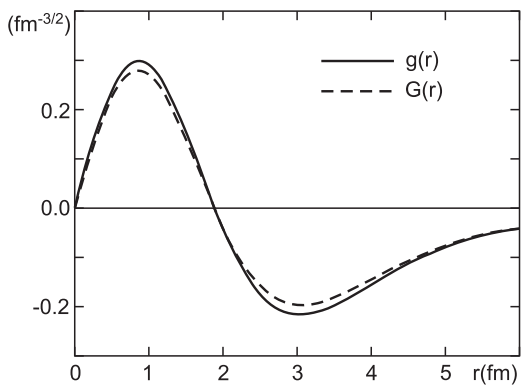
Abból, hogy az átadó reakciókban a kovariáns komponens szerepel, az következik, hogy a nukleon- és nukleonsomó-átadó reakciók valószínűsége („hatáskeresztmetszete”) nem a csomósodás S valószínűségével [azaz a $G(r)$ függvény „hossznégyzetével”] arányos, hanem a $g(r)$ függvény S „hossznégyzetével”, amelyet spektroszkópiai faktornak nevezünk. Mivel fenomenologikus reakciómodellekben az antiszimmetrizálást lezseren kezelik, nem tesznek különbséget e kettő között, és a spektroszkópiai faktort valószínűségként értelmezik. Munkásságom egy hosszú szakaszában a csomósodási valószínűség másságának következményeivel foglalkoztam. Néhány numerikus példa következik.

Alfa-átadás és alfa-bomlás

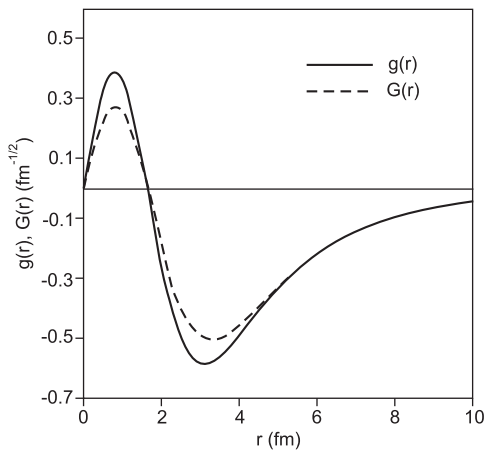
Lássunk hát néhány példát. A 16., a 17., a 18. és a 19. ábrán a $g(r)$ kovariáns komponens radiális tényezőjét hasonlítom össze a csomósodás mértékének $G(r)$ amplitúdójával a ${}^5\text{He}$, a ${}^7\text{Li}$, a ${}^6\text{Li}$ és a ${}^{20}\text{Ne}$ rendszer $\alpha + n$, $\alpha + t$, $\alpha + d$, illetve ${}^{16}\text{O} + \alpha$ dezintegrációjára.



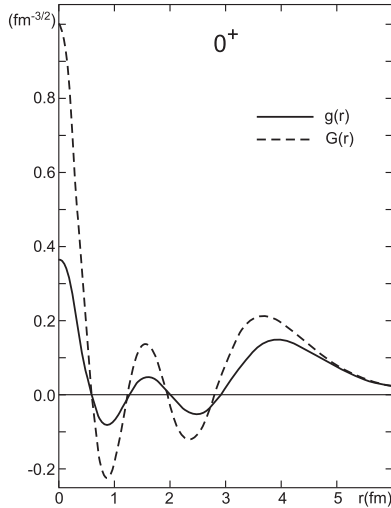
16. ábra. $g(r)$ és $G(r)$ a ${}^5\text{He} = \alpha + n$ rendszer alapállapotára [5]



17. ábra. $g(r)$ és $G(r)$ a ${}^7\text{Li} = \alpha + t$ rendszer alapállapotára [5]



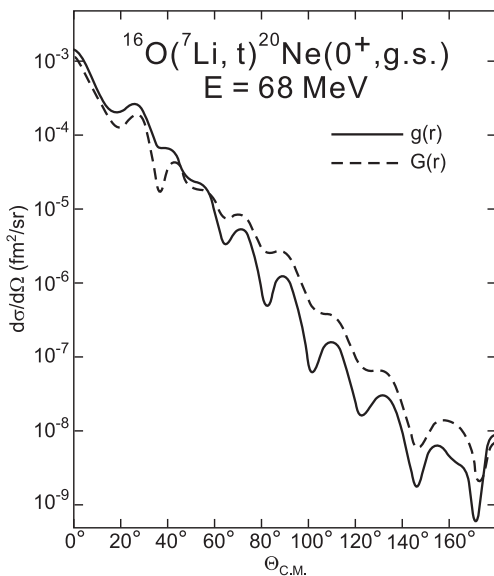
18. ábra. $g(r)$ és $G(r)$ a ${}^6\text{Li} = \alpha + d$ rendszer alapállapotára [6]



19. ábra. $g(r)$ és $G(r)$ a $^{20}\text{Ne} = ^{16}\text{O} + \alpha$ rendszer alapállapotára [5]

Látjuk, hogy könnyű rendszerek felbomlását jellemző két függvény közel egyenlő: $g(r) \approx G(r)$, és a $g(r)$ amplitúdója nagyobb, mint a $G(r)$ -é. Nagyobb rendszerekre az amplitúdók viszonya megfordul. Minél nagyobb a rendszer, és minél nagyobb a kisebbik nukleoncsomó, a $g(r)$ amplitúdója annál kisebbé válik a $G(r)$ -éhez képest. A $^{20}\text{Ne} = ^{16}\text{O} + \alpha$ felbomlásában a különbség már számottevő. A 20. ábra azt mutatja, mit eredményez ez egy α -átadó folyamatban.

Az ilyen különbségek a fenomenologikus reakciómodellekben lévő illesztendő paraméterek miatt észrevétlenné válhatnak, és ez a hamis értelmezések melegágya. Nehéz magokra azonban ennél sokkal nagyobb eltéré-

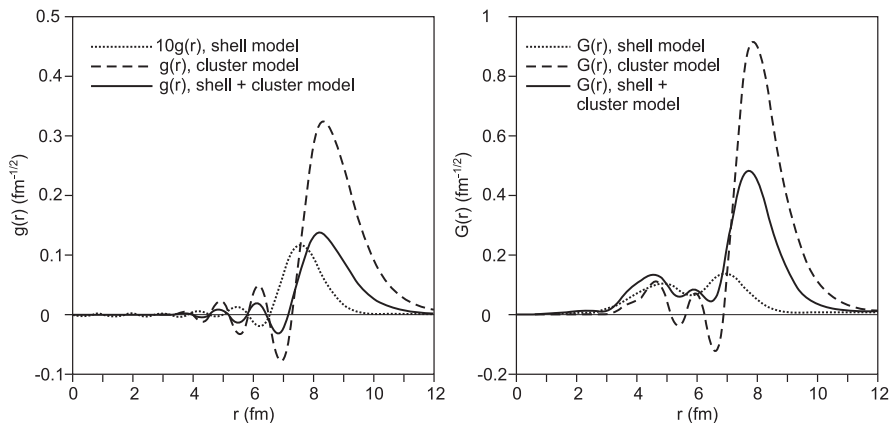


20. ábra. Egy α -átadó reakció $g(r)$ -rel és $G(r)$ -rel számított valószínűsége („hatáskeresztmetszete”) [5]

sek várhatók, de egyúttal a kísérleti adatokkal sokkal megbízhatóbb szembesítésre is van lehetőség, mert itt fordul elő a csomók kibocsátásával járó radioaktív bomlás (az alfa-bomlás és társai).

Értjük-e az alfa-bomlást? Válasz olyan modellektől várható, amelyek „mikroszkopikusak”, tehát a nukleoni szerkezetre épülnek, és előítéletektől mentesek, tehát a csomósodás súlyát nem a bomlási folyamat mért adataiból vezetik le. A 90-es évek közepéig egyedül a héjmodell volt ilyen, amely a magokat az egyrészeszke-mozgásból építi fel. A héjmodell nagyságrendekkel alacsonyabb az alfa-bomlás gyorsaságát. A 90-es évek közepéig tehát azt kellett mondanunk: nem értjük az alfa-bomlást. Kísérletet tettünk hát a megértésre: egy olyan héjmodellt alkottunk [7], amelyben a nukleonok könnyen

csomósodhatnak, ha a rendszer dinamikája erre készíti őket, és választhatják az egyrészeske-mozgást is, ha úri kedvük úgy tartja. E számítás minden illesztendő paraméter nélkül tökéletesen reprodukálta a mért alfa-bomlási gyorsaságot, úgyhogy e számítás eredményére úgy tekinthetünk, mint magára a természetre. A 21. ábrán a $g(r)$ -t és a $G(r)$ -t három modellben hasonlítottuk össze: a hagyományos héjmodellben („shell model”), egy törzs + alfa típusú csomómodellben („cluster model”) és a csomósodást megengedő héjmodellben („shell + cluster model”). Látjuk, a héjmodell egy nagyságrenddel



21. ábra. $g(r)$ és $G(r)$ a $^{212}\text{Po} = ^{208}\text{Pb} + \alpha$ rendszer alapállapotára három modellben [8]

kisebb kovariáns komponenst ad; azért kellett 10-zel szorozni, hogy jól látható legyen. Ráadásul jóval beljebb is van a függvény csúcsa, mint a másik kettőé. A $G(r)$ függvényben a nagyság már kevésbé tér el, de a bomlásban döntő szerepet játszó farokrész annál inkább. Mivel a kibővített héjmodell tökéletes leírást ad az alfa-bomlásra, a többinek ettől való eltérése a valóságtól való eltérésként értelmezhető. A hagyományos (héj)modellben a $G(r)$ amp-

litúdója meghaladja a $g(r)$ amplitúdójának a tízszeresét, következésképpen $S \sim 250 S$. Az „igaz” modellben $S \sim 12 S = 0,3$. Valóban nagy közöttük a különbség, és a tiszta $^{208}\text{Pb} + \alpha$ csomómodell ($S = 1$) jobb, mint a hagyományos (héj)modell.

Áttekintve ezeket az eredményeket, a következőket mondhatjuk:

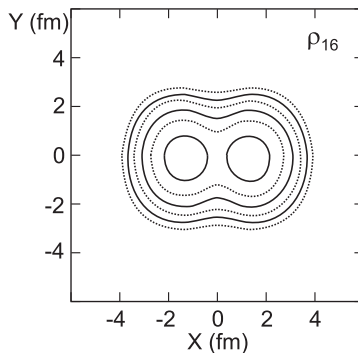
A könnyű magokra $S \simeq S$, de nehezebb magokra S/S rohamosan nő; akár több százra is rúghat. Egy nehezebb csomó elkülönülésére nézve pedig e hányados akár további nagyságrendekkel nagyobb is lehet.

Azok, akik azt hiszik, a spektroszkópai faktor jelenti a csomóképződés valószínűségét, konstatálva, hogy a spektroszkópai faktor a magok tömegével egyre csökken, úgy vélik, a csomóképződés csak könnyű magokra jellemző. Mi azonban egy fenomenologikus modellben megmutattuk, hogy a Ca tartományában értelmes a magtörzs + α modellfeltevés [9]. Nekünk sikerült előítéletmentes mikroszkopikus modellben először reprodukálnunk egy nehéz mag, a ^{212}Po α -bomlásának mért valószínűségét, és ebben a számításban mutattuk meg, hogy a ^{212}Po 0,3-es valószínűséggel $^{208}\text{Pb} + \alpha$ rendszerként viselkedik. A nyomunkban mások az egész magtartományra mutatták meg – igaz, csak fenomenologikus modellekben –, hogy a törzs + alfa tagozódás feltevése számos magállapot viselkedésére ad magyarázatot [10]. Sőt, egy oxfordi csoport számtalan példán megmutatta, hogy az alfa-bomlásnak [11] és a nehezebb csomó kibocsátásával járó radioaktív bomlásoknak [12] lényegében az összes ismert esete értelmezhető a törzs + nukleonsomó kép segítségével. Mi több, ugyanezen csoport kiderítette, hogy a – legtöbb mag szintjei között megtalálható – „rotációs” szinteket (a kollektív modell alternatívájaként) kétcsomó-modellekben is reprodukálni lehet [13].

Így a magállapotok tekintélyes része nukleoncsomó-képpel értelmezhető. A csomóképződés tehát legalább olyan általános tulajdonsága a magoknak, mint a kollektív mozgás. Annak kimutatásához, hogy ez a hagyományos ismeretekkel nincs ellentmondásban, az én munkásságom is hozzájárult [14].

A csomóképződés láttatása

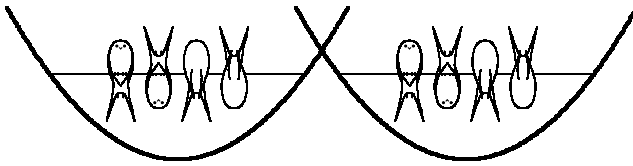
Akkor tessék megmutatni, hogy a mag valóban csomókra oszlik! Naivan azt hinnők, csak rá kell nézni egy magra, és máris látjuk, hogy így van-e. Valahogy úgy, ahogyan a 22. ábra mutatja.



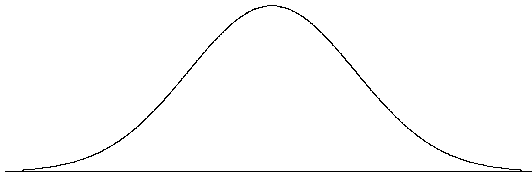
22. ábra. Kétsomos mag, ahogyan Samuka elképzeli, sűrűségterképpel ábrázolva, amelyen a szintvonalak az azonos sűrűségű pontokat kötik össze

A legtökéletesebb mag ilyen szempontból a ${}^8\text{Be}$. A 23. ábra azt fejezi ki, hogy a ${}^8\text{Be}$ két alfa-részecskéből áll.

Ha azonban ránézünk egy ${}^8\text{Be}$ -magra, egészen más kép tárul elénk. Ha a magsűrűséget a középponton átszúrt tengely menti távolság függvényé-

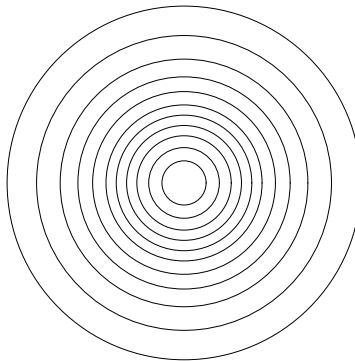


23. ábra. A ^8Be -mag szerkezete



24. ábra. A ^8Be -mag sűrűsége mint a mag középpontjától való távolság függvénye

ben ábrázoljuk, a 24. ábrát kapjuk. Ha pedig a középponton átmenő síkon a sűrűségértéket szintvonalakkal adjuk meg, a 25. ábrához jutunk.



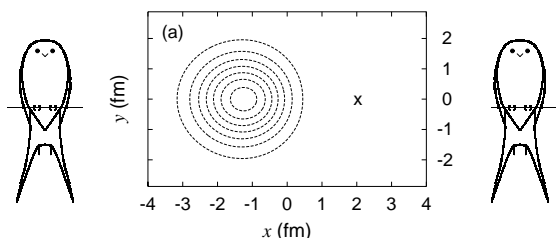
25. ábra. Az egyenlítője mentén elvágott ^8Be sűrűsége szintvonalakkal

A probléma az, hogy minden olyan kvantummechanikai rendszer, amelyben nincs kitüntetett irány, gömbszerűnek látszik. Kitüntetett irány egy forgástengely lehetne, de ha egy mag pörög, akkor végképp nem látjuk, milyen alakú. Ha merev volna a mag, akkor meg lehetne csákyázni és kikötni rajta, mint az egyszeri kalandregényben a cethalon. Akkor a cethez rögzített koordináta-rendszerben gömbtől eltérő alakzatokat láthatnánk. Némely magokat merevnek hiszünk. Ezeknek a felszínén kikötve a teoretikusok valóban meghatározott magalakot vélnék látni. Ha egy csomókra tagozódó mag merev volna, a mag felszínén kikötve olyasfajta sűrűséget látnánk, mint amelyet a 22. ábra mutat. Nukleonsomók rendszerében azonban nincs semiféle merevség, úgyhogy nem lehet rajta kikötni, és nem lehet az alakját értelmezni a cethalak mintájára. Könnyű magokra legalábbis rossz modell volna a merev alak feltételezése. Ez az egyik oka annak, hogy a csomókra tagozódást oly későn ismerték fel és fogadták el mint a magok szerkezetének egyik uralkodó sajátosságát.

Hogyan győzzem meg akkor a tisztelt hallgatóságot, hogy a nukleonok szeretnek csomókba rendeződni? Nos, igaz, hogy nincs merev váz, amelyre rátelepedhetünk, de mi van, ha felpattanunk egyetlen nukleon hátára, és onnan nézzük meg, milyennek látszik a többi nukleon eloszlása? Ilyen képeket mutatunk most be [15]. Ezek az egyik kis fecske által látott sűrűségértékek síkvetületeit ábrázolják térképszerű szintvonalakkal. A Pauli-elv miatt nem tudhatjuk, hogy melyik fecskének a szemével nézünk, és mely fecskét látjuk. Azt azonban mi dönthetjük el, hogy milyen belső állapotú fecskének a szemszögéből akarjuk nézni a többit, és milyen belső állapotú fecskék eloszlását akarjuk látni, „lefényképezni”. A szemlélő fecskét nem rögzíthetjük egy pontba, hiszen az meghamisítaná a mag szerkezetét, de azt megtehetjük, hogy fényképezőgépünket akkor kattintjuk el, amikor a fecske röptében

egy előre kiszemelt pontban van. Legyen a mag súlypontja az ábra közepén, a megfigyelő fecske – maga is a mag egy nukleonja – legyen éppen a \times -tel jelölt pontban, és nézzen szembe velünk, fejfelé – tehát proton legyen, spinje pedig mutasson felfelé.

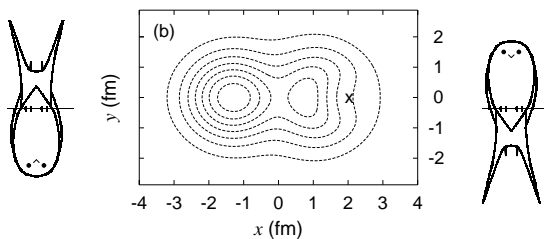
Milyennek látja ez először is a hozzá hasonló fecskék eloszlását? Ezt mutatja a 26. ábra. Ilyen fecske csupán még egy van a ^8Be -ban, és látjuk, hogy ez



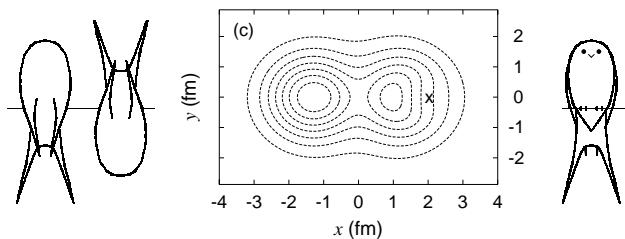
26. ábra. A ^8Be -beli (egyik) felfelé álló spinű proton ($p\uparrow$) eloszlása egy \times -tel jelölt pontban levő (másik) felfelé álló spinű proton szemszögéből nézve

a magnak az ellentétes oldalán szép gömbszerű csomót rajzol ki. Ez a csomó nem más, mint a *másik* alfa-részecske. Lefelé mutató spinű proton viszont kettő van, és ezek kirajzolnak egy piskótaalakzatot (27. ábra). Természetesen ezek a két teljesen egyforma alfa-csomót töltik ki. Az aszimmetria attól van, hogy a jobb oldali csomóban ott ül (vagy inkább repül) maga a megfigyelő, és ez erősebb vonzást gyakorol a közelében lévő nukleonra, mint a távolira. Ugyanilyen mintát láttatnak a neutronok is, és ebben is a két alfa-csomóra tagozódó magra ismerhetünk (28. ábra).

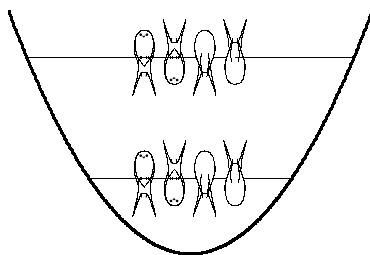
Az előbbi ábrák egy valóság-hű, majdnem egzakt számítás [16] eredményei. Ennek alapján elkönnyelhetjük, hogy a nyolc nukleonnak a csomókra tagozódását kölcsönhatásuk okozza. Vagy mégsem? Ellenpróbaként vizsgál-



27. ábra. A ${}^8\text{Be}$ -beli lefelé álló spinű protonok ($p\downarrow$) eloszlása egy \times -tel jelölt pontban lévő felfelé álló spinű proton szemszögéből nézve

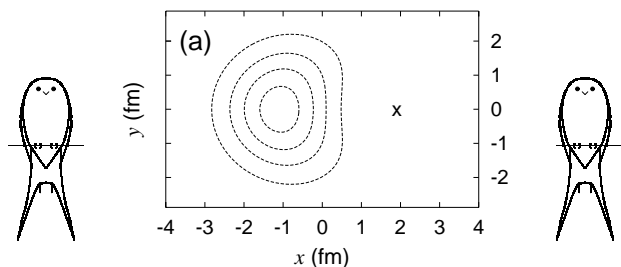


28. ábra. A ${}^8\text{Be}$ -beli neutronok (n) eloszlása egy \times -tel jelölt pontban lévő felfelé álló spinű proton szemszögéből nézve

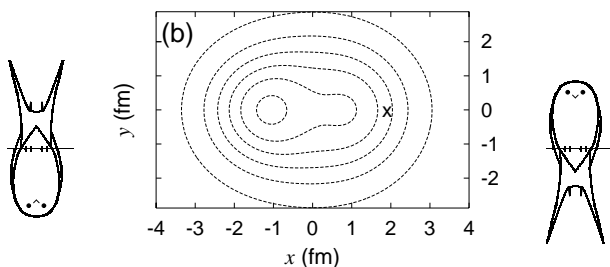


29. ábra. A ${}^8\text{Be}$ -atommag legegyszerűbb egycentrumos modellje

juk meg, mi történik, ha nincs kölcsönhatás, nincs korreláció a nukleonok között, hanem csupán bele vannak hajgálva egy fazékba, és össze vannak rázva, hogy a lehető legmélyebb energiájú állapotba kerüljenek. Ennek az esetnek a fecskék nyelvén a 29. ábra felel meg. És íme az eredményül kapott sűrűségeloszlások (30., 31. ábra) meglehetősen hasonlítanak a valóság-hű modellben kapottakhoz. A nukleonok kevésbé jól elkülönülten, de így is létre-



30. ábra. A ^8Be -beli felfelé álló spinű proton ($p\uparrow$) eloszlása a \times -tel jelölt pontban lévő felfelé álló spinű másik proton szemszögéből nézve a mag legegyszerűbb egycentrumos modelljében



31. ábra. A ^8Be -beli lefelé álló spinű protonok ($p\downarrow$) eloszlása egy \times -tel jelölt pontban lévő felfelé álló spinű proton szemszögéből nézve a mag legegyszerűbb egycentrumos modelljében

hoznak egy megnyúlt eloszlást, amelyben jól felismerhetők a két alfa-csomó körvonalai. Hogyan lehetséges ez?

Úgy, hogy a Pauli-elv már maga is korrelációt teremt a nukleonok között. A nukleonok a Pauli-elv miatt kiszorítják egymást az állapotter bizonyos tartományaiából, és ez a korreláció már önmagában is csomósodáshoz vezet.

Némely függetlenrészecske-hullámfüggvény és némely csomómodellbeli hullámfüggvény azonossága korábban is ismert volt, de mint afféle elméleti szélhámoságnak nem szoktak neki jelentőséget tulajdonítani. Mi most fehéren-feketén megmutattuk, hogy ezen algebrai eredménynek van megfelelője a korrelációk nyelvén is, és így a mag nukleonjaira rátelepülő megfigyelő is érzékeli. Ezáltal tudja megkülönböztetni, hogy a csomókorrelációból mennyi tulajdonítható a Pauli-elvnek.

A Pauli-elv a részecskék azonosságának egyik megnyilvánulási formája. Itt most azt láttuk, hogy a tökéletes elvi azonosság a jelenségekben, tehát a valóságban csomósodást, azaz másságot okoz. Nem volt tehát túlzás az előadás alcímében a másságot is a Pauli-elvhez kapcsolni.

Ceterum censeo: a csomóképződés a mag szerkezetének legfontosabb tulajdonságai közé tartozik, és ez alkalmas végszónak is.

Felelősségáthárítás

Hátra van még, hogy munkásságomért és a mostani előadásért áthárítsam a felelősség nagy részét azokra, akiket illet. Tanárain, mestereim között meghatározó hatással voltak rám Dede Miklós, Gyarmati Borbála, Zimányi József, P. E. Hodgson és M. A. Nagarajan. Legfontosabb tanítványaimnak –

időrendben – Pál Károlyt, Varga Kálmánt és Csótó Attilát tartom. A most felelevenített munkákban Varga Kálmán, Y. Suzuki, M. Takahashi, R. Beck, F. Dickmann, Pál Károly és R. J. Liotta voltak a társszerzőim. Sokat dolgoztam még együtt Vertse Tamással, Kruppa Andrással, K. Yabanával és Mezei János Zsolttal is. Az összes felsoroltnak hálaival tartozom, mert az ő vállalkon jutottam el idáig.

Rajtuk kívül még valakiről meg kell emlékeznem, aki különösen hatott rám: édesapámról. Ő képviselte a tudományt a családban, ő volt az igazi egyéniség, de nem jó csillagzat alatt született. Történész volt, de lehetett volna akár matematikus vagy nyelvész is. A tudományhoz való viszonyom gyökerei tőle erednek.

Irodalomjegyzék

- [1] http://en.wikipedia.org/wiki/Atomic_orbital
- [2] R. Beck, F. Dickmann, R. G. Lovas, *Ann. Phys. (N. Y.)* **173** (1987) 1.
- [3] R. G. Lovas, *Z. Phys.* **A322** (1985) 589.
- [4] R. G. Lovas, R. J. Liotta, A. Insolia, K. Varga, D. S. Delion, *Phys. Rep.* **294** (1998) 265.
- [5] K. F. Pál, R. G. Lovas, *Proc. Int. Symp. on In-Beam Nuclear Spectroscopy, Debrecen, 1984*, szerk.: Zs. Dombrádi, T. Fényes (Akadémiai, Budapest, 1984) 507.
- [6] K. Varga, R. G. Lovas, *Phys. Rev.* **C43** (1991) 1201.
- [7] K. Varga, R. G. Lovas, R. J. Liotta, *Nucl. Phys.* **A550** (1992) 421.
- [8] K. Varga, R. G. Lovas, R. J. Liotta, *Phys. Rev. Lett.* **69** (1992) 37.
- [9] K. F. Pál, R. G. Lovas: *Phys. Lett.* **96B** (1980) 19.
- [10] S. Ohkubo (szerk.): *Alpha clustering and Molecular Structure of Medium-Weight and Heavy Nuclei* (Prog. Theor. Phys. Suppl. **132**, 1998).
- [11] B. Buck, A. C. Merchant, S. M. Perez, *J. Phys. G* **17** (1991) 1223.
- [12] B. Buck, A. C. Merchant, S. M. Perez, *J. Phys. G* **20** (1994) 351.

- [13] B. Buck, A. C. Merchant, S. M. Perez, *Phys. Rev. C* **58** (1998) 2049.
- [14] Y. Suzuki, R. G. Lovas, K. Yabana, K. Varga: *Structure and Reactions of Light Exotic Nuclei* (Taylor & Francis, London, 2003).
- [15] Y. Suzuki, M. Takahashi, R. G. Lovas, K. Varga, *Nucl. Phys. A* **706** (2002) 123.
- [16] K. Varga, Y. Suzuki, R. G. Lovas, *Nucl. Phys. A* **571** (1994) 447.

Erdy János
Bochtovich Ruffózsé

Wenzel Gusztáv

Jábiar Gabon

Nagy János

Terintetes Naggyűlés! Arany János

Minia felemelő szabályainak 32. §-a egy szót:
Mindem sijnomon választott tag, a külső kövétel
lével, osztályába tartozó dolgotat felolvasásával,
vagy személyes meg nem jelenhetés esetén beüldé
sével, legfeljebb egy év alatt sörét foglat; külsőben meg
választása meg nem működően:

Tehetnek esetek, melyekben kivált vidéken la
kolé gátolhatna a határidőt megtartani: de hallga
tag elvérsni e szabály meg nem tartatását, amlyet
tesz, mint örves szabályzatunkat erőlköndé terintetes
át söröségteleu.
Judithányba koratir tehát, hogy egyelőre a
határidőt s sörfoglalás által meg nem
határidőket, az 186

Terintkezés...

...mállo szabályainak 32. §-a egy szót:
...újra megválasztott tag, a hűtlősé kivétel
...tályaiba tartozó dolgosat felolvasásával,
...helyes megnevezések esetén beírta
...felelt egy év alatt szét foglalt; különben meg
...a megnevezésében:

Lehetetlen esetek, melyekben hívott vidéken la
...tollatnak a határidőt megtartani: de hallgat
...szerepe a szabály megnevezés tartatását, amely
...mint önszabályzatokat erőltetve beírta
...szerepeire figyelemmel lenni J. Akadémi

...sértégtelen.

Indoklásukba hozatik tehát, hogy egyelőre a
...ig^{rendis} választott szétfoglalás által meg nem
...t foglalt nevelő hivatalból kitöröltesse, az 1861
...szig választottak a szabályokra emeltesse, az 1861
...pedig a titolnoki hivatal oda utasítsa, hogy
...identikában tartás végett az újban választottakat,
...míg szét nem foglaltak, a sorozatba fel ne vegye.

jan. 26. 1865.
Zalaj Mór
Loyauy János
Hollán Ernő

853
1865
Kemény László
Möntner László
Jolly János stb.
György János

