AKADÉMIAI DOKTORI ÉRTEKEZÉS

Néhánytest-dinamika atommagokban és magreakciókban

CSÓTÓ ATTILA

Eötvös Loránd Tudományegyetem



Budapest, 1999. január

Tartalomjegyzék

El	őszó		3			
1	Bev	rezetés	5			
2	Mo	dellek és módszerek	7			
	2.1	Módszerek kötött állapotok leírására	7			
	2.2	Szórási állapoti módszerek	9			
	2.3	Rezonanciák	10			
	2.4	Az atommagok klasztermodellje	14			
	2.5	A nukleon-nukleon kölcsönhatásról	17			
3	Néł	Néhánytest-rendszerek rezonanciáinak polológiai vizsgálata				
	3.1	Motiváció	21			
	3.2	Háromtest-rezonanciák	23			
	3.3	Háromnukleon-rendszerek rezonanciáinak keresése	28			
	3.4	Három-alfa struktúrák a $^{12}\mathrm{C}$ magban $\hfill \ldots$ \hfill \hfill struktúrák a $^{12}\mathrm{C}$ magban \hfill	34			
	3.5	A ⁴ He mag 0^+_2 gerjesztett állapotának természete $\ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots$	39			
	3.6	A ⁵ He és ⁵ Li magok alacsonyenergiájú állapotainak vizsgálata $\ldots \ldots \ldots$	46			
4	Kör	Könnyű, stabilitástól távoli magok szerkezete				
	4.1	Motiváció	51			
	4.2	A ⁶ He mag neutron haloja és béta-bomlása	53			
	4.3	Proton halo a ⁸ B magban \ldots	65			
	4.4	Puha dipólus állapot keresése a ⁶ He magban $\ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots$	69			
5	Asztrofizikai jelentőségű magreakciók					
	5.1	Motiváció	77			
	5.2	A ${}^{7}\text{Be}(p,\gamma){}^{8}\text{B}$ magreakció vizsgálata	80			
	5.3	Alacsonyenergiás M1 erősség a ${}^{7}\text{Li}(p,\gamma_{0}){}^{8}\text{Be}$ folyamatban	98			
	5.4	A ${}^{3}H({}^{3}H,2n){}^{4}He$ és ${}^{3}He({}^{3}He,2p){}^{4}He$ reakciók leírása	103			
6	Nukleáris paritássértés					
	6.1	Motiváció	109			
	6.2	A ⁶ Li mag 0 ⁺ állapotának paritássértő alfa-bomlása	112			
	6.3	Paritásőrző gamma-aszimmetria $n + p$ befogásban	117			

7 Összefoglalás és kitekintés	123
Utószó	127
Köszönetnyilvánítás	129
Publikációim az értekezés témájában	131
Egyéb kapcsolódó saját publikációk	
Irodalomjegyzék	135

Előszó

Ez a disszertáció az 1993 és 1998 között elért tudományos eredményeimet tárgyalja. A munka előzményeként az 1990–1992 időszakban doktoranduszként és TMB-ösztöndíjasként kidolgoztam egy olyan általános analitikus és numerikus számítási technológiát, amely alkalmasnak bizonyult arra, hogy segítségével számos, a magfizikai érdeklődés homlokterében álló problémát vizsgáljak és megoldjak. A kidolgozott matematikai és számítástechnikai módszereket, továbbá a szóráselméleti alapokat részletesen tárgyaltam a PhD-disszertációmban [1], ezért ezekre a jelen dolgozatban alaposabban nem térek ki. Jelen munka célja az, hogy a problémák fizikai hátterét bemutassa, és az elért eredményeket részletezze.

A dolgozat négy, egymással összefüggő területet tárgyal: néhánytest-rendszerek rezonanciái, stabilitástól távoli, úgynevezett halo-magok szerkezete, asztrofizikai jelentőségű magreakciók, és nukleáris paritássértés. A kezdeti lépéseket az MTA debreceni Atommagkutató Intézetének munkatársaként tettem meg a ⁶He és ⁸B magok szerkezetének vizsgálatával. A további eredményeket külföldi munkáim során értem el: 1993-tól a Brüsszeli Egyetemen majd a Kaliforniai Műszaki Egyetemen voltam vendégkutató, a Michigani Állami Egyetemen vendégprofesszor és a Los Alamosi Nemzeti Laboratóriumban tudományos munkatárs. Munkámat számos ösztöndíj (pl. Fulbright), OTKA- és NSF-pályázatok, és az Amerikai Energiaügyi Minisztérium (DOE) támogatásával végeztem.

Eredményeimet számos társszerzővel együttműködve értem el. A dolgozat végén felsorolt publikációk mindegyikének megszületésében meghatározó szerepem volt. Az alapötletek tőlem származnak, a számításokat mind én végeztem, és az eredmények értékelése is túlnyomórészt tőlem származik. Valamennyi cikket én írtam. Kivétel ezek alól az [A7] cikk, ahol az alapötlet és a számítások nagyobb része A. Brown érdeme, és a cikk nagyobb részét is ő írta, az [A15] cikk, ahol az alapötlet és a cikk nagyobb része is B. Gibsontól származik, valamint az [A14] cikk, ahol a számítások többségét R. Pichler végezte.

Szeretném hangsúlyozni, hogy a dolgozatban bemutatott eredmények nagy része a maga idején egyedülálló volt, amennyiben az akkor elérhető legjobb modellektől származott. A legtöbb esetben csak évek múlva tudták eredményeimet reprodukálni vagy meghaladni. Egyes eredményeim, pl. az [A3]-ban bemutatottak, a mai napig a legjobbnak vagy egyetlennek számítanak. Mindezeket nem a rendelkezésemre álló számítástechnikai háttér kiemelkedő volta tette lehetővé (pl. az [A1] cikkbeli számításokat egy 386-os PC-n végeztem), hanem a használt numerikus és analitikus számítási stratégia [1] hatékonysága.

A dolgozatban bemutatott eredmények jelentős nemzetközi visszhangot váltottak ki

a magfizikus közösségen belül. Az [A1–A19] cikkekre (original research papers) 1999 januárjáig 211 független (alien) hivatkozást kaptunk, amelyből a rám eső rész 168. A rendszeresen frissített publikációs és hivatkozási adataim megtalálhatók az interneten, a http://nova.elte.hu/~csoto honlapon. Ugyanitt elérhetők a cikkek, jelen értekezés és a PhD-disszertációm tartalma, továbbá előadások anyaga és más hasznos információk.

A PhD-disszertációm után született, jelen dolgozatban részletesen nem tárgyalt további, folyóiratokban megjelent vagy a http://xxx.lanl.gov/ e-print-archívumban elérhető cikkeimet a dolgozat végén soroltam fel, [B1–B11] alatt. Ezek között van négy nem eredeti publikáció is, [B6], [B8], [B9] és [B11], amelyek konferenciaközleményekben jelentek meg. Számos további konferenciaelőadás, kontribúció és szemináriumi előadás bibliográfiai adatai a fenti honlapomon elérhetők.

Megítélésem szerint az [A1–A19] cikkekbeli eredmények közül a három legfontosabb a következő: (i) Rámutattam, hogy a neutron haloval rendelkező magokban az úgynevezett puha dipólus állapotok létezésének mi az egyértelmű és csalhatatlan kritériuma. Ennek alapján valószínűleg én voltam az első (és annak idején egyetlen), aki megkérdőjelezte ezen állapotok létezését – ma ez az álláspont majdhogynem általános. (ii) Megmutattam, hogy a jelentős asztrofizikai fontossággal bíró, elméletileg számolt ⁷Be(p, γ)⁸B hatáskeresztmetszetek nagy szórásának rendkívül egyszerű a magyarázata. Ez a felismerés a hatáskeresztmetszet és a ⁷Be és ⁸B magok egyes mérhető tulajdonságai közötti fontos korrelációk megtalálásához vezetett. (iii) A $p(\vec{n}, \gamma)d$ reakcióbeli γ -aszimmetria meghatározása fontos szerephez juthat a nukleáris paritássértés jobb megismerésében. Ezt az eredményt nem azért emelem ki, mert nagyon nehéz számolásokon alapul (harminc évvel ezelőtt is képesek voltak ilyen számításokra), hanem azért mert egy többszázezer dolláros kísérlet tervezésénél használták fel.

1. fejezet

Bevezetés

Napjainkban a magfizika reneszánszát éli. A nyolcvanas évek elejéig a magfizikai kutatások túlnyomórészt a stabilitási völgyben, vagy annak közelében fekvő magokra korlátozódtak. Ekkor azonban megjelentek az első lövedékfragmentációval, illetve online izotópszétválasztással működő, radioaktív magok nyalábjait előállítani képes gyorsítók. Ezek az izotóptáblázat korábban elérhetetlennek tűnő részeit elérhető közelségbe hozták, és egyúttal kitolták a kísérletileg megfigyelt izotópok területének határait. Jelenleg hetente négy-öt új izotópot fedeznek fel és illesztenek be az izotóptáblázatba. Szisztematikusan folyik a szupernehéz elemek szintézise, és az itt összegyűlt tapasztalatok remélhetőleg segíteni fogják az ebben a tartományban jósolt stabilitási szigetek elérésére irányuló erőfeszítéseket. A kísérleti technikák látványos fejlődése korábban elképzelhetetlenül extrém – rendkívül gyorsan forgó, alakban vagy izospinben rendkívül aszimmetrikus – magok tanulmányozását tette lehetővé.

Talán a legjelentősebb lehetőségek a nukleáris és részecske-asztrofizika előtt nyíltak meg. A könnyű elemek túlnyomó része csillagokban születik. Sok, az elemek szintézisének megértéséhez nélkülözhetetlen magadat azonban ezidáig elérhetetlen volt, elsősorban a csillagokbeli termikus és a kísérleti nukleáris energiaskálák eltérő volta miatt. A radioaktív nyalábok egy rendkívül szellemes lehetőséget kínálnak a probléma megkerülésére, és a szükséges magadatok megmérésére.

Jelenlegi elképzeléseink szerint a vason túli elemek szintézise túlnyomórészt szupernovákban történik. A nehézelem-szintézis egyik kulcsmechanizmusa, az r-folyamat, stabilitástól távoli izotópok sorozatain halad végig. A közelmúltig azt sem lehetett pontosan tudni, hogy hol működhet ez a folyamat – azt, hogy végbemegy tudjuk, hiszen például a fluor egy gyakori izotópja nem keletkezhet más módon. A radioaktív nyalábok technikája segített és segíteni fog a rejtély kibogozásában.

Az a fejlődés, amely a közelmúltban a magfizikában végbement, fontos szerephez juthat a fizika egyik legdinamikusabban fejlődő ágában, a neutrinófizikában is. A különféle asztrofizikai és gyorsítókon végzett neutrinókísérletek eredményeinek értékelésében sokszor kulcsfontosságú szerepet játszanak bizonyos magadatok. Példaként említhetnénk a napbeli energiatermelő magreakciók szerepét a Nap-neutrinó-fluxusok számításában, vagy a ¹²C magon végbemenő neutrinóindukált folyamatok szerepét a gyorsítós LSND kísérlet kalibrálásában. Jelenleg a neutrinófizika szolgáltatja az egyetlen jól megalapozott kísérleti indikációt a Standard Modellen túli fizikára. Ahhoz, hogy ezekből a jelzésekből valós és megkérdőjelezhetetlen bizonyíték legyen, nemcsak az szükséges, hogy a kísérletek pontos adatokat használjanak, hanem az is, hogy a fizika minden területéről, így a magfizikából jövő elméleti input is szilárd alapokon nyugodjon.

Ha igaz az, hogy a kísérleti magfizikában kisebbfajta forradalom zajlott/zajlik le, úgy még inkább igaz ez az elméleti magfizikára, és általánosabban valamennyi elméleti diszciplinára, amely intenzív numerikus számítások elvégzését igényli. A számítógépek teljesítményének rohamos növekedése és ugyanakkor az árak csökkenése korábban elképzelhetetlennek hitt számításokat tesz lehetővé. A magfizikai leírás nehézségét mutatja, hogy mindezek ellenére *ab initio* számolásokat jelenleg is csak az $A \leq 8$ magtartományban képesek végezni. Tovább bonyolítja a helyzetet, hogy, eltérően a nehezebb magoktól, a könnyű magokban sokszor egy-két relatív mozgási szabadsági fok kitüntetett fontossággal bír. Ilyen esetben egy *ab initio* modell, abbéli igyekezetében, hogy minden szabadsági fokot egyenrangúan írjon le, esetleg a legfontosabb szabadsági fokokat nem képes megfelelően kezelni. Ez a probléma a héjmodellben még erőteljesebben jelentkezik. Tehát olyan esetekben, amikor a lényeges két- illetve háromtest-dinamika precíz kezelése alapvetően fontos, egyelőre más módszerekhez kell folyamodnunk.

Jelen dolgozat olyan magfizikai problémákat mutat be, amelyekben bizonyos néhánytest-dinamikai szabadsági fokok kezelése nagy körültekintést kíván. A bemutatandó módszerek a kulcsfontosságú szabadsági fokokat korrektül kezelik. Olyan esetekben, amikor háromnál több nukleon van jelen, a maradék szabadsági fokokat közelítően kezeljük a magfizikai klasztermodell keretében. Az eredményeket más, az irodalomban fellelhető számításokkal összehasonlítva a következő általános megállapításokat tehetjük. (i) Bizonyos esetekben az adott magnak léteznek a mienknél fundamentálisabb leírásai, azonban azok nem képesek a néhánytest-dinamika olyan szintű kezelésére mint az itt bemutatott módszerek – ilyen eset például a ³H-beli és ³He-beli virtuális állapotok leírása. (ii) Bizonyos esetekben a néhánytest-dinamika kezelésére léteznek legalább olyan jó módszerek, mint az itt bemutatottak, azonban ezek nem képesek a fontos szabadsági fokokon túli mikroszkopikus szerkezet kezelésére – ilyen például a ⁶He mag modellje.

A dolgozat felépítése a következő. A második fejezetben a teljesség igénye nélkül bemutatjuk a dolgozatban használt módszereket kötött-, szórási- és rezonanciaállapotok leírására. Röviden ismertetjük továbbá az atommagok klasztermodelljét és a dolgozatban használt nukleon-nukleon (N–N) kölcsönhatások néhány fontos aspektusát. A harmadik fejezet néhány könnyű atommag rezonanciáinak vizsgálatával foglalkozik. Egy olyan módszert mutatunk be, amely véleményünk szerint a nukleáris energianívók paramétereit leginkább modellfüggetlen módon képes meghatározni. A negyedik fejezet a közelmúltban felfedezett neutron- illetve proton-halo jelenséget vizsgálja két illusztratív példán, a ⁶He és ⁸B magokon keresztül. Az ötödik fejezetben a napbeli energiatermelő proton-proton lánc néhány reakciójának és ezekhez kapcsolódó további problémáknak a vizsgálatát mutatjuk be. Eredményeink közvetlen alkalmazáshoz jutnak a Nap-neutrinó-fluxusok számításában. A hatodik fejezet a nukleáris paritássértéssel kapcsolatos vizsgálatainkat tárgyalja.

A dolgozatban bemutatott modellek, módszerek és eredmények a nukleon-nukleon kölcsönhatás jobb megismeréséhez, valamint a néhánytest-dinamika és a soktest-dinamika közötti kapcsolat feltárásához járulnak hozzá, továbbá konkrét alkalmazásokat nyernek az asztrofizikában és a gyenge kölcsönhatások fizikájában.

2. fejezet Modellek és módszerek

Ebben a fejezetben bemutatjuk a dolgozatban használt módszereket kötött-, szórási- és rezonanciaállapotok kezelésére, továbbá röviden ismertetjük az atommagok szerkezetének és reakcióinak egységes leírására kidolgozott dinamikai klasztermodellt. Végül bemutatjuk a dolgozatban használt nukleon-nukleon (N–N) kölcsönhatások néhány fontos jellemzőjét.

2.1 Módszerek kötött állapotok leírására

A dolgozatban két- és háromtest- (illetve klaszter-) rendszerek kötött állapotait vizsgáljuk. Két test (A+B) esetén a hullámfüggvény aszimptotikus viselkedése ismert,

$$\Psi_{AB} \sim \rho_{AB}^{-1} \exp(-k_{AB}\rho_{AB}), \quad \rho_{AB} \to \infty, \tag{2.1}$$

ahol k a hullámszám, ρ pedig a relatív koordináta. Itt és a továbbiakban mindig egy adott parciális hullámbeli függvényt tekintünk. Az indexeket és egyéb lényegtelen konstansokat nem írjuk ki. Három test (A+B+C) esetén, amennyiben nincs kötött kéttest-alrendszer és csak rövid hatótávolságú kölcsönhatások vannak jelen, a hullámfüggvény aszimptotikus alakja [2]

$$\Psi_{ABC} \sim \rho_{ABC}^{-5/2} \exp(-k_{ABC}\rho_{ABC}), \quad \rho_{ABC} \to \infty.$$
(2.2)

Itt ρ_{ABC} a két relatív koordinátától függő hiperrádiusz, $\rho_{ABC}^2 = \sum_i r_i^2$, ahol \mathbf{r}_i a részecskekoordinátákat jelöli. Ha valamely kéttest-alrendszer (AB) kötött, úgy a (2.2) aszimptotika kiegészül egy kéttest-típusú taggal,

$$\Psi_{(AB)C} \sim \rho_{(AB)C}^{-1} \exp(-k_{(AB)C}\rho_{(AB)C}), \quad \rho_{(AB)C} \to \infty.$$
 (2.3)

Kötött állapoti módszereink a Rayleigh-Ritz-féle variációs módszer bázissorfejtéses (WFE) megvalósításán alapulnak. Ennek lényege, hogy a

$$\widehat{H}\Psi = E\Psi \tag{2.4}$$

egyenlet megfelelő határfeltételeket kielégítő megoldásait a

$$\Psi^t = \sum_{i=1}^N c_i \varphi_i \tag{2.5}$$

próbafüggvénnyel közelítjük, ahol a φ_i függvények a bázisállapotaink, míg a c_i együtthatók energiafüggetlen konstansok. A (2.5)-beli együtthatókat a

$$\langle \,\delta\Psi^t \,|\, \widehat{H} - E \,|\, \Psi^t \,\rangle = 0 \tag{2.6}$$

projekciós egyenletből határozhatjuk meg. A variálást elvégezve a

$$\sum_{j=1}^{N} \langle \varphi_i | \widehat{H} - E | \varphi_j \rangle c_j = 0 \quad i=1,2,\dots,N$$
(2.7)

egyenletrendszert nyerjük. Ez egy sajátérték-egyenlet. Negatív energiájú megoldásai a kötött állapotok, míg a pozitív energia-sajátértékek a kontinuum diszkretizációjaként foghatók fel. A pozitív energiájú megoldások azokat a szórási függvényeket közelítik, amelyeknek az i-edik bázisfüggvény "hatótávolságánál" nódusuk van.

Erdemes megjegyezni, hogy az energiabeli konvergenciához az egyes bázisfüggvényeknek nem szükséges a (2.1–2.3)-ban meghatározott aszimptotikát követniük. Elég nagy bázisméret esetén gyakorlatilag bármely bázis működik, igaz esetleg lassabb konvergenciát eredményezve. A dolgozatbeli problémáknál Gauss-típusú bázisfüggvényeket használtunk, amelyek sok esetben leegyszerűsítik a számításokat.

Bizonyos esetekben a hullámfüggvény aszimptotikus részének pontos reprodukálása alapvető fontossággal bír. Például alacsony energiákon az elektromágneses átmeneti erősségek maximumai nagy relatív részecsketávolságokba tolódnak ki. Így például egy sugárzásos befogási hatáskeresztmetszet precíz meghatározása többszáz fermi távolságig pontos hullámfüggvényeket követelhet meg. Ilyen esetekben a WFE módszer általánosításának tekinthető Siegert-féle variációs módszert használhatjuk. Ennél a módszernél a próbafüggvényt

$$\Psi^{t} = \sum_{i=1}^{N} c_{i} \varphi_{i} + c_{N+1} \phi^{+}(E), \qquad E \in R$$
(2.8)

alakban vesszük fel. Itt ϕ^+ az origóban reguláris, aszimptotikusan kifutó Hankel- illetve Coulomb-függvény. Behelyettesítve (2.8)-at a (2.6) projekciós egyenletbe, az alábbi homogén egyenletrendszert nyerjük

$$\sum_{j=1}^{N} \langle \varphi_{i} | \widehat{H} - E | \varphi_{j} \rangle c_{j} + \langle \varphi_{i} | \widehat{H} - E | \phi^{+} \rangle c_{N+1} = 0 \qquad i=1,2,\dots,N$$

$$\sum_{j=1}^{N} \langle \phi^{+} | \widehat{H} - E | \varphi_{j} \rangle c_{j} + \langle \phi^{+} | \widehat{H} - E | \phi^{+} \rangle c_{N+1} = 0. \qquad (2.9)$$

Ez N+1 egyenlet N+2 ismeretlenre $(c_1, c_2, \ldots, c_N, c_{N+1}, E)$. Ezért csak bizonyos diszkrét (negatív) energiáknál létezik triviálistól különböző megoldása. Ezek a megoldások a

$$D(E) = \det \begin{bmatrix} \langle \varphi_1 | \widehat{H} - E | \varphi_1 \rangle \langle \varphi_1 | \widehat{H} - E | \varphi_2 \rangle \dots \langle \varphi_1 | \widehat{H} - E | \phi^+ \rangle \\ \langle \varphi_2 | \widehat{H} - E | \varphi_1 \rangle \langle \varphi_2 | \widehat{H} - E | \varphi_2 \rangle \dots \langle \varphi_2 | \widehat{H} - E | \phi^+ \rangle \\ \vdots & \vdots & \vdots \\ \langle \phi^+ | \widehat{H} - E | \varphi_1 \rangle \langle \phi^+ | \widehat{H} - E | \varphi_2 \rangle \dots \langle \phi^+ | \widehat{H} - E | \phi^+ \rangle \end{bmatrix} = 0 \quad (2.10)$$

egyenletből nyerhetők.

2.2 Szórási állapoti módszerek

Kéttest-szórás esetén a szórási hullámfüggvény aszimptotikus alakja ismert,

$$\Psi_{AB} \sim \rho_{AB}^{-1} \Big[H^-(k_{AB}\rho_{AB}) - SH^+(k_{AB}\rho_{AB}) \Big], \quad \rho_{AB} \to \infty, \tag{2.11}$$

ahol H^- illetve H^+ a befutó illetve kifutó Hankel/Coulomb-függvények. Háromtest esetben, amennyiben nincs jelen kötött kéttest-alrendszer és Coulomb-kölcsönhatás, a hullámfüggvény a

$$\Psi_{ABC} \sim \rho_{ABC}^{-5/2} \Big[H^-(k_{ABC}\rho_{ABC}) - SH^+(k_{ABC}\rho_{ABC}) \Big], \quad \rho_{ABC} \to \infty, \tag{2.12}$$

Merkuriev-aszimptotikát követi [2]. Kötött kéttest-alrendszer jelenléte esetén (2.12) mellett megjelenik egy (2.11) alakú kéttest-szórási tag is. Háromtest esetben a Coulombkölcsönhatás jelenlétében a szórási probléma általános megoldásának módszere nem ismeretes. Léteznek olyan módszerek, amelyek a (2.12) Merkuriev-aszimptotikát töltött esetre általánosítják, és annak alapján a háromtest-szórásra egy megoldási módszert adnak [3,4], ezek azonban jelenleg még vitatottak. Sokrészecskés rendszerekre való alkalmazásuk egyébként is rendkívüli problémákat okozna.

A dolgozatban a szórási állapotok leírására a Kohn-Hulthén-féle variációs módszert használjuk. Minden esetben a fizikai szórási megoldást tekintjük, amelyet a határfeltételek vegyes ($r = 0, r \to \infty$) megadása jellemez. Kéttest esetben a hullámfüggvény aszimptotikája ismert, ennek megfelelően a próbafüggvényt

$$\Psi^{t} = \sum_{i=1}^{N} c_{i} \varphi_{i} + \phi^{-}(E) - S(E)\phi^{+}(E)$$
(2.13)

alakban vesszük fel, ahol a c_i -k és az S lineáris variációs paraméterek, a φ_i -k négyzetesen integrálható függvények, ϕ^+ és ϕ^- pedig az origóban reguláris, aszimptotikusan kifutó illetve befutó függvények (töltetlen esetben az origóban regularizált Hankel-, töltött esetben Coulomb-függvények).

A (2.13)-beli variációs paramétereket a (2.6) projekciós egyenletből kaphatjuk meg. Behelyettesítve (2.13)-at és a variálást elvégezve a következő lineáris inhomogén algebrai egyenletrendszert nyerjük

$$\sum_{j=1}^{N} \langle \varphi_{i} | \widehat{H} - E | \varphi_{j} \rangle c_{j} + \langle \varphi_{i} | \widehat{H} - E | \phi^{+} \rangle S = - \langle \varphi_{i} | \phi^{-} \rangle \quad i=1,2,\dots,N$$

$$\sum_{j=1}^{N} \langle \phi^{+} | \widehat{H} - E | \varphi_{j} \rangle c_{j} + \langle \phi^{+} | \widehat{H} - E | \phi^{+} \rangle S = - \langle \phi^{+} | \phi^{-} \rangle. \quad (2.14)$$

Bármely adott E > 0 energiánál megoldva (2.14)-et, a c_i együtthatók és az S-mátrix megkapható. Ez utóbbiból az $S = \exp(2i\delta)$ összefüggés alapján nyerhető a fázistolás. A (2.14)-beli mátrixelemekben ϕ^+ és ϕ^- nem négyzetesen integrálható függvények, a mátrixelemek számítása azonban nem okoz gondot mert $(\widehat{H} - E) | \phi^{\pm} \rangle = 0$, ha $r \to \infty$. Több csatorna esetén a fenti módszer

$$\Psi_{\gamma}^{(c)t} = \sum_{i=1}^{N} c_i^{(\gamma)} \varphi_i^{\gamma} + \frac{1}{\sqrt{v_{\gamma}}} \left(\phi_{\gamma}^- \delta_{\gamma c} - S_{\gamma c} \phi_{\gamma}^+ \right), \qquad \gamma = 1, 2, \dots, N$$
(2.15)

próbafüggvénnyel használandó. A csatornaindex γ , c a befutó csatorna, míg v_{γ} a csatornasebesség. Zárt csatornára $S_{\gamma c}$ -nek nincs fizikai jelentése, az egyszerűség kedvéért jelöljük S-sel. Bebizonyítható, hogy a fenti variációs módszerrel nyert, infinitezimális megváltozásokkal szemben stacionárius Ψ^t nem stacionárius S-mátrixot szolgáltat, továbbá ez az Smátrix többcsatornás esetben nem szimmetrikus, és az unitaritása sincs garantálva. Azonban az így nyert S-mátrixhoz hozzáadva egy jól meghatározott járulékot, az úgynevezett Kato-korrekciót, S stacionárius és szimmetrikus lesz.

A fenti módszernek és sokrészecskés esetre való alkalmazásának részletes tárgyalása megtalálható az [1,6] munkákban.

A háromtest-szórás leírásának egy közelítő módszerét kínálja a kontinuumdiszkretizált csatolt csatornák módszere [7]. Ebben a módszerben az A + B + C rendszer rendelkezésére álló teljes energiát az A + B és (AB) + C relatív mozgások között osztjuk meg. A kéttest-alrendszeren (AB) belül a kontinuumot diszkrét energiák sorozatával közelítve, a maradék energia megjelenik az (AB) + C szinten. A csatolt csatornák rendszere olyan (AB) + C konfigurációkból épül fel, amelyekben a kéttest-alrendszer a különböző diszkretizált energiákat tartalmazza,

$$\Psi(E) = \sum_{i} \phi_{AB}(E_i) \psi_{(AB)C}(E - E_i).$$
(2.16)

Altalában a kéttest-kontinuum diszkretizációja ekvidisztáns k-intervallumokban történik, és valódi kontinuumállapotokat használnak. Jelen dolgozatban egy egyszerűsített megközelítést használunk. A kéttest-kontinuumot egy véges, négyzetesen integrálható bázison diszkretizáljuk. Így a diszkretizált állapotaink pszeudokötöttállapotok pozitív energiával és négyzetesen integrálható hullámfüggvénnyel. A diszkretizáció során N_d bázisállapotot választunk, amelyek térbeli kiterjedése egy geometriai sort követve nő. A bázis teljes kiterjedését és N_d -t változtatva nagyon különböző diszkretizációs minták valósíthatók meg, például sűrű vagy ritka diszkretizáció, csak alacsony energiákat tartalmazó vagy nagy, energiahéjon kívüli energiákat is megengedő diszkretizáció stb. Ily módon ellenőrizhetjük a számolt mennyiségeknek (például fázistolás, hatáskeresztmetszet stb.) a diszkretizáció módjára való érzékenységét, és ellenőrizhetjük, hogy a közelítés jól működik-e vagy sem.

2.3 Rezonanciák

Egy kvantummechanikai rendszer energiaspektruma két részből áll, kötött állapotokból és kontinuumból. A kontinuum szerkezettel rendelkezik, amit a szórási mátrix (S-mátrix) komplex energiájú szingularitásai okoznak. Az S-mátrix a Jost-függvénnyel áll kapcsolatban [8],

$$S(k) = \frac{F(-k)}{F(k)}.$$
 (2.17)

Valós hermitikus potenciálok széles osztályára bizonyított, hogy a Jost-függvény analitikus az egész komplex síkon. Yukawa-típusú potenciálokra az analiticitási tartomány az Im $(k) < (hatótáv)^{-1}$ félsík. Ebben a tartományban tehát S(k) pólusai kizárólag F(k)zérushelyeitől származnak. A Jost-függvény definíciójából következik, hogy F(k) valós a képzetes k tengelyen, ezért az F(k) és $F(-k^*)^*$ függvények értéke itt megegyezik. Mivel F(k) illetve $F(-k^*)^*$ analitikusan folytatható a $Re(k) \ge 0$ illetve $Re(k) \le 0$ tartományra, amely tartományok részben átfednek, $F(k) = F(-k^*)^*$ az egész síkon. A Jost-függvények ezen tulajdonságát Schwarz-féle reflexiós szimmetriának hívják. Ebből következik, hogy az F(k) = 0 egyenlet gyökei, s így S(k) pólusai a képzetes k tengelyre szimmetrikusan, párosával helyezkednek el.

Tekintsünk egy pólust a pozitív imaginárius féltengelyen, azaz a $k = i\gamma$ ($\gamma > 0$) pontban legyen $F(i\gamma)=0$. Ekkor a reguláris szórási megoldás négyzetesen integrálható. A pozitív képzetes pólus tehát kötött állapotot ír le, $E_B = -\hbar^2 \gamma^2/2\mu$ negatív energiával. Mivel a $k = \pm \kappa + i\gamma$ ($\gamma > 0$) koordinátájú pólusok szintén négyzetesen integrálható függvényeket eredményeznének, de $E = \hbar^2(\pm \kappa + i\gamma)^2/2\mu$ komplex energia-sajátértékekkel, a felső félsíkon csak tisztán képzetes gyökök fordulhatnak elő.

Vegyük szemügyre a valós tengelyt, azaz $k = \kappa =$ valós. A k gyök mellett létezik a -k gyök is, ami azt eredményezi, hogy a reguláris szórási megoldás azonosan nulla. Ez csak úgy lehetséges ha k=0 és l=0. A valós tengelyen tehát legfeljebb a k=0 pontban lehet gyökhely, és az s-hullámú.

Az alsó félsíkon, ahol Im(k) < 0, a gyökhelyekre semmiféle fizikai korlátozás nincs, mivel a reguláris szórási függvények nem négyzetesen integrálhatók, s így nem reprezentálhatnak stabil, kötött állapotot. A következő eseteket különböztetjük meg.

A $k = -i\gamma$ pólus ($\gamma > 0$) a negatív képzetes tengelyen $E = -\hbar^2 \gamma^2 / 2\mu$ negatív energiát ad, de a reguláris szórási megoldás $r \to \infty$ esetén divergál. Ezt virtuális (antikötött) állapotnak nevezik. Ismert példája a spin-singlet deuteron.

A $k = \pm \kappa - i\gamma$ ($\gamma > 0$) gyökök neve elbomló- illetve felépülő rezonanciák ($|\kappa| < \gamma$ esetén kvázirezonanciák). Az elnevezést a valós tengelyhez közeli pólus és a valós (fizikai) energiákon mérhető hatáskeresztmetszet kapcsolata indokolja: az S-mátrixnak egy valós k tengelyhez közeli pólusa ($k = \kappa - i\gamma$, $\kappa > \gamma > 0$, $E = E_R - i\Gamma/2$) a valós energia függvényében Breit–Wigner-típusú,

$$\sigma(E) \sim \frac{1}{E} \frac{(\Gamma/2)^2}{(E - E_R)^2 + (\Gamma/2)^2} , \qquad (2.18)$$

hatáskeresztmetszethez vezet. Továbbá a δ fázistolás az energia függvényében az E_R energián áthaladva közel 180°-kal megnő, S(k) pedig a komplex k síkon körívet ír le (Argandkör). A rezonanciák lényeges tulajdonsága, hogy a fizikai szórási megoldás ilyenkor tisztán kifutó aszimptotikájú. Ezek az úgynevezett Gamow-állapotok.

A rezonanciáknak, a fenti tulajdonságaik alapján, kétféle elméleti megközelítése lehetséges. Az indirekt módszer szerint minden valós energián megoldjuk a szórási problémát, majd a megoldásokból kinyerhető $\delta(E)$ fázistolásokat elemezzük az E függvényében. Ahol $\delta(E)$ közel 180°-ot nő egy rövid $(E_0 - \Delta E, E_0 + \Delta E)$ szakaszon, ott található a rezonancia. Az $E = E_R - i\Gamma/2$ rezonanciapólus paramétereit $E_R = E_0$ illetve $\Gamma = 2/(d\delta(E)/dE)|_{E=E_0}$ adja. A szórási probléma megoldására használt módszereinket a 2.2 alfejezetben ismertettük. A direkt módszerrel a Schrödinger-egyenlet rezonancia-határfeltételt kielégítő megoldásait keressük a kompex energiasíkon. Például a 2.1 alfejezetben ismertetett Siegertmódszer kiterjeszthető komplex energiákra

$$\Psi^{t} = \sum_{i=1}^{N} c_{i} \varphi_{i} + c_{N+1} \phi^{+}(E), \qquad E \in C$$
(2.19)

próbafüggvénnyel. Az ehhez tartozó (2.10) transzcendens egyenlet komplex energiájú megoldásai a rezonanciák. Itt és a továbbiakban előfordulnak nem négyzetesen integrálható függvények. Ahhoz, hogy az ezeket tartalmazó mátrixelemeket ki tudjuk számítani, szükséges a belső szorzat általánosítása [5]. E szerint az $\langle \tilde{\chi}_1 | \chi_2 \rangle$ általánosított belső szorzat bra oldalán a radiális rész komplex konjugálva van, így a

$$\langle \tilde{\chi}_1 | \chi_2 \rangle = \int \tilde{\chi}_1^* \chi_2 d\mathbf{r}$$
 (2.20)

integrálbeli $\tilde{\chi}_1^*$ olyan függvényt jelöl, amelynek csak a szögtől függő része van komplex konjugálva. Továbbá az **r** szerinti integrálást egy rugalmas, komplex síkbeli kontúron elvégezve, az eredetileg divergens integrál regularizálható. Kimutatható, hogy a hagyományos értelemben létező integrál az általánosított értelemben is létezik, és értéke ugyanaz. A továbbiakban a~ jelet nem írjuk ki, azok a mátrixelemek, amelyekben nem négyzetesen integrálható függvények lépnek fel, értelemszerűen az általánosított értelemben számolandók.

Egy másik módszert kínál az S-mátrix direkt analitikus folyatása, és szingularitásainak lokalizálása a komplex energiasíkon [1,9]. Ennek gyakorlati megvalósítása a következőképpen történik. Míg valós energián a szórási egyenletnek minden E energiánál van szórási határfeltételű megoldása, addig ugyanezen egyenletnek komplex E energiákon tisztán kifutó aszimptotikájú, az S-mátrix pólusához tartozó megoldása csak bizonyos energiáknál létezik. A szórási egyenlet aszimptotikus részének viszont bármely komplex E-nél van tisztán befutó illetve kifutó megoldása, ezek a Coulomb-függvények. Tételezzük tehát fel, hogy értelmezzük az egyenletnek $H^{-}(k,\rho) - \tilde{S}(E)H^{+}(k,\rho)$ aszimptotikájú megoldásait tetszőleges komplex E-re. Ekkor az $\tilde{S}(E)$ függvénynek nincs fizikai tartalma, kivéve annál az E energiánál, amelynél S(E)-nek pólusa van. Ekkor ugyanis a fenti módon konstruált megoldás éppen a keresett tisztán kifutó aszimptotikájú megoldás lesz. Ha tehát az adott probléma esetén a komplex energiához tartozó S(E) "S-mátrixoknak" találunk egy olyan sorozatát, amely a valódi problémához tartozó S-mátrixnak valamely komplex energián lévő pólusához konvergál, akkor ezzel éppen a probléma tisztán kifutó aszimptotikájú megoldásait határoztuk meg. A mátrixelemeket a komplex Riemann-energiafelületen analitikusan számolva és a komplex energiájú "S-mátrix" pólusait meghatározva, a rezonanciák paraméterei kinyerhetők. A konkrét számolásokban a komplex Coulombfüggvényeket a [10] cikkbeli program segítségével számoltuk.

Bár a fenti módszerek mátrixelemeiben fellépő aszimptotikus függvények (ϕ^+) nem négyzetesen integrálhatók, hanem exponenciálisan növekvő amplitúdók között oszcilláló Gamow-függvények, a mátrixelemek gond nélkül számolhatók, mivel ($\hat{H} - E$) | ϕ^+ $\rangle = 0$ ha $r \to \infty$. Sok esetben azonban a Gamow-aszimptotika a rezonanciaállapotok leírását jelentősen megnehezíti, például soktest-rendszerek esetén. Az atom- és molekulafizikában kidolgozott komplex skálázás módszere [11,12] kiküszöböli ezt a nehézséget. Vessük alá a

$$\widehat{H}\Psi = E\Psi \tag{2.21}$$

egyenletet egy

$$U(\theta)f(r) = e^{3i\theta/2}f(re^{i\theta})$$
(2.22)

módon értelmezett folytonos paraméterű, nemkorlátos hasonlósági transzformációnak. Bizonyos matematikai feltételeknek eleget tevő (úgynevezett dilatációsan analitikus [13]) lokális és nemlokális potenciálok széles osztályára a

$$\widehat{H}_{\theta}\Psi_{\theta} = E\Psi_{\theta},\tag{2.23}$$

$$\widehat{H}_{\theta} = U(\theta) \Big[\widehat{T} + \widehat{V} \Big] U(\theta)^{-1}, \qquad \Psi_{\theta} = U(\theta) \Psi(r)$$
(2.24)

transzformált (nem önadjungált Hamilton-operátort tartalmazó) probléma spektrumáról bebizonyítható a következő (úgynevezett ABC-) tétel [14]. (i) A \widehat{H}_{θ} operátor folytonos spektruma az $E \exp(-2i\theta)$, E > 0 egyenlettel adott félegyenes lesz, tehát \widehat{H} folytonos spektruma leforog az alsó komplex energiasíkba. (ii) A \widehat{H} operátor kötött állapoti sajátértékei, valamint $\varepsilon_{\rm res}$ (| arg $\varepsilon_{\rm res}$ | < 2 θ) Gamow-energiái \widehat{H}_{θ} spektrumához tartoznak, négyzetesen integrálható sajátfüggvénnyel. Ezért (2.23) diszkrét megoldásait a legkülön-félébb négyzetesen inegrálható bázist használó közelítő módszerrel megkaphatjuk. Például a WFE módszer is alkalmazható

$$\Psi_{\theta} = \sum_{i=1}^{N} c_i \varphi_i \tag{2.25}$$

próbafüggvénnyel. Az energiasajátértékek és a sajátfüggvények a

$$\sum_{j=1}^{N} \langle \varphi_i | \widehat{H}_{\theta} - E | \varphi_j \rangle c_j = 0 \qquad i = 1, 2, \dots, N$$
(2.26)

egyenletrendszerből nyerhetők. Mivel a \widehat{H}_{θ} operátor nem önadjungált, a mátrixelemeket a fentebb említett általánosított értelemben kell számolnunk.

Az (2.26) sajátérték-egyenletből N darab megoldást kapunk. A gyökök nagy része egy, a valós energiatengellyel közel 2θ szöget bezáró félegyenes mentén helyezkedik el. Ezek a kontinuum diszkretizált pontjai. A gyökök egyenesre való illeszkedésének pontossága és a hajlásszög 2θ -hoz való közelsége méri a módszer jóságát az adott N és θ értékeknél. Néhány gyök leesik a 2θ félegyenesről. Ezek a rezonanciák (és a kötött állapotok). A θ szög értékének változtatásával a kontinuum pontjai egy körív mentén mozognak, míg a diszkrét energia-sajátértékek jó közelítéssel helyben maradnak, illetve csak kis mértékben mozdulnak el az úgynevezett θ -trajektórián. A rezonancia pontos helyét a viriáltétel komplex energiákra történő általánosítása alapján [15] a θ -trajektória azon pontjával azonosíthatjuk, ahol a θ -beli változási sebesség minimális, $dE/d\theta \mid_{E=Eres} \approx 0$.

2.4 Az atommagok klasztermodellje

Többnukleon-rendszerek leírásakor általában valamilyen magmodellt kell alkalmaznunk. Ezek az adott mag bizonyos tulajdonságaihoz illeszkedve az N részecske Hilbert-terét leszűkítik oly módon, hogy az adott probléma a szűkebb téren viszonylag egyszerűen megoldhatóvá válik. A klasztermodell feltételezi, hogy bizonyos magok esetén néhány, a magnak két-három klaszterből való felépülését leíró hullámfüggvény-komponens meghatározó szerepet játszik. A klasztereken belüli kvantumállapotokat rögzítve, az N-test-probléma a klaszterek közötti relatív mozgás néhánytest-problémájává redukálódik.

Tegyük fel, hogy az N nukleont tartalmazó mag az A, illetve B nukleonszámú klaszterből épül fel (N = A + B). Tömegközépponti rendszerben a mag klasztermodellbeli (úgynevezett rezonálócsoport – RGM) hullámfüggvénye a következő alakú,

$$\Psi = \mathcal{A}_{AB} \Big[\phi_A^{\text{int}} \phi_B^{\text{int}} \chi(\boldsymbol{\rho}) \Big], \qquad (2.27)$$

ahol ϕ_A^{int} és ϕ_B^{int} a klaszterek belső állapotát leíró normált, antiszimmerikus, transzlációinvariáns, harmonikusoszcillátor-függvényekből felépülő héjmodell-függvény, $\chi(\boldsymbol{\rho})$ pedig a klaszterek relatív mozgásának függvénye. Az \mathcal{A}_{AB} klaszterek közötti maradék-antiszimmetrizátort az

$$\mathcal{A}_{AB} = \left(\frac{A!B!}{(1+\delta_{AB})N!}\right)^{1/2} \left[1 + \sum_{\varepsilon(A\leftrightarrow B)} (-1)^{\varepsilon} \widehat{P}_{\varepsilon}\right]$$
(2.28)

összefüggés definiálja, ahol $\delta_{AB}=1$, ha a klaszterek azonosak és nulla egyébként, \hat{P}_{ε} az ε permutációt előállító permutációoperátor, $(-1)^{\varepsilon}$ pedig az ε permutáció paritása. Az összegzést minden olyan permutációra elvégezzük, amely a klaszterek közti részecskecserékből áll. A belső állapoti függvényeket úgy építjük fel, hogy az A illetve B klaszterhez rendelt harmonikusoszcillátor-potenciál legalacsonyabb állapotaiba helyezzük az A, illetve B számú nukleont. Ekkor a Bethe-Rose tétel [16] értelmében a harmonikusoszcillátor-függvényekből mint egyrészecske-pályákból felépülő C klaszter Slater-determinánsai faktorizálódnak,

$$\Psi_{Sl}^{C}(\mathbf{r}_{1},\mathbf{r}_{1},\ldots,\mathbf{r}_{C}) = \left(\frac{C\beta_{C}}{\pi}\right)^{3/4} \exp\left(-\frac{C\beta_{C}}{2}\mathbf{R}_{C}^{2}\right)\phi_{C}^{\mathrm{int}}(\beta_{C}), \qquad (2.29)$$

aholC=Avagy
 $B,~\beta_C=m\omega_C/\hbar$ pedig aCklaszterhez tartozó oszcillátor mére
tparamétere. A klaszterek tömegközéppontjait

$$\mathbf{R}_C = \frac{1}{C} \sum_{i=1}^{N_C} \mathbf{r}_i \tag{2.30}$$

definiálja, míg a mag tömegközéppontjába mutató vektor, illetve a klaszterek tömegközéppontjai közötti vektor

$$\mathbf{r}_{\rm cm} = \frac{A\mathbf{R}_A + B\mathbf{R}_B}{N},\tag{2.31}$$

illetve

$$\boldsymbol{\rho} = \mathbf{R}_B - \mathbf{R}_A. \tag{2.32}$$

A (2.29)-beli ϕ_C^{int} belsőállapoti függvények csak valamilyen $\boldsymbol{\xi}_C := \{\boldsymbol{\xi}_1^C, \boldsymbol{\xi}_2^C, \dots, \boldsymbol{\xi}_{N_C-1}^C\}$ belső relatív koordinátáktól függenek, ezért transzlációinvariánsak.

A hullámfüggvény (2.27)-beli speciális megválasztása teszi lehetővé azt, hogy a klasztereken belüli kvantumállapotok rögzítésével az eredeti N-test-problémát a klaszterek közötti dinamikát leíró $\chi(\boldsymbol{\rho})$ relatív mozgási hullámfüggvény meghatározására redukáljuk. A $\chi(\boldsymbol{\rho})$ optimális megválasztására a (2.6) projekciós egyenletet használjuk fel. Az ebben szereplő Hamilton-operátor az N-test-rendszer mikroszkopikus Hamilton-operátora,

$$\widehat{H} = \widehat{H}_A^{\text{int}} + \widehat{H}_B^{\text{int}} - \frac{\hbar^2}{2\mu} \Delta \rho + \widehat{V}_{AB}.$$
(2.33)

Itt μ a redukált tömeg, $\widehat{H}_C^{\text{int}}$ a klaszterek belső Hamilton-operátorai, \widehat{V}_{AB} pedig a klaszterek közt ható potenciál,

$$\widehat{V}_{AB} = \sum_{i \in A} \sum_{j \in B} \widehat{V}_{ij},\tag{2.34}$$

ahol \hat{V}_{ij} a nukleon-nukleon kölcsönhatás operátora. A C klaszter belső energiája

$$E_C = \langle \phi_C^{\text{int}} | \widehat{H}_C^{\text{int}} | \phi_C^{\text{int}} \rangle.$$
(2.35)

A projekciós egyenletből adódó egyenletrendszert kötött-, szórási- vagy rezonanciaállapotra az előző alfejezetekben ismertetett módszerekkel oldhatjuk meg. Ezen módszerek mindegyike használ egy négyzetesen integrálható bázist, amely szerint a χ függvényt (illetve annak belső részét) kifejti. Numerikus és analitikus szempontból is Gauss-típusú bázisfüggvények használata bizonyult a legcélszerűbbnek. A mátrixelemek számítására általunk kidolgozott technológiát részletesen bemutattam a PhD-értekezésemben [1], ezért erre itt most nem térünk ki.

Egy adott mag teljes hullámfüggvénye számos (2.27)-típusú állapotból épülhet fel. Egy adott konfigurációt (csatornát) két klaszter esetére a következőképpen definiálhatunk. Egy két részecskétől két részecskéhez vezető folyamatot meghatározó Hamilton-operátort célszerű az alábbi formában felírni:

$$\widehat{H} = \widehat{H}_A(\boldsymbol{\xi}_A) + \widehat{H}_B(\boldsymbol{\xi}_B) + \widehat{H}_{AB}(\boldsymbol{\rho}), \qquad (2.36)$$

ahol \widehat{H}_A illetve \widehat{H}_B az A illetve B részecske belső Hamilton-operátora, \widehat{H}_{AB} pedig a relatív mozgáshoz tartozó Hamilton-operátor. Az egyes belső Hamilton-operátorok sajátfüggvényeit jelölje $\phi_{j_A m_A \pi_A}^{(A)}(\boldsymbol{\xi}_A)$ illetve $\phi_{j_B m_B \pi_B}^{(B)}(\boldsymbol{\xi}_B)$. Tehát fennállnak a

$$\widehat{H}_A \phi_{j_A m_A \pi_A}^{(A)}(\boldsymbol{\xi}_A) = E_{j_A \pi_A}^{(A)} \phi_{j_A m_A \pi_A}^{(A)}(\boldsymbol{\xi}_A), \qquad (2.37)$$

$$\widehat{H}_{B}\phi_{j_{B}m_{B}\pi_{B}}^{(B)}(\boldsymbol{\xi}_{B}) = E_{j_{B}\pi_{B}}^{(B)}\phi_{j_{B}m_{B}\pi_{B}}^{(B)}(\boldsymbol{\xi}_{B})$$
(2.38)

egyenletek, ahol j_A , m_A és π_A illetve j_B , m_B és π_B rendre a spin, spinvetület, és paritás. Jelölje l_{AB} a relatív mozgás pálya-impulzusmomentumát. A J, M és π teljes impulzusmomentumhoz, impulzusmomentum-vetülethez és paritáshoz tartozó csatorna-hullámfüggvényt ezek után

$$\Psi_{JM\pi}^{(A,B,j_A,j_B,\Lambda_{AB},l_{AB})}(\boldsymbol{\xi}_A,\boldsymbol{\xi}_B,\boldsymbol{\rho}_{AB}) = \left[\left[\phi_{j_A\pi_A}^{(A)} \phi_{j_B\pi_B}^{(B)} \right]_{\Lambda_{AB}} \chi_{l_{AB}}^{(AB)}(\boldsymbol{\rho}_{AB}) \right]_{JM\pi}$$
(2.39)

alakban írhatjuk fel, ahol [...] az impulzusmomentum-csatolást jelöli, és $\pi = \pi_A \pi_B (-1)^{l_{AB}}$.

Amennyiben az A-t és B-t felépítő részecskék valamely kvantum
statisztikát követnek, úgy $\phi^{(A)}$ -nak és $\phi^{(B)}$ -nek szimmetrikusnak/
antiszimmetrikusnak kell lennie, továbbá az A és B összetett rendszer elemei között is szimmetrizál
nunk/antiszimmetrizálnunk kell.

A (2.39)-beli hullámfüggvény egy adott A + B-típusú tagozódást és meghatározott impulzusmomentum-konfigurációt ír le. A magok kötött állapotának leírásánál kívánatos, magreakciók esetén pedig egyenesen szügségszerű, hogy az N részecske Hilbert-terét több különböző (2.39)-típusú állapot szuperpozíciójából építsük fel,

$$\Psi_{JM\pi} = \sum_{i=1}^{N_{\rm cl}} \Psi_{JM\pi}^{(A_i, B_i, j_{A_i}, j_{B_i}, \Lambda_{A_i B_i}, l_{A_i B_i})}(\boldsymbol{\xi}_{A_i}, \boldsymbol{\xi}_{B_i}, \boldsymbol{\rho}_{A_i B_i}).$$
(2.40)

Az $\{A_i, B_i, j_{A_i}, j_{B_i}, \Lambda_{A_iB_i}, l_{A_iB_i}\}$ összességet $(A_i$ -be és B_i -be beleértve a β_{A_i}, β_{B_i} méretparamétereket is) i-típusú klaszterizációnak, vagy i-edik csatornának fogjuk nevezni. A (2.40)-típusú próbafüggvénnyel a projekciós egyenletből egy csatolt egyenletrendszert nyerhetünk az ismeretlen $\chi_1(\boldsymbol{\rho}_1), \chi_2(\boldsymbol{\rho}_2), ..., \chi_{N_{cl}}(\boldsymbol{\rho}_{N_{cl}})$ függvényekre. A továbbiakban a kétklaszteres hullámfüggvényeket a

$$\Psi = \sum_{L,S} \mathcal{A} \left\{ \left[\left[\Phi^A \Phi^B \right]_S \chi_L(\boldsymbol{\rho}) \right]_{JM} \right\}$$
(2.41)

általános alakban fogjuk felírni, és a többi indexet általában elhagyjuk.

A fenti modell egyszerűen általánosítható három, négy stb. számú klasztert tartalmazó esetre. Jelen dolgozatban maximum háromklaszter-rendszerek szerepelnek. Ekkor a hullámfüggvény

$$\Psi = \sum_{l_1, l_2, L, S} \mathcal{A}\left\{ \left[\left[\Phi^A \Phi^B \Phi^C \right]_S \chi_{[l_1, l_2]L}(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2) \right]_{JM} \right\}$$
(2.42)

alakban írható fel. A (2.42) hullámfüggvényben valamennyi lehetséges relatívkoordinátarendszer [A(BC), C(AB), B(AC)] és impulzusmomentum-csatolás szerepel. A (2.42) hullámfüggvényt használva a projekciós egyenletben, ismét csak egy egyenletrendszert nyerünk az ismeretlen χ függvényekre. Három test esetén bázisként Gauss-függvények szorzatából álló tagokat használunk,

$$\varphi_{[l_1,l_2]L}^{i,j}(\boldsymbol{\rho}_1,\boldsymbol{\rho}_2) = \rho_1^{l_1} \exp[-(\rho_1/\gamma_i)^2] Y_{[l_1m_1}(\widehat{\rho}_1) \cdot \rho_2^{l_2} \exp[-(\rho_2/\gamma_j)^2] Y_{l_2m_2}(\widehat{\rho}_2), \quad (2.43)$$

ahol l_1 illetve l_2 az egyes relatív mozgások impulzus
momentumai, L a teljes impulzusmomentum, Y pedig a gömbfüggvényt jelöli.

Az atommagok fentebb bemutatott klasztermodelljét a továbbiakban kötött-, szórásiés rezonanciaállapotok vizsgálatán túl, magreakciók leírására is felhasználjuk. Amennyiben egy "közbenső" magot a befutó és kifutó csatornákban aszimptotikusan megjelenő klaszterkonfigurációkból építünk fel a többcsatornás szóráselmélet keretein belül, a magreakció egy lehetséges elméleti leírását kapjuk. Ezt részleteiben itt most nem tárgyaljuk. A módszer részletes bemutatása megtalálható az [1,6] művekben.

2.5 A nukleon-nukleon kölcsönhatásról

A dolgozat túlnyomórészt soktest-rendszerek klasztermodellbeli leírásával foglalkozik, így olyan N–N kölcsönhatásokat kell használnunk, amelyek a klasztermodellbeli alterekkel kompatibilisek. Számos ilyen kölcsönhatást szerkesztettek, alapvetően kétféle filozófiát követve. Egyeseket, például a Volkov erőket [17], számos s- és p-héjú mag térfogati tulajdonságainak (energia, sugár stb.) minél pontosabb reprodukálását szem előtt tartva konstruáltak. Másoknál, például a Minnesota (MN) kölcsönhatásnál [18] vagy a módosított Hasegawa-Nagata (MHN) erőnél [19], a fő szempont a szabad nukleon-nukleon illetve α +nukleon szórási fázisok minél pontosabb leírása volt. A dolgozatbeli számítások zöme az MN kölcsönhatást használja, elsősorban azért mert ez, konstrukciójánál fogva, a legrugalmasabban kezeli az N+N rendszer egyes impulzusmomentum-csatornáit.

A dolgozatban használt MN kölcsönhatás

$$V_{ij}(\mathbf{r}) = \left[V_1 + \frac{1}{2} (1 + P_{ij}^{\sigma}) V_2 + \frac{1}{2} (1 - P_{ij}^{\sigma}) V_3 \right] \cdot \left[\frac{1}{2} u + \frac{1}{2} (2 - u) P_{ij}^r \right] + \frac{1 - \tau_{iz}}{2} \frac{1 - \tau_{jz}}{2} \frac{e^2}{r_{ij}} + V_4 \hbar^{-2} \mathbf{l} (\boldsymbol{\sigma}_i + \boldsymbol{\sigma}_j) + \left[W_T + M_T P^r \right] r^2 \sum_{k=5,6} V_k \left[3(\boldsymbol{\sigma}_i \mathbf{r}) (\boldsymbol{\sigma}_j \mathbf{r}) / r^2 - \boldsymbol{\sigma}_i \boldsymbol{\sigma}_j \right]$$
(2.44)

alakú, ahol P^r és P^{σ} a tér-, illetve spinkicserélő operátorok, u a kicserélődési keveredés paramétere, $\mathbf{r} = \mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i$, τ_z az izospin vektor z komponense, $\boldsymbol{\sigma}$ a nukleonspin Paulimátrixainak vektora, e a Coulomb-paraméter, W_T és M_T a tenzorerő Wigner- és Majorana-kicserélődési paraméterei, és

$$\mathbf{l} = -\frac{1}{2}i\hbar\mathbf{r} \times (\nabla_j - \nabla_i) \tag{2.45}$$

a nukleonok relatív mozgásának pálya-impulzusmomentuma. A potenciálok térbeli részei Gauss-alakúak,

$$V_k = V_{0k} \exp(-r_{ij}^2/a_k^2), \quad k = 1, ..., 6.$$
(2.46)

A fenti potenciálban az első három sor az eredeti MN erő a centrális résszel, Coulombkölcsönhatással, és spin-pálya erővel. Az utolsó tag a [20] cikkbeli tenzorerő. Az általunk használt potenciál paraméterei a következők:

$$V_{01} = 200.0 \text{ MeV}, \quad a_1 = 0.820 \text{ fm},$$

$$V_{02} = -178.0 \text{ MeV}, \quad a_2 = 1.251 \text{ fm},$$

$$V_{03} = -91.85 \text{ MeV}, \quad a_3 = 1.466 \text{ fm},$$

$$V_{04} = -591.1 \text{ MeV}, \quad a_4 = 0.577 \text{ fm},$$

$$V_{05} = -100.94 \text{ MeV}, \quad a_5 = 1.010 \text{ fm},$$

$$V_{06} = -1.18 \text{ MeV}, \quad a_6 = 2.219 \text{ fm}.$$
(2.47)

Hátra van még a centrális (u) és tenzor (W_T, M_T) kicserélődési paraméterek megválasztása. Belátható, hogy a szabad klaszterek energiája, tobábbá a 1S_0 szórás nem függ az



2.1 ábra: Az MN kölcsönhatás S-hullámú (a), illetve P- és D-hullámú (b) fázistolásai p + p szórásban, tömegközépponti rendszerben. A kísérleti adatok a [21] cikkből valók.

u paramétertől. A tisztán Serber-típusú kicserélődés u = 1-et jelentene, azaz a konkrét alkalmazásoknál is e körül kell lennie u értékének. A további "finomhangolást" az adott problémához lehet/kell elvégezni a későbbiekben részletezendő módon. Itt a p + p szórás leírásához u = 0.98-at választunk. A tenzorkölcsönhatásra legérzékenyebb p + p parciális hullámok a ${}^{3}P_{J}$ triplet-odd csatornák, ezért a W_{T} és M_{T} paraméterek értékét az ottani fázistolások figyelembevételével rögzítjük le.

Az 2.1. ábra az MN kölcsönhatás által szolgáltatott legalacsonyabb impulzusmomentumú p + p fázistolásokat mutatja alacsony energián. A tenzorkölcsönhatás kicserélődési paraméterei $W_T = 0.37$ és $M_T = 0.63$. Látható, hogy a p + p rendszer leírása meglehetősen jónak mondható.

Az n + p rendszerrel viszont más a helyzet az erős ${}^{3}S_{1} - {}^{3}D_{1}$ tenzorcsatolás miatt. Mivel nagyobb klaszterekben, például a ⁴He-ben, a *D*-állapotot nem tudjuk figyelembe venni, így csak akkor önkonzisztens a leírásunk ha az n + p rendszerben is tisztán centrális erőket használunk. Az MN kölcsönhatás tiszta ${}^{3}S_{1}$ állapotot feltételezve reprodukálja a deuteron kötési energiáját. Ezen erő-probléma fellépte egyben be is határolja, hogy milyen rendszereket vagyunk képesek kezelni. A klaszterek leírásában nem merül fel különösebb probléma a ${}^{1}S_{0}$ pár-kölcsönhatás dominanciája miatt. A klaszterek közötti relatív mozgási dinamikában azonban körültekintőnek kell lennünk, és meg kell győződnünk róla, hogy a fenti erő-probléma nem okoz-e problémát a modellünkben. A 4.4 alfejezetben mutatunk egy példát arra az esetre, amikor az erő-probléma hibához vezethet, és megmutatjuk azt is, hogy hogyan lehet azt kiküszöbölni. A dolgozatban bemutatott valamennyi fizikai eset mentes a fenti erő-problémából adódó esetleges mellékhatásoktól.

Hangsúlyozni kívánjuk, hogy a fenti erő-probléma inherensen jelen van a klasztermodellben az effektív kölcsönhatás használatának kényszere miatt. Történtek ugyan kísérletek jobb kölcsönhatások konstruálására és használatára, például a [22] cikkben, ezek azonban az n + p és a nagyobb klaszterek (például ⁴He) leírásának inkonzisztens voltától szenvednek. Igazi megoldást az N-test-probléma teljes dinamikai kezelése jelenthetne, lehetővé téve ezzel a kísérletekből leszármaztatott realisztikus N–N kölcsönhatások használatát. Az ilyen modellek azonban, azon túl, hogy úgy tűnik még mindig nem elég realisztikusak (például a relativitás és a többtest-erők jelenleginél pontosabb figyelembevétele szükséges), nem teszik lehetővé a néhánytest-dinamika olyan szintű kezelését, amelyre a dolgozatbeli problémáknál szükség van.

A ³H és ³He magok 3.3 alfejezetbeli vizsgálata olyan N–N kölcsönhatást tesz szükségessé, amely a többi között az n+p rendszer ${}^{3}S_{1}-{}^{3}D_{1}$ parciális hullámát is korrektül kezeli. Ott az Eikemeier-Hackenbroich erőt [23] használjuk. Ez valamennyi p + p és n + p szórási állapotot pontosan írja le nagy energiákig, valamint jól adja a deuteron tulajdonságait. Azonban mivel töltésfüggetlen, ezért az n + p és n + n rendszerek között meglévő bizonyos különbségeket nem képes reprodukálni. Ez azonban nem okoz problémát a vizsgálandó esetben.

Osszefoglalásul elmondható, hogy választott kölcsönhatásaink a dolgozatbeli valamennyi probléma esetén kielégítők. Néhány esetben jobb, realisztikusabb erő valószínűleg módosítaná néhány számszerű eredményünket, ez azonban az adott esetben lényegtelen lenne, és nem befolyásolná következtetéseinket. A tárgyalandó fizikai problémák vizsgálata modern, realisztikus kölcsönhatások használatával túlmutat a dolgozat témáján.

3. fejezet

Néhánytest-rendszerek rezonanciáinak polológiai vizsgálata

A könnyű atommagok szerkezetének elméleti leírása napjainkban lépett új fejlődési szakaszába. A számítástechnika rohamos fejlődésének köszönhetően különféle módszerekkel (Faddeev, variációs, Monte Carlo, héjmodell stb.) a magok szerkezetének mind pontosabb leírását nyerhetjük. Ezen módszerek zömét eredetileg kötött állapotok leírására dolgozták ki és ma is ilyen szellemben használják. Egyesek elvben sem alkalmasak nem kötött állapotok precíz vizsgálatára. Ennek ellenére az alkalmazások zöme ilyen állapotokra irányul, annál az egyszerű oknál fogva, hogy a könnyű magokban sokkal több rezonancia van jelen mint kötött állapot. Számos esetben a fenti módszereket használva meglepő eredményekre jutottak. Nem világos azonban, hogy mi ezekből a valódi fizikai effektus, és mi a rezonanciák kötött állapotként való kezeléséből jövő esetleges hiba. Ebben a fejezetben az [A4,A8,A11,A13,A14,A18] munkák alapján néhány könnyű mag rezonanciáit vizsgáljuk olyan módszerekkel, amelyek alkalmasak ezen állapotok precíz leírására.

3.1 Motiváció

A magbeli energianívók pontos meghatározása és tulajdonságaik vizsgálata nagy fontossággal bír a nukleon-nukleon kölcsönhatás természetének és a különféle magmodellek alkalmazhatósági tarományainak felderítésében. Elég ha csak arra utalunk, hogy a magnívók tanulmányozása vezette Goeppert-Mayert arra a következtetésre, hogy a magokban a spin-pálya kölcsönhatás sokkal erősebb mint az atomokban, és éppen ezért a héjmodell az ilyen erősen kölcsönható rendszerekben is működőképes lehet.

Jelenleg az összes ismert magnívók száma többszázezer lehet. Ezek nagy része ugyan vizsgálható és többé-kevésbé reprodukálható mikroszkopikus modellekkel (a héjmodell különféle változatait használva), azonban ez a fajta analízis inkább csak a nagy mennyiségű adat bizonyos modellparaméterek szerinti fittelését jelenti, mintsem egy fundamentális leírást. Az ilyen irányú vizsgálatokból leszűrhető általános tapasztalat szerint a héjmodellen alapuló módszerek meglehetősen jó általános leírását adják a nagyobb magoknak. Ez nem meglepő, mivel a héjmodell elvben, végtelen sok bázisfüggvény esetén egy egzakt soktest-modell, továbbá, mivel nagy magokban kicsi a valószínűsége annak, hogy egy nukleon olyan sok energiára tegyen szert, ami a néhánytest szabadsági fokok jelentős szerepéhez vezetne.

A kisebb magokra való alkalmazás esetén viszont már más a helyzet. A közelmúltban számos cikk jelent meg, amelyekben a héjmodellnek egy úgynevezett törzs nélküli (nocore) vátozatát alkalmazták több könnyű magra [24]. Mivel ez egy jó példája a kötött állapoti módszerek rezonanciákra történő alkalmazásának, ezért röviden ismertetjük és rámutatunk hibáira a [B5] cikk alapján. Más ilyen jellegű módszerrel (például Monte Carlo) kapcsolatban is hasonló következtetések lennének elmondhatók.

A törzs nélküli héjmodell valamennyi nukleont aktívnak tekintve egy A mag hullámfüggvényét szisztematikusan építi fel, egy adott $\hbar\omega$ gerjesztésig lehetséges összes héjmodell-állapotot figyelembe véve. Kölcsönhatásként valamely realisztikus szabad N–N erőből Brueckner-féle G-mátrix-technikával az adott altérhez előállított effektív erőt használ. Ily módon ez a lehető legrealisztikusabb és bizonytalanságoltól leginkább mentes héjmodellnek tekinthető. A szerzők állítása szerint a módszer elvben egzakt, és viszonylag nagy gerjesztésekig ($\approx 10\hbar\omega$) elmenve konvergál az A = 3 - 6 magok energiaspektruma esetén. Számos eredmény közül kiemelhetünk kettőt, amelyeket ők is fontosnak és demonstratívnak tartanak, nevezetesen, hogy képesek reprodukálni a ⁶Li mag kvadrupólmomentumának előjelét, és a korábban jósolt pozitív paritású állapotokat a ⁵He magban.

A ⁶Li mag kvadrupólmomentuma a kísérletek szerint $Q = -0.083 \text{ efm}^2$ [25]. Magmodellek sora (például variációs háromtest-modellek [26], a hiperszférikus sorfejtéses módszer [27], Faddeev-módszerek [28], és egy nagy állapotterű mikroszkopikus $\alpha + p + n$ klasztermodell [22]) bizonyult sikertelennek e negatív érték reprodukálásában. Valamennyi modell $Q = 0.2 - 0.6 \text{ efm}^2$ körüli értékeket ad, tehát hibás előjelet. A különféle modellek eredményeit összevetve úgy tűnik, hogy a ⁶Li kvadrupólmomentumának értéke több, a p - n és $\alpha - (pn)$ relatív mozgásokban számos impulzusmomentum-konfigurációt tartalmazó csatorna járulékának kényesen kiegyensúlyozott összegéből áll elő. Ez jelzi, hogy ahhoz, hogy Q helyes értékét (előjelét) megkapjuk, a p - n és $\alpha - (pn)$ dinamikai szabadsági fokokat modellünknek precízen kell kezelnie. További tanulság, hogy úgy tűnik, hogy a ⁴He-beli kvadrupólmomentumot, azaz a D-állapotot, figyelembe kell venni ahhoz, hogy Q-t sikeresen reprodukáljuk.

A törzs nélküli héjmodellben Q negatívnak adódik, $Q = -0.116 \text{ efm}^2$. A héjmodell szellemében legfeljebb csak az lehet kérdéses ezek után, hogy ez az érték a bázisméret függvényében konvergáltnak tekinthető-e vagy sem. Azonban, mint fentebb láttuk, az $\alpha - (pn)$ dinamika fontos szerepet játszik Q értékében. A [24] modell a ⁶Li-on belüli $\alpha - d$ szeparációs energiát 0.21 MeV-nek adja, míg a valóságban ez az érték 1.475 MeV. A héjmodellben ennek az értéknek nem tulajdonítanak semmilyen jelentőséget, mivel az $\alpha + d$ konfiguráció explicite nincs jelen a hullámfüggvényben. Nem felejtendő el viszont, hogy a hullámfüggvény automatikusan "tud" erről az értékről, hiszen az $\langle \alpha d | ^{6}$ Li \rangle fedési függvény *aszimptotikus* részének lecsengését ez határozza meg. Mint kiderül [B5], ha az $\alpha + d$ szeparációs energia reprodukálását nem követeljük meg, akkor bármely fentebb felsorolt modell képes lenne Q reprodukálására különösebb erőfeszítések nélkül. Azaz olyan esetekben, amikor valamilyen küszöb közelsége szerepet játszhat, még a kötött állapotok leírása sem problémamentes olyan modellekben, amelyek a néhánytest-dinamikát nem képesek kielégítően kezelni.

Még súlyosabb a helyzet rezonanciák esetén. Mint említettük, a [24] modell pozitív paritású, $1/2^+$, $3/2^+$, és $5/2^+$, állapotok létezését jósolja a ⁵He magban. A héjmodell az energiaskála nullpontját a teljes *A*-test felhasadási küszöbhöz rögzíti, így minden állapotnak negatív az energiája. Ez egy exponenciálisan lecsengő *A*-test hullámfüggvényt implikál, amelynek aszimptotikus alakja [2]

$$\Psi_A \sim \rho_A^{A(A-1)/2} \exp(-k_A \rho_A), \quad \rho_A \to \infty.$$
(3.1)

Itt ρ_A az A-test hiperrádiusz és $k_A = (2m_N E_A/\hbar^2)^{1/2}$, ahol E_A az A-test-rendszer teljes kötési energiája, m_N pedig a nukleontömeg. Azonban a (3.1) határfeltétel csak akkor fejezi ki a valóságot, ha nincs felhasadási küszöb E_A alatt. Ha például van egy kéttest-(A = B + C) küszöb E_A alatt, akkor a korrekt határfeltétel

$$\Psi_A \sim \rho_A^{A(A-1)/2} \exp(-k_A \rho_A) + \Phi^B \Phi^C \left[x \exp(-ikr) + y \exp(ikr) \right] \quad \rho_A, r \to \infty$$
(3.2)

alakú [2]. Itt r a B és C közötti relatív koordináta, Φ a B és C klaszterek belső állapotai E_B , illetve E_C energiával, $k = [2\mu(E_A - E_B - E_C)/\hbar^2]^{1/2}$, és μ a redukált tömeg. Négyzetesen integrálható bázisok, bármilyen nagyok is, nyilvánvalóan nem képesek a (3.2) határfeltételt kielégíteni. Könnyű belátni, hogy ilyen esetben a bázis növelésével az állapot energiája nem a korrekt rezonanciaenergiához tart, hanem a legalacsonyabb felhasadási küszöb energiájához. Numerikus vizsgálatok szerint [29,30] a bázis növelésével az állapot energiája egy kis meredekségű platón áthaladva éri el a végső értékét. Ez egy módszert adhat a rezonanciaparaméterek kinyerésére. Viszont a módszer még elvben sem képes a rezonanciaállapotot korrektül leírni. Megítélésünk szerint ez vezet a [24]-beli pozitív paritású állapotok látszólagos megjelenéséhez.

Azt, hogy a hibás aszimptotika valóban eredményezheti látszólagos állapotok megjelenését, a következő példán keresztül lehet érzékeltetni. A 4.3 alfejezetben ismertetjük a ⁸Li magnak egy $\alpha + t + n$ klasztermodelljét. Egy kötött állapoti módszert használva a modell két 2⁺ "kötött állapotot" szolgáltat az $\alpha + t + n$ küszöb alatt 4.2 MeV illetve 1.1 MeV energiáknál. A valóságban csak a 4.2 MeV-es állapot létezik. Az 1.1 MeV-nél lévő állapot a ⁷Li + *n* küszöb fölött van, így leírására a (3.2) aszimptotikát kell figyelembe vennünk. Egy ⁷Li + *n* szórási hullámfüggvény-tag beépítése a teljes hullámfüggvénybe, az 1.1 MeV-es állapotnak a modellből való eltűnését eredményezi.

Remélhetőleg sikerült a fenti két példával is érzékeltetni, hogy a könnyű atommagok energianívóinak vizsgálata igen nagy körültekintést és megfelelő módszerek használatát igényli. Mivel, amint azt a második fejezetben részben bemutattuk, rendelkezünk ilyen módszerekkel, célszerűnek látszott néhány érdekes eset tanulmányozása. Kéttest-esetben a direkt analitikus folytatás módszerét használjuk, míg háromtest-esetben az általunk a következő alfejezetben bemutatandó módon továbbfejlesztett komplex skálázást.

3.2 Háromtest-rezonanciák

A háromtest-rezonanciák (olyan rendszerek, amelyek háromtest-végállapotokba bomlanak) fontos szerepet játszanak a néhánytest-dinamikában. Leírásuk valamelyest egyszerűbb, mint a háromtest-szórási folyamaté, így remélhető, hogy tanulmányozásuk tisztázhatja az általános háromtest-szórás néhány aspektusát. Az N-test-rezonancia (és szórás) általános tárgyalásának egyik fő problémáját a hullámfüggvény aszimptotikus viselkedésének meghatározása okozza. Alapvető különbség van a csak rövid hatótávolságú kölcsönhatást tartalmazó esetek és az olyanok között, ahol a Coulomb-kölcsönhatás is megjelenik. Kötött állapotok esetén az aszimptotika nem jelent különösebb problémát. Gyakorlati szempontból szinte minden módszer működik, mivel az aszimptotika alig befolyásolja a fizikailag mérhető mennyiségeket, például az energiát. Rezonanciák és szórási állapotok esetén viszont a hullámfüggvény aszimptotikája alapvető fontossággal bír.

A 2.3 alfejezetben bemutatott komplex skálázás a rezonanciaállapotok leírását kötött állapotok leírására redukálja, így az aszimptotika problémáját elkerüli. Ez a módszer egyaránt képes kezelni nem Coulomb- és Coulomb-eseteket. Ezidáig háromtest-rezonanciákat a magfizikában Faddeev-módszerrel [31], valós stabilizációs technikával [32] és időfüggő módszerekkel [33] tanulmányoztak. Ebben az alfejezetben a komplex skálázás módszerét alkalmazzuk háromtest-rezonanciákra. Noha a módszer atomfizikai alkalmazásainak egy része a háromtest-felhasadás fölötti energiákon történt [34], ezek a vizsgálatok megítélésünk szerint nem fordítottak kellő figyelmet bizonyos részletekre, amelyek a magfizikában fontosnak bizonyulhatnak. Az itt bemutatandó vizsgálatot eredetileg a ⁶He magbeli puha dipólus állapottal kapcsolatos ellentmondó elméleti eredmények [35,36] indították el. Ezt a problémát a ⁶He mag halo-szerkezetének és a háromtest-dinamikának a keveréke meglehetősen bonyolulttá teszi. Itt néhány háromtest-dinamikát érintő aspektust tisztázunk, a ⁶He magra való alkalmazást a 4.4 alfejezetben mutatjuk be.

A 2.3 alfejezetben kéttest-esetre bemutatott komplex skálázást N részecske esetén a következő módon általánosíthatjuk. A részecskekoordinátákról áttérhetünk valamely relatív (Jacobi-) koordinátákra,

$$\{\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_N\} \to \{\mathbf{t}_1, \mathbf{t}_2, \dots, \mathbf{t}_{N-1}\},$$
 (3.3)

ahol az origót a tömegközépponthoz rögzítettük, $\sum_{i=1}^{N} m_i \mathbf{r}_i = 0$, és m_i -k a részecsketömegek. A komplex skálázás alkalmazása azt jelenti, hogy valamennyi relatív koordinátát alávetjük a (2.22)-beli $U(\theta)$ hatásának. Mivel a (2.22) transzformáció lineáris, ezért valamely Jacobi-koordinátarendszerben való végrehajtása az összes többi koordinátarendszerben is ugyanazon transzformáció felléptét eredményezi. Ennek a ténynek egy mellékkövetkezménye az, hogy például a többcsatornás komplex skálázástól eltérően [B1], az egyes konfigurációkban nem használhatók különböző θ szögek.

Jelen modellünk három részecskéből áll, m_1 , m_2 , és m_3 tömegekkel. Azon célból, hogy csak két különböző Jacobi-rendszerünk legyen, az $m_1 = m_2$ választással élünk. Kölcsönhatásokként egytagú szeparábilis erőket használunk,

$$\dot{V}_{ij} = |\varphi_0(b)\rangle \lambda_{ij} \langle \varphi_0(b)|, \quad i, j = 1, 2, 3, \quad i < j,$$
(3.4)

ahol $|\varphi_0(b)\rangle$ a háromdimenziós harmonikus oszcillátor sajátfüggvénye n = l = 0 kvantumszámokkal, b az oszcillátor méretparamétere, és λ_{ij} -k a potenciálerősségek. Koordinátatérben a kölcsönhatások a relatív részecskekoordinátáktól függenek. Minden kölcsönhatáshoz tartozik egy természetes koordinátarendszer, ahol egyszerű az alakja, például az (12)3 koordinátarendszer esetén [az egyik relatív koordináta az 1 és 2 részecskék közötti \mathbf{t}_{12} , a másik az (12) és 3 közötti $\mathbf{t}_{(12)3}$] a V_{12} kölcsönhatás csak \mathbf{t}_{12} -től függ. A kinetikus energia operátora bármely koordinátarendszerben könnyen felírható, például az 1(23)-beli alakja

$$T = -\frac{\hbar^2}{2} \left[\frac{1}{\mu_{12}} \Delta_{\mathbf{t}_{12}} + \frac{1}{\mu_{(12)3}} \Delta_{\mathbf{t}_{(12)3}} \right], \qquad (3.5)$$

ahol a a Laplace-operátorok differenciáloperátorok az egyes Jacobi-koordináták függvényében. Belátható, hogy a (2.22) transzformáció alkalmazása a Hamilton-operátorunkra ekvivalens azzal, hogy (3.4)-ben b-t $b \exp(i\theta)$ -ra cseréljük, és (3.5) jobb oldalát megszorozzuk $\exp(-2i\theta)$ -val.

Mivel a komplex skálázás lokalizálja a rezonáns hullámfüggvényt, ezért gyakorlatilag bármilyen kötött állapoti módszert használhatunk leírására. Mi a WFE-módszert használjuk. Három különböző próbafüggvényt tekintünk. Koordinátatérben

$$\Psi_1 = \sum_{ij} c_{ij} \varphi_i(\mathbf{t}_{12}) \varphi_j(\mathbf{t}_{(12)3}), \qquad (3.6)$$

$$\Psi_2 = \sum_{ij} d_{ij} \varphi_i(\mathbf{t}_{23}) \varphi_j(\mathbf{t}_{(23)1}), \qquad (3.7)$$

és a kettő összege, $\Psi_3 = \Psi_1 + \Psi_2$. Mivel a potenciál *S*-hullámú, ezért (3.6-3.7)-ben minden oszcillátorfüggvény zérus impulzusmomentumhoz tartozik. A (3.6-3.7)-beli \bar{b} méretparamétert a próbafüggvény rugalmasabbá tétele érdekében különbözőnek vehetjük *b*-től. Az összegzés határait úgy választjuk, hogy stabil konvergenciát eredményezzen. Valamennyi szükséges mátrixelem analitikusan számolható a Talmi-Moshinsky-Tobocman transzformáció [37] segítségével. Ez egy valamely α Jacobi-koordinátarendszerben adott szorzat-oszcillátorállapotot egy másik (α') koordinátarendszerbeli szorzatállapotokkal fejez ki, például

$$\varphi_i^{\alpha}(\mathbf{t}_{23})\varphi_j^{\alpha}(\mathbf{t}_{(23)1}) = \sum_{k,l} a_{ijkl}^{\alpha\alpha'}\varphi_k^{\alpha'}(\mathbf{t}_{12})\varphi_l^{\alpha'}(\mathbf{t}_{(12)3}), \qquad (3.8)$$

ahol az összeg véges, és a transzformációs együtthatók például [38] alapján számolhatók.

Jelen példánkban $m_1 = m_2 = 2$, és $m_3 = 4$, valamint b = 1.0, és $\bar{b} = 2.0$ ($\hbar = 1$ és atomi egységeket használunk). A szeparábilis kölcsönhatások használata lehetővé teszi, hogy erősségüket úgy állapítsuk meg, hogy a kéttest-alrendszerekben meghatátozott energiákon rezonanciák jelenjenek meg [39]. A $\lambda_{12} = 0.6377 + i0.0697$ választás egy rezonanciát eredményez az (1,2) alrendszerben E = 1.5 - i0.5 a.u. (atomi egység) komplex energiánál. A $\lambda_{13} = \lambda_{23} = 1.0$ erősségek az (1,3) és (2,3) alrendszerekben vezetnek rezonanciák felléptéhez E = 1.7553 - i0.2438 a.u. energiánál. Illusztrációként a 3.1(a) ábrán bemutatjuk az (1,2) alrendszerre vonatkozó komplex skálázásos számolás eredményét. A módszer működése nyilvánvaló: a diszkretizált kontinuum pontjai egy félegyenes mentén leforognak, a rezonancia pedig feltárul.

A 3.1(b)–(d) ábrák a komplex skálázás eredményét mutatják a Ψ_1 , Ψ_2 , illetve Ψ_3 háromtest-próbafüggvények esetére. Látható, hogy mivel a forgatási szög elegendően nagy ahhoz, hogy az alrendszerek rezonanciái lokalizálódjanak, ezért ezen alrendszerekbeli rezonanciák komplex energiájú pontjaiból kiinduló félegyenesek jelennek meg a diszkretizált spektrumban. Az egyenesek kiindulópontjai komplex energiájú küszöbökként tűnnek fel. Például a (b) ábrán a félegyenes az 1.5-i0.5 a.u. pontból indul, ami az (1,2) alrendszerbeli



3.1 ábra: Energia-sajátértékek az $m_1 = m_2 = 2$ és $\lambda_{12} = 0.6377 + i0.0697$ kéttestprobléma (a), illetve az $m_1 = m_2 = 2$, $m_3 = 4$, $\lambda_{12} = 0.6377 + i0.0697$, és $\lambda_{13} = \lambda_{23} = 1.0$ háromtest-probléma esetén (b)–(d), komplex skálázással számolva. A próbafüggvény Ψ_1 (b), Ψ_2 (c), illetve Ψ_3 (d) alakú. A forgatási szög valamennyi esetben 0.4 radián. A pontok a diszkretizált kontinuumállapotokat jelölik, míg a kör egy háromtest-rezonanciát. Az energiák atomi egységekben (a.u.) értendők.

rezonancia energiája. Ez a viselkedés teljes összhangban van a matematikai elméletekkel [40,41].

A kontinuum pontjain túl valamennyi ábrán feltűnik egy pont az E = 4.13 - i0.34 a.u. energia közelében, amelynek helyzete a θ szög változásával szemben stabilnak mutatkozik. Ezt az állapotot háromtest-rezonanciaként azonosíthatjuk. Az a tény, hogy valamennyi ábrán feltűnik, azt jelzi, hogy képes mind (12)3, mind (23)1 aszimptotikus viselkedést mutatni, ahogyan azt egy háromtest-rezonanciától várjuk. Így ez a viselkedés egy gyakorlati módszert ad háromtest-rezonanciák azonosítására. De mit mondhatunk az alrendszerek rezonanciaenergiáitól induló kontinuumállapotokról? Például a (23)1 konfiguráció esetén rezonanciaállapot van jelen a (2,3) alrendszerben míg szórási állapot az 1 és (2,3) között. Ezek a kontinuumállapotok alapvetően különböznek a tiszta háromtest-szórásállapottól, amelyet az origóból induló félegyenesek reprezentálnak. A rezonancia+szórás kontinuumállapotok egyfajta szekvenciális bomlást reprezentálnak, ahol a kvázistacionárius (2,3) állapot élettartama hosszabb mint az 1 és (2,3) közötti szóródás ideje.



3.2 ábra: A 3.1 ábrán részletezett háromtest-probléma kontinuumpontjainak eloszlása a Ψ_3 hullámfüggvény esetén, 0.2 a.u. szélességű energia-intervallumokban.

Az a tény, hogy egy háromtest-rendszerben különböző kontinuumállapotok lehetnek jelen, azt jeleni, hogy a háromtest-kontinuum a háromtest-rezonanciákon túl is rendelkezik szerkezettel. A 3.2 ábra a Ψ_3 által jellemzett modell kontinuumpontjainak eloszlását mutatja 0.2 a.u. szélességű intervallumokban. Láthatjuk, hogy a háromtest-rezonanciához tartozó struktúra megjelenik 4.2 a.u. körüli energián. Ezen kívül a kontinuum koncentrációját figyelhetjük meg 1.6 a.u. és 2.0 a.u. körüli energiákon, amelyek jól egybeesnek az alrendszerek rezonanciaenergiáival. Ezek a rezonanciaszerű szerkezetek látszólagosak. Annak a következményei, hogy ha az energia nagyobb mint valamely kéttest-alrendszer rezonanciájának küszöbenergiája, akkor egy új, rezonancia+szórás-típusú aszimptotika jelenhet meg.

Osszefoglalásként elmondhatjuk, hogy a komplex skálázás módszere használható háromtest-rezonanciák lokalizálására. Háromtest-rezonanciákként azokat a rezonáns energiájú megoldásokat azonosíthatjuk, amelyek valamennyi Jacobi-koordinátarendszerben megjelennek. Rámutattunk, hogy a rezonancia+szórás-típusú aszimptotika jelenléte látszólagos struktúrák megjelenését eredményezheti a háromtest-kontinuumban. A ⁶He mag puha dipólus állapotának esete nagyon hasonló a jelen példánkhoz. A ⁶He mag egy valódi $\alpha + n + n$ háromtest-rendszer. Az $\alpha + n$ alrendszerben két alacsonyenergiájú rezonancia van jelen [25]. Annak alpján, amit a jelen példából tanulhattunk, nagyon is lehetséges, hogy a ⁶He-beli struktúra, amit egyesek a puha dipólus állapottal azonosítanak, nem más mint a háromtest-dinamika egy mellékterméke. Ezzel kapcsolatos részletes vizsgálatainkat a 4.4 alfejezetben, a komplex skálázásnak más háromtest-rendszerekre való alkalmazásait a soron következő alfejezetekben mutatjuk be.

3.3 Háromnukleon-rendszerek rezonanciáinak keresése

A nukleon-nukleon kölcsönhatás spinfüggésének egyik legszebb bizonyítéka az, hogy létezik kötött triplet deuteron, de nem létezik singlet deuteron vagy dineutron. Annak lehetőségét, hogy a dineutronhoz hozzáadva egy vagy két további neutront esetleg stabil trineutront vagy tetraneutront nyerhetünk, régóta vizsgálják. Úgy tűnik azonban, hogy a modern kísérleti és elméleti eredmények nem támasztják alá ilyen kötött állapotok létezését [42]. Az azonban lehetséges, hogy ezekben a rendszerekben rezonanciák legyenek jelen. Rezonanciák fellépte a ³H és ³He magokban is érdekes jelenség volna. Ha léteznek rezonanciák az A = 3 magokban, úgy azok esetleg fontos szerephez juthatnak a néhánytest-dinamikától a soktest-dinamika felé vezető átmenet jobb megismerésében.

A [43] összefoglaló tanulmány szerint bizonyos kísérletekben léteznek ugyan az A = 3 magokbeli rezonanciák jelenlétére utaló jelek, más kísérletek azonban nem erősítik meg ezeket az eredményeket.

A [44] cikk szerzői a ³He (π^{-},π^{+}) 3n pionos kettős töltéscserés reakcióban úgy találták, hogy a differenciális hatáskeresztmetszet jelentősen eltér attól, mint amit egy szerkezet nélküli fázistér-leírás jósolna. Úgy tűnt, hogy az eltérés jól magyarázható egy, a 3n rendszerben E = 2 MeV energiánál jelen levő, 12 MeV szélességű rezonanciaállapot létezésével. Ez a hipotetikus állapot egy T = 3/2 izospinkvartett tagja lehetne a [45] cikkben látni vélt 3p állapottal együtt. A [46] cikk szerint viszont a [44]-beli eredmények jól magyarázhatók a végállapoti kölcsönhatás figyelembevételével. Újabb kísérletek [47,48] úgy tűnik nem utalnak 3n-rezonanciák jelenlétére, noha bizonyos hatáskeresztmetszetbeli diszkrepanciák fellépnek kis szögeknél, ~ 20 MeV körüli energiáknál. Fontos tudni ugyanakkor, hogy ezek a kísérletek túlnyomórészt az $1/2^+$ állapotból egylépcsős folyamatban előállítható 3n-beli J^{π} állapotokra érzékenyek. Más parciális hullámbeli rezonancia esetleges létét nem képesek kizárni. A 3n és 3p rendszerekbeli rezonanciák létére egyértelmű elméleti jelek sem utalnak, igaz nem is nagyon történtek olyan számolások, amelyek a háromtestdinamikát precízen kezelték volna. A [49] cikkben a 3n Faddeev-kernel analitikus folytatását tanulmányozva olyan eredményre jutottak, hogy az $1/2^+$ állapotban az S-mátrix pólustrajektóriája kizárja egy 3n rezonancia létezését.

A [43] cikk szerint a ³H és ³He magokbeli rezonanciák esetleges létezésére sincs szilárd bizonyíték. A közelmúltban egy ¹H(⁶He, ⁴He)³H kísérletben ³H magbeli gerjesztett állapotra utaló jeleket találtak [50]. A kísérleti rezonanciaparaméterek alapján, $E^* = 7 \pm 0.3$ MeV gerjesztési energia és $\Gamma = 0.6 \pm 0.3$ MeV szélesség, ez az állapot a d+nküszöb fölött helyezkedne el, így nagy szerepet játszana benne a d+n szórási csatorna. Egy elméleti interpretáció szerint viszont, ez egy túlnyomóan az (nn)p csatornából származó $1/2^+$ gerjesztett állapot [51]. A d+p szórást vizsgálva az [52] cikkben arra a következtetésre jutottak, hogy a ²S_{1/2} doublet parciális hullámbeli effektív hatótávolság függvényének szingularitása van, valamivel a d + p küszöb alatti energián. Ez arra utalhatna, hogy a ³He magban létezik egy d+p küszöb alatti virtuális állapot. Ilyen állapotok létét számos, többnyire szűk modelltérre korlátozódó számítás is jósolja mind a d + n, mind pedig a d + p rendszerben [43].

Jelen munka célja az, hogy az A = 3 magokbeli rezonanciák esetleges létezését



3.3 ábra: A $3/2^-$ (a), illetve $3/2^+$ (b) háromneutron-állapot komplex skálázott Hamilton-operátorának energia-sajátértékei. A pontok az elforgatott diszkretizált kontinuum pontjai, míg a kör egy 3n rezonanciát jelöl. A forgatási szög $\theta = 0.4$ radián.

szisztematikusan vizsgálja, és így a fenti kísérleti és elméleti lehetőségek közül néhányat tisztázzon.

A 3n és 3p rendszereket az előző alfejezetben ismertetett komplex skálázás módszerével írjuk le. Kölcsönhatásként az MN erőt használjuk, amely, mint a 2.5 alfejezetben láttuk, meglehetősen jól írja le az alacsonyenergiájú p + p (és n + n) szórási állapotokat. A háromnukleon-rendszer hullámfüggvényében minden N + N parciális hullámot beveszünk l = 2-ig, az $\left[[(S_1, S_2)S_{12}, S_3]S, (l_1, l_2)L \right] J^{\pi}$ csatolási sémában. Itt $S_1 = S_2 = S_3 = 1/2$ a nukleonspinek, S_{12} a csatolt kétnukleon-spin, l_1 és l_2 a két relatív mozgás pályaimpulzusmomentuma, L a teljes pálya-impulzusmomentum, J a teljes magspin és $\pi =$ $(-1)^{l_1+l_2}$ a paritás. Néhány esetben ellenőriztük az l = 3 csatornák esetleges szerepét, és lényegtelennek találtuk őket.

A 3.3(a) ábra egy tipikus eredményt mutat be, ebben az esetben a 3n rendszer $3/2^{-1}$ állapotára. Látható, hogy a diszkretizált háromtest-vágás a komplex síkba leforogya a valós tengellyel körülbelül 2θ szöget zár be. Ha lenne rezonancia ebben az állapotban, akkor az a jobb felső sarokban helyezkedne el, a kontinuum egyeneséről leesve. A (b) ábra a 3n-beli $3/2^+$ állapotot mutatja, amely az egyetlen rezonáns csatornának bizonyult. A rezonancia helyét a kör jelzi. A $3/2^+$ állapot hullámfüggvényének domináns tagjai az $[S, (l_1 l_2)L] = [3/2, (11)1]$ és [1/2, (11)2] komponensek. A többi tagnak kicsi, de nem elhanyagolható a szerepe. Mivel a komplex skálázott Schrödinger-egyenletet közelítően oldottuk meg, a rezonancia
paraméterek némileg függhetnek a θ szögtől. A 2.3 alfejezetben mondottak alapján, a számolást számos θ esetére elvégezve, a θ paraméter optimális értékét abban a régióban találhatjuk, amelyben a rezonanciaparaméterek legkevésbé érzékenyek a θ vátozásaira. A számítási igényt csökkentendő, ezeket a számolásokat csak a fentebb említett legfontosabb komponenseket megtartva végeztük el. A 3.4 ábra a θ trajektóriát mutatja. Látható, hogy az optimális θ érték 0.3 és 0.35 radián között lehet. Ilyen értékre megismételve a teljes modellbeli számítást, E = 14 MeV és $\Gamma = 13$ MeV rezonanciaparamétereket kapunk.

A 3p rendszerbeli 3/2⁺ tükörállapotban a Coulomb-kölcsönhatásnak triviális hatása van. A rezonanciát nagyobb energia felé tolja el, és így megnöveli a szélességét is. A



3.4 ábra: A $3/2^+$ háromneutron-rezonancia θ -trajektóriája, egy kétkomponensű hullámfüggvényt használva. A θ szög értékeit (radiánban) feltüntettük.

rezonanciaparaméterek értéke $E=15~{\rm MeV}$ és $\Gamma=14~{\rm MeV}$

Megvizsgáltuk eredményeinknek az N–N erőtől való függését is. A 2.5 alfejezetbeli EH kölcsönhatást használva a $3/2^+$ állapotok újra megjelennek. A szélességük gyakorlatilag változatlan, míg az energiájuk körülbelül 3 MeV-vel kisebb energiák felé tolódik el. Realisztikus N–N és 3N erőket használva a rezonanciaparaméterek minden bizonnyal némileg tovább módosulnának, azonban a rezonanciák létéhez, úgy tűnik, nem férhet kétség.

A ³H és ³He magokbeli gerjesztett állapotok esete jóval komplikáltabb probléma, mivel egyrészt jelen van egy kötött kéttest-alrendszer, másrészt virtuális állapotok is megjelenhetnek. Mivel vizsgálatainkban ezen állapotok fontos szerepet játszanak, ezért összefoglaljuk főbb tulajdonságaikat.

Mint a 2.3 alfejezetben említettük, a virtuális állapotok az S-mátrix $k = -i\gamma$ ($\gamma > 0$) pólusaihoz tartozó, negatív energiájú, de exponenciálisan növekvő hullámfüggvényű megoldások. Valamely, virtuális állapoton keresztül menő folyamat hatáskeresztmetszete $\sigma(E) \sim 1/(E + |E_V|)$ (E > 0) alakú. Tehát szinguláris a nem fizikai, negatív $E = -|E_V|$ energiánál, és csökkenő pozitív energiák felé haladva növekszik. Ez a fajta viselkedés a mérésekben különös effektushoz vezethet. Ha mérést végzünk egy rendszeren, amelyben a zérus energia közelében jelen van egy virtuális állapot, és a mért folyamat kölcsönhatásmentes hatáskeresztmetszete (fázistérfogata) csökkenő energiáknál nullára esik, akkor eredményül alacsonyenergiájú csúccsal rendelkező hatáskeresztmetszetet kaphatunk. Ez esetleg egy alacsonyenergiájú rezonanciaként értelmezhető. A csúcs azonban nem illeszthető jól Breit–Wigner-rezonanciaalakkal, ami azt jelenti, hogy a kinyert "rezonanciaparaméterek" erősen függhetnek az illesztés részleteitől. Véleményünk szerint a ¹⁰Li atommag jó példa egy ilyen estre. A ¹⁰Li alapállapotának természetére vonatkozó, egymásnak ellentmondó kísérleti eredményeknek [53] szerintünk az az oka, hogy a ⁹Li+n rendszerben jelen van egy virtuális állapot [54]. Ezen állapot energiája negatív, például az [54]-beli



3.5 ábra: Az N + N rendszer ${}^{1}S_{0}$ állapotához tartozó S-mátrix pólusainak trajektóriája. A négyzet az n + n és n + p pólusokhoz tartozik, míg a kör a p + p rendszerbeli konjugált póluspárt jelöli. A pontok olyan számolásokból jönnek, amelyekben egy $c \cdot V_{\text{Coul}}^{pp}$ tagot adtunk az n + n kölcsönhatáshoz (0 < c < 1).

P2 kölcsönhatás esetén $E_V \approx -0.03$ MeV. Ha viszont a kísérletek egy alacsonyenergiájú rezonanciát tételeznek fel ebben a rendszerben, és megpróbálják a különféle mért folyamatok hatáskeresztmetszeteit Breit–Wigner-alakokkal illeszteni, akkor nagyon különböző eredményekre juthatnak.

Hangsúlyozni szeretnénk, hogy tisztán képzetes hullámszámhoz tartozó virtuális állapotok csak kéttest-aszimptotikával rendelkező semleges rendszerekben lehetségesek, és csak az S-hullámban. A kölcsönhatást vonzóbbá téve, a virtuális állapot pólusát a negatív képzetes k tengelyről a pozitív képzetes tengelyre vihetjük, ezátal létrehozva egy kötött állapotot [55]. Ha azonban egy Coulomb-, centrifugális-, vagy háromtest-gát van jelen, akkor a virtuális pólus elszakad a képzetes k tengelytől, a komplex k síkba lép, és kvázirezonanciává válik. Ezt a folyamatot illusztrálandó, a 3.5 ábra az N + N rendszer ${}^{1}S_{0}$ állapotához tartozó pólustrajektóriát mutatja be. Az n + n rendszertől indulva a p + p Coulomb-kölcsönhatást fokozatosan bekapcsoljuk, míg végül a p + p állapothoz jutunk. Látható, hogy a Coulomb-kölcsönhatás jelenléte a virtuális pólust a komplex síkba tolja (és egy konjugált pólust hoz létre). Az EH kölcsönhatás esetén az n + n és p + ppólusok $E_{nn} = -0.134$ MeV illetve $E_{pp} = (-0.101 \pm i0.515)$ MeV energiáknál jelentkeznek. Ezek az értékek elég jó összhangban vannak a kísérleti adatokból kinyerhetőekkel $(E_{nn} = -0.123 \text{ MeV} \text{ illetve } E_{pp} = (-0.140 \pm i0.467) \text{ MeV} [56]).$ Kölcsönhatásunk töltésfüggetlen, így ugyanazt a póluspozíciót adja az n + n és n + p esetekre. Ez ellentétben áll a fenomenologikus eredményekkel, ahol $E_{np} = -0.066$ MeV [56].

Megjegyezzük, hogy noha töltött rendszerekben nem léphetnek fel tisztán virtuális pólusok, egy, a negatív képzetes k tengelyhez közel fekvő kvázirezonancia-párnak lehet jelentős mérhető hatása, mint a p + p esetén. Ennek az az oka, hogy a közönséges rezonanciákkal ellentétben, a kvázirezonancia mindkét pólusa nagyjából azonos távolságra

Konfiguráció	S_{12}	S	l_1	l_2	L
N(pn)	1	1/2	0	0	0
N(pn)	1	3/2	2	0	2
N(pn)	1	3/2	0	2	2
N(pn)	1	1/2	2	2	0
N(pn)	1	1/2	2	2	1
N(pn)	1	3/2	2	2	1
N(pn)	1	3/2	2	2	2
N(pn)	0	1/2	0	0	0
p(nn) vagy $n(pp)$	0	1/2	0	0	0

3.1 táblázat: A kilenccsatornás számolásokban használt ³H illetve ³He csatornakonfigurációk az $\left[[(S_1, S_2)S_{12}, S_3]S, (l_1, l_2)L \right] J^{\pi}$ csatolási sémában.

van a fizikai energiáktól. Közönséges rezonanciáknál az $\varepsilon = E_r - i\Gamma/2$ $(E_r, \Gamma > 0)$ fő pólus a fizikai energiákról nagyon könnyen elérhető, egyszerűen áthaladva a pozitív valós energiatengelyen és a negyedik energianegyedbe érkezve. A konjugált pólus azonban csak hosszú úton érhető el, keresztezve a pozitív valós energiatengelyt, megkerülve az origót és úgy érve el az $\varepsilon = E_r + i\Gamma/2$ $(E_r, \Gamma > 0)$ komplex energiát.

A virtuális állapotokról mondottakat összefoglalva, érdemes hangsúlyozni azt a sokszor elfeledett tényt, hogy ezen állapotok energiája negatív. Továbbá, noha töltött esetben nem létezhetnek tisztán virtuális állapotok, egy kvázirezonancia-párnak jelentős hatása lehet bizonyos mérhető mennyiségekre.

A ³H és ³He rendszerekre vonatkozó Schrödinger-egyenleteket a 2.5 alfejezetbeli EH erőt használva oldjuk meg. Csak 1/2⁺ állapotokat vizsgálunk. Első lépésként, a 2.1 alfejezetben ismertetett WFE-módszer egy általánosítását, az úgynevezett Gauss-bázisú csatolt átrendeződési csatornák módszerét [57] használva, megoldottuk a ³H és ³He kötött állapoti problémáját. Az $\left[[(S_1, S_2)S_{12}, S_3]S, (l_1, l_2)L \right] J^{\pi}$ csatolási sémában, $l_1, l_2 \leq 2$ esetén jelen levő mind a 23 csatornát figyelembe véve, az $E_{^{3}\text{H}} = -7.65$ MeV illetve $E_{^{3}\text{He}} = -6.99$ MeV kötési energiákat nyerjük. Ezek az $E_{^{3}\text{H}}^{^{\text{Exp}}} = -8.482$ MeV és $E_{^{3}\text{He}}^{^{\text{Exp}}} = -7.718$ MeV kísérleti étékekhez képest energiahiányt mutatnak. A tritonra vonatkozó kötési energiánk közel van azokhoz az eredményekhez, amelyeket a legmodernebb N–N kölcsönhatásokkal nyertek [58]. Így az energiahiány nagy részét valószínűleg a háromtest-erőknek a modellünkbeli hiánya okozza.

Az 3.1 táblázatbeli kilenc legfontosabb csatornát figyelembe véve, a kötési energiák kevesebb mint 0.05 MeV-vel változnak. A továbbiakban éppen ezért csak ezeket a csatornákat tartjuk meg. Azon célból, hogy a d + N-típusú hullámfüggvény-komponensekben aszimptotikusan egy csatolt ${}^{3}S_{1} - {}^{3}D_{1}$ deuteron legyen jelen, a szórási számolásokban az $\left[\left[(S_{1}, S_{2})S_{12}, l_{1}]I_{1}, S_{3}\right]I, l_{2}\right]J^{\pi}$ csatolási sémát használjuk. Itt I_{1} a kétnukleon-alrendszer teljes (pálya plusz belső) spinje, és I az I_{1} és S_{3} csatolásából jön. A 3.2 táblázat mutatja modellterünket ebben a csatolásban. Tehát hét csatornánk van: két csatorna, amely egy ${}^{3}S_{1} - {}^{3}D_{1}$ deuteront és egy nukleont tartalmaz $l_{2} = 0$ illeve $l_{2} = 2$ relatív impulzusmomentummal (1–2. és 3–4. sorok a 3.2 táblázatban), három csatorna, amely az n + p

Konfiguráció	S_{12}	l_1	I_1	Ι	l_2
N(pn)	1	0	1	1/2	0
N(pn)	1	2	1	1/2	0
N(pn)	1	0	1	3/2	2
N(pn)	1	2	1	3/2	2
N(pn)	1	2	2	3/2	2
N(pn)	1	2	2	5/2	2
N(pn)	1	2	3	5/2	2
N(pn)	0	0	0	1/2	0
p(nn) vagy $n(pp)$	0	0	0	1/2	0

3.2 táblázat: A kilenccsatornás számolásokban használt ³H illetve ³He csatornakonfigurációk az $\left[\left[(S_1, S_2)S_{12}, l_1]I_1, S_3\right]I, l_2\right]J^{\pi}$ csatolási sémában.

alrendszeren belül ${}^{3}D$ állapotokat tartalmaz (5., 6., és 7. sorok a 3.2 táblázatban) és két csatorna ${}^{1}S_{0}$ állapotokkal az n+p illetve n+n (a 3 He esetén p+p) kéttest-alrendszerekben (8. és 9. sor). A többcsatornás szórási problémát a Kohn-Hulthén módszerrel oldottuk meg. Valamennyi számolásunkban a háromtest-felhasadási küszöb alatt maradtunk. Ez azt jelenti, hogy a 3.2 táblázatbeli 5–9. csatornákban kötött állapoti aszimptotika van jelen [2]. Ezekben a csatornákban ugyanazon Gauss-bázist használhatjuk mint a kötött állapot esetén.

A Kohn-Hulthén módszerből jövő szórási mátrixokat a 2.3 alfejezetben leírt módon analitikusan folytattuk a komplex Riemann-energiafelületre, és lokalizáltuk szingularitásaikat. Első lépésként, teszt célzattal, megkerestük a kötött állapoti pólusokat, és ugyanazon energiáknál találtuk őket, mint a kötött állapoti számolásokban. Ezeken túlmenően a ³H magban egy virtuális állapotot találtunk a d+n küszöbhöz viszonyítva $E_V^{^{3}H} = -1.66$ MeV energián. Megjegyezzük, hogy mivel a modellünkbeli triton alul van kötve, valószínűleg ez a helyzet a virtuális állapot esetén is. Egy virtuális állapotra az alulkötés azt eredményezi, hogy $|E_V|$ nagyobb lesz [55]. Ez azt jelenti, hogy ha az N–N kölcsönhatás korrektül adná a triton kötési energiáját, úgy a virtuális állapot valószínűleg közelebb volna a zérus energiához. A ³He magban egy konjugált póluspárt találtunk $E_V^{^{3}\text{He}} = (-0.42 \pm i0.52)$ MeV energiánál, a d + p küszöbhöz viszonyítva. A modellünkbeli nem elégséges vonzás miatt ez az állapot valószínűleg a kelleténél kissé távolabb van a képzetes energiatengelytől.

Az úgynevezett kiterjesztett R-mátrix-modellt [59] használva, a ³H és ³He magok virtuális állapotainak paraméterei kinyerhetők a kisérleti adatokból. Ez a modell a kísérleti adatok jól ismert R-mátrix-illesztéséből indul ki, majd az R-mátrixot komplex energiákra folytatja az itt bemutatott módszerekhez nagyon hasonló módon. Jelenleg folyamatban van az A = 3 magokra meglévő bőséges kísérleti adatoknak egy ilyen modellben való egységes leírása [60]. Az előzetes adatok ${}^{2}S_{1/2}$ virtuális állapotok jelenlétét mutatják a ³H és ³He magokban, $E_{V}^{^{3}H} = -1.07$ MeV illetve $E_{V}^{^{3}He} = (-0.72 \pm i0.23)$ MeV energiáknál. A háromtest-számolásaink eredményei összhangban vannak ezekkel az értékekkel, ha figyelembe vesszük a kötési energiabeli hiány hatásairól fentebb mondottakat.

A [61] cikkben a $^2S_{1/2}$ csatornabeli $k {\rm cot} \delta$ függvény negatív energiájú pólusait lokali-

zálták $E \approx -160$ keV energiánál a d + n, illetve $E \approx -25$ keV energiánál a d + p szórás esetén, az S-hullámú MT I-III kölcsönhatást [62] használva. Hasonló pólust találtak a d + p fázisanalízisben a [63] munkában. Meg lehet mutatni, hogy ezek, a d + N effektív hatótávolságos sorfejtéses közelítésében valós energiákon megjelenő pólusok egyételműen az általunk megtalált virtuális állapotok következményei [60]. Ennek részletes diszkussziója azonban túlmutat a jelen dolgozaton.

Osszefoglalásul elmondhatjuk, hogy első ízben hajtottuk végre az A = 3 atommagok rezonanciáinak szisztematikus keresésére irányuló programot. A legmodernebb realisztikus kölcsönhatásokat használva számszerű eredményeink valószínűleg módosulnának némileg, azonban a megtalált rezonanciák illetve virtuális állapotok létéhez úgy tűnik nem fér kétség. Eredményeink összehasonlítási alapként szolgálhatnak későbbi számolások részére.

3.4 Három-alfa struktúrák a ¹²C magban

A világegyetembeli szén, a földi élet kémiájának alapeleme, vörös óriáscsillagokban termelődik, a hidrogénfúzió végtermékeként előálló héliumból. Mivel A = 5 és A = 8tömegszámú stabil izotópok nem léteznek, így a szén csillagokbeli szintéziséhez ezen stabilitási hézagok áthidalása szükséges. A [64] cikkben felvetették, hogy a ⁸Be mag alapállapotának élettartama elegendően hosszú ahhoz, hogy az $\alpha + \alpha \rightleftharpoons {}^{8}Be$ reakcióban makroszkopikus mennyiségű egyensúlyi $^8\mathrm{Be}$ termelődjön a vörös óriásokban. Ezt követően egy további alfa-részecskének a ⁸Be magon történő befogásával stabil ¹²C jöhet létre. Ennek az úgynevezett 3α folyamatnak azonban rendkívül alacsony a hozama a kis ⁸Be sűrűség miatt. A [65] munka szerint ahhoz, hogy az univerzumbeli szén mennyiségét megmagyarázhassuk, ennek a reakciónak nagyságrendekkel hatékonyabbnak kellene lennie. Ez lehetséges is, ha a ${}^{8}\text{Be}(\alpha, \gamma){}^{12}\text{C}$ reakciót egy hipotetikus, alacsonyenergiájú rezonancia felerősíti. A [65] cikk szerint a ¹²C magban lennie kell egy $J^{\pi} = 0^+$ állapotnak $E_{\rm r} \approx 0.4$ MeV energiánál (E_r a továbbiakban a három-alfa küszöbhöz viszonyított rezonanciaenergiát jelöli a tömegközépponti rendszerben, Γ pedig a teljes szélességet). Későbbi kísérletek valóban találtak egy ¹²C-beli 0⁺ rezonanciára utaló jeleket az adott régióban. Jelenleg elfogadott paraméterei alapján ez a 12 C mag második gerjesztett állapota, és egyben második 0⁺ állapota (0⁺₂) $E_{\rm r} = 0.3796$ MeV energiával és $\Gamma = 8.5 \times 10^{-6}$ MeV szélességgel [25], jó egyezésben a régi jóslatokkal.

Jelen munka célja az, hogy felderítse a ¹²C mag ezen 0_2^+ állapotának természetét. A három-alfa küszöbhöz való közelség, valamint az alfa-részecske nagy kötési energiája miatt valószínű, hogy az állapot hullámfüggvényében a 3α klaszterizáció domináns szerepet játszik. A ¹²C mag alacsonyan fekvő állapotait, köztük a 0_2^+ állapotot, számos makroszkopikus (szerkezet nélküli alfa-részecskéket feltételező) [66] és mikroszkopikus [67] modellben vizsgálták. Ezek a modellek az alacsonyenergiájú állapotok számos tulajdonságát reprodukálták, azonban a ¹²C hullámfüggvényét valamennyien három test kötött állapotaként vagy kéttest- (⁸Be + α -) szórási állapotként kezelik. Így egyikük sem a fizikailag korrekt háromtest-határfeltételt írja elő. Létezik ugyan egy háromtestszórási modell [4], ennek eredményei azonban más magokkal (például ⁶He) kapcsolatos vizsgálatok fényében erősen megkérdőjelezhetők; lásd a 4.4 alfejezetbeli diszkussziót. Azok
	$\beta ~({\rm fm}^{-2})$	u vagy m	E_{α} (MeV)	r_{α} (fm)
MN	0.6060	0.93344	-24.687	1.36
V1	0.5291	0.57286	-27.085	1.46
V2	0.5284	0.60126	-27.957	1.46
Kísérlet			-28.269	1.48

3.3 táblázat: Az alfa-részecske belső állapotának harmonikus oszcillátoros méretparamétere (β), az N–N kölcsönhatás kicserélődési paramétere (u illetve m), valamint az alfa-részecske energiája (E_{α}) és sugara (r_{α}).

a modellek, amelyek ⁸Be + α aszimptotikát használnak, kötött ⁸Be állapotot feltételezve [67], látszólag elfogadhatók, hiszen a ⁸Be alapállapotának kis szélessége kötött állapothoz nagyon hasonlóvá teszi ezen mag hullámfüggvényét. Azonban azt mindenképpen látni kell, hogy ezekben a modellekben a háromtest-küszöb fölött jósolt állapotok mind kéttestrezonanciaként jelennek meg. Tehát jelenleg nincs egyértelmű bizonyíték arra, hogy ezek az állapotok a ¹²C mag valódi belső állapotai lennének. Felmerült például olyan elképzelés, hogy a 0⁺₂ állapot nem egy háromtest-rezonancia, hanem a ¹²C \rightarrow ⁸Be + $\alpha \rightarrow \alpha + \alpha + \alpha$ szekvenciális bomlásból eredő csúcs (vö. a 3.2 alfejezetben mondottakkal) [B3]. Ezt az elképzelést azonban vitatták, mondván, hogy számos más irányú kísérleti eredmény szerint is ez az állapot a ¹²C magnak egy valódi belső állapota [68]. Jelen munkában első ízben nyílik arra mód, hogy a 0⁺₂ állapotnak (ha létezik) és valamennyi alacsonyenergiájú ¹²C állapotnak a háromtest-dinamikáját korrektül kezeljük.

Azon célból, hogy következtetéseink esetleges modellfüggőségét kiküszöböljük, három különböző N–N kölcsönhatást használunk, nevezetesen az MN erőt és a tőle meglehetősen különböző Volkov 1 és 2 (V1 illetve V2) erőket. Mindhárom kölcsönhatás tartalmaz egy-egy kicserélődési paramétert (u illetve m), amelyeket úgy választunk meg, hogy a ⁸Be alapállapoti rezonanciájának helyét reprodukálja. Az alfa-részecskék belső állapotának harmonikus oszcillátoros méretparaméterét úgy állítjuk be, hogy minimalizálja az alfa energiáját, azaz variációsan stabillá tegye azt. Az ily módon meghatározott méretparaméterek, a kicserélődési paraméterek és az alfa-részecske energiája és sugara a 3.3 táblázatban látható a különféle erőkre.

A ⁸Be alacsonyan fekvő rezonanciáinak az MN, V1, illetve V2 erőkhöz tartozó paraméterei a 3.4 táblázatban találhatók. A ⁸Be mag leírására kétalfa-klaszteres hullámfüggvényt használtunk,

$$\Psi^{^{8}\mathrm{Be}} = \mathcal{A} \Big\{ \Phi^{\alpha} \Phi^{\alpha} \chi_{L}^{\alpha \alpha}(\boldsymbol{\rho}) \Big\}.$$
(3.9)

	Ν	ΛN		V1		V2	Kísé	rlet $[25]$
	Ε	Γ	Ε	Γ	Ε	Γ	Е	Г
0^{+}	0.092	6.15E–6	0.092	2.36E-6	0.092	5.17E–6	0.09189	(6.8 ± 1.7) E-6
2^{+}	3.03	1.39	2.34	1.48	2.26	1.42	$3.04 {\pm} 0.03$	$1.50 {\pm} 0.02$
4^{+}	13.10	4.11	9.96	5.89	9.55	5.93	$11.4 {\pm} 0.03$	~ 3.5

3.4 táblázat: A ⁸Be magbeli rezonanciák energiái (a két-alfa küszöbhöz viszonyítva) és szélességei MeV-ben.



3.6 ábra: Az MN kölcsönhatással számolt $\alpha + \alpha$ szórási fázisok a tömegközépponti rendszerben. A kísérleti adatok a [69] cikkből valók.

Az MN kölcsönhatással számolt $\alpha + \alpha$ szórási fázisokat a 3.6 ábrán mutatjuk be a kísérleti adatokkal egyetemben. Látható, hogy modellünk a kísérleti adatokat jól reprodukálja. A szórási mátrixokat analitikusan folytatva a komplex energiasíkra, szingularitásaik lokalizálhatók. Az így nyert rezonanciaparaméterek szerepelnek a 3.3 táblázatban.

A ¹²C magot

$$\Psi^{^{12}C} = \sum_{l_1, l_2} \mathcal{A} \Big\{ \Phi^{\alpha} \Phi^{\alpha} \Phi^{\alpha} \chi^{\alpha(\alpha\alpha)}_{[l_1 l_2]L}(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2) \Big\}$$
(3.10)

alakú három-alfa hullámfüggvénnyel írjuk le. Mivel, mint láttuk, a kölcsönhatások a ⁸Be mag alapállapotát korrektül rezonanciaállapotnak adják, így modellünk a ¹²C háromtestjellegét helyesen kezeli. Valamennyi általunk talált rezonancia tehát valódi háromtestállapot, és a modellbeli ¹²C igazi belső állapota. Számításokat az alacsonyan fekvő, természetes paritású állapotokra végeztünk. A (3.10) hullámfüggvénybe a 0⁺ és 2⁺ állapotok esetén az $l_1 = 0$ konfigurációkat vesszük be, az 1⁻ és 3⁻ állapotok esetén pedig az $l_1 = 0$ és $l_1 = 2$ konfigurációkat. Tesztszámításaink szerint további konfigurációk bevétele gyakorlatilag nem vátoztatna eredményeinken. Például a 0⁺₁ alapállapot esetén az $[l_1, l_2]L = [2, 2]0$ állapot bevételével kevesebb mint 1%-ot nyerhetünk a háromtest-kötésienergiában, ami a teljes ¹²C kötési energiában 0.1%-ot jelent. Ez éles ellentétben van a makroszkopikus modellek eredményeivel [66]. Úgy véljük, hogy a nukleonok közötti antiszimmetrizáció okozza a [0, 0]0 állapot dominanciáját. Ez az effektus természetesen hiányzik a [66] modellekből.

Az általunk talált háromtest-rezonanciák paramétereit a 3.5 táblázat tartalmazza, a kísérleti adatokkal összehasonlítva. Az alapállapotot az MN erő erősen túlköti, a V1 nagyjából jól reprodukálja, míg a V2 alulköti. A V1 és V2 erők nagyjából azonos abszolút energiát jósolnak az alapállapotra, így a relatív energiák közti eltérés a V1 és V2 által szolgáltatott eltérő alfa-energiákból jön. Nem ez a helyzet viszont az MN és

	MN	I	V	1	Vź	2	Kísérle	et [25]
	Ε	Γ	Ε	Γ	Ε	Γ	Ε	Γ
0^{+}	-10.43		-7.56		-5.27		-7.2746	
	0.64	0.01	0.71	0.03	0.83	0.08	$0.3796{\pm}0.0002$	(8.5 ± 1.0) E-6
	5.43	0.92	4.75	0.75	4.68	0.89	$3.0{\pm}0.3$	$3.0 {\pm} 0.7$
2^{+}	-7.63		-5.13		-2.47		-2.8357 ± 0.0003	
	6.39	1.10	5.55	1.11	5.49	1.54	$3.89 {\pm} 0.05$	$0.43 {\pm} 0.08$
3-	1.16	0.02	1.35	0.01	1.85	0.01	$2.366{\pm}0.005$	$0.034{\pm}0.005$
1^{-}	3.71	0.36	3.72	0.47	3.82	0.72	$3.569 {\pm} 0.016$	$0.315 {\pm} 0.025$

3.5 táblázat: A ¹²C magbeli alacsonyan fekvő, természetes paritású három-alfa rezonanciák energiái (a három-alfa küszöbhöz viszonyítva) és szélességei MeV-ben. A negatív energiájú állapotok kötött állapotokat jelölnek.

a Volkov erők alapállapoti energiái közötti eltéréssel. Ez utóbbi eltérés oka valószínűleg az erők eltérő kicserélődési szerkezetében rejlik. A Volkov erők egyszerűbb kicserélődési szerkezete kevesebb rugalmasságot enged meg. Például a singlet n + p állapot energiája a Volkov erőket használva, hibásan, ugyanannyinak adódik, mint a triplet deuteroné, tehát az állapot a kísérleti tényekkel ellentétben kötött.

Úgy véljük, hogy három-alfa modelleket használva a ¹²C alapállapotát túlkötöttnek kell várnunk, mégpedig azért, mert a ⁸Be mag nem tökéletes 2 α klaszterizáció. Mint az 5.3 alfejezetben látni fogjuk, a ⁷Li + p és ⁷Be + n csatornák figyelembevétele jelentősen növeli a ⁸Be "kötési energiáját" egy tiszta $\alpha + \alpha$ klasztermodell jóslatához képest. Ha bevennénk ezeket a komponenseket a jelenlegi ⁸Be modellünkbe, akkor az N–N kölcsönhatást gyengébbé kellene tennünk a ⁸Be alapállapot energiájának reprodukálása érdekében (illetve a makroszkopikus modellekben az $\alpha - \alpha$ kölcsönhatást kellene gyengítenünk). Ezáltal a ¹²C-beli alapállapot közelebb kerülne a kísérleti értékhez (az MN erőt használva), még akkor is ha a ¹²C hullámfüggvénye szintén tartalmazna további, magasabban fekvő csatornákat. Megjegyezzük, hogy valamennyi makroszkopikus modell alulköti a ¹²C alapállapotát a [70] modell kivételével, ahol egy "mikroszkopikus" $\alpha - \alpha$ potenciált használtak, ami az alfa-részecske belső állapotának hatását valamelyest közvetve figyelembe tudja venni. A mi MN eredményünkkel összhangban a [70] cikk is túlkötöttnek találja a ¹²C-beli alapállapot.

Mint a 3.5 táblázatból látható, modellünk valamennyi kísérletileg ismert alacsonyenergiájú, természetes paritású állapotot képes reprodukálni. Ez azt jelenti, hogy valamennyi állapot igazi háromtest-rezonancia, és a ¹²C mag belső állapota. Sok esetben a számolt rezonanciaparaméterek jelentősen eltérnek a kísérleti értékektől, ami modellünk korlátait mutatja. Ahhoz, hogy közelebb kerüljünk a kísérletekhez, az itt bemutatott modell jelentős továbbfejlesztése volna szükséges, például nem zérus spinű csatornák bevételével, stb.

Legfontosabb eredményünk az, hogy első ízben sikerült a ${}^{12}C \mod 0_2^+$ állapotát háromtest-rezonanciaként reprodukálnunk. A 3.7 ábra az MN kölcsönhatáshoz tartozó komplex skálázott 0⁺ spektrum alacsonyenergiás részét mutatja. Mint látható, a kontinuum pontjai egy sávot alkotnak, nem pedig egy vonalat. Ennek numerikus okai vannak. Noha



3.7 ábra: A ¹²C mag 0⁺ spin-paritású három-alfa állapotához tartozó komplex skálázott Hamilton-operátor alacsonyenergiájú sajátértékei. A pontok az elforgatott diszkretizált kontinuum pontjai, míg a körök három-alfa rezonanciákat jelölnek. A forgatási szög 0.1 radián.

valamennyi mátrixelemet analitikus kifejezésekből számoltuk, a numerikus megvalósítás során némi pontosságbeli csökkenés elkerülhetetlen volt. A rezonanciák azonosítása azonban minden esetben egyértelmű. A rezonanciaparaméterek, józan határokon belül, közelítőleg függetlennek bizonyultak a θ szögtől.

A 0_2^+ állapotot, az alapállapottól eltérően, mindhárom kölcsönhatás közel azonos energiánál adja, a kísérleti érték közelében. Ez nem meglepő, mivel a 0_2^+ állapot a 3α -küszöbhöz való közelség miatt valószínűleg sokkal tisztább 3α -állapot mint a 0_1^+ . Érdemes megjegyezni, hogy a 0_2^+ állapot, noha egy háromtest-rezonancia, nem korrelálatlan három-alfa végállapotba bomlik el. A kísérletek szerint a bomlás túlnyomórészt a ⁸Be + $\alpha \rightarrow \alpha + \alpha + \alpha$ szekvenciális folyamaton keresztül történik [71]. A három-alfa bomlásnak a 0_2^+ állapot alfa-bomlási szélességéhez való járuléka 4% alatt van. A ⁸Be + α bomlásnak a 3α bomlással szembeni dominanciáját a végállapoti fázisterek közti nagy különbség okozza.

Összefoglalásul elmondhatjuk, hogy a ¹²C mag valamennyi ismert, alacsonyenergiájú, természetes paritású állapotát sikerült megtalálnunk egy olyan modellben, amely a rezonáns háromtest-dinamikát elvileg korrektül kezeli. Első ízben adtuk szilárd bizonyítékát annak, hogy a nagy asztrofizikai jelentőséggel bíró 0^+_2 állapot a ¹²C magnak egy valódi rezonanciaállapota. Ezen állapot paraméterei és az N–N kölcsönhatás tulajdonságai közötti kapcsolat felderítése az antropikus elv [72] vizsgálatának egyik fontos terepe. Ilyen irányú vizsgálataink jelenleg folyamatban vannak [B11]. Érdemes megjegyezni, hogy a ¹²C magbeli 0^+_2 állapotnak a megfelelő energiatartománybeli létezése, valamint a ⁸Be alapállapotának hosszú élettartama csak két láncszem egy olyan, szerencsés magfizikai koincidenciák alkotta elképesztő láncolatban, amelynek a világegyetembeli szén és oxigén létét, s ezáltal a földi életet köszönhetjük [73].

3.5 A ⁴He mag 0^+_2 gerjesztett állapotának természete

A ⁴He a legkönnyebb olyan atommag, amelynek jól ismert és kiterjedt gerjesztési spektruma van. Ezáltal ez a mag a magfizikai többtest-modellek egyik kiváló gyakorlóterepe. A ⁴He állapotai közül a 0^+_2 első gerjesztett állapot az, amely a legnagyobb próbatétel elé állítja a modelleket. Ily módon vizsgálata nagy fontossággal bír. Számos, realisztikus N–N kölcsönhatásokat használó, numerikusan egzakt négytest-számolás történt a 0⁺ alapállapotra variációs [74] és Green-függvényes [75] Monte Carlo technikával, a Yakubovsky-egyenlet megoldásával [76], és a korrelált hiperszférikus sorfejtési módszerrel [77]. Néhány gerjesztett állapotot is vizsgáltak a variációs Monte Carlo módszerrel [78]. Ez utóbbi számolások azonban a Coulomb-kölcsönhatást figyelmen kívül hagyva történtek, ami az elméleti és Coulomb-korrigált kísérleti 0^+_2 első gerjesztett állapotot részecskestabillá tette. Ily módon ezen állapot rezonáns természete nem volt vizsgálható.

A héjmodell egy más típusú, elvben egzakt, megközelítést kínál a magspektrumok leírására. Korai héjmodellszámítások, amelyek $(0 + 1)\hbar\omega$ gerjesztésekre korlátozódtak, nem voltak képesek a ⁴He alap- és gerjesztett állapotainak kielégítő leírására [79]. Nyilvánvalóvá vált, hogy a magasabb $\hbar\omega$ gerjesztések fontos szerepet játszanak, különösen a gerjesztett állapotok esetén [80]. A héjmodell-számolásokban jelentős előrelépést jelentett egy $10\hbar\omega$ gerjesztésekig elmenő állapotteret és számos realisztikus N–N erőt használó modell megjelenése [81]. A szerzők alaposan megvizsgálták azt a kérdést, hogy vajon az alapállapot (0_1^+) és első gerjesztett állapot (0_2^+) leírható-e egyidejűleg, konzisztens módon. Kiderült, hogy az a harmonikus oszcillátoros méretparaméter, amely optimális az alapállapot leírására, a 0⁺ állapot energiáját vagy számos MeV-vel túl nagynak vagy túl alacsonynak adja az N–N kölcsönhatástól függően. A hagyományos rezonanciadefiníció szerint (amely a kísérleti hatáskeresztmetszetbeli csúcsok analízisén alapszik) a 0^+_2 állapot $E_r = 395$ keV energiánál (ebben az alfejezetben valamennyi energia tömegközépponti rendszerben, a ${}^{3}\text{H} + p$ küszöbhöz viszonyítva értendő), a ${}^{3}\text{H} + p$ és ${}^{3}\text{He} + n$ küszöbök között fekszik [82]. Ez valószínűvé teszi azt, hogy finom néhánytest-dinamikai effektusok fontos szerepet játszanak leírásában. A ⁴He-beli 0^+_2 állapotot általában az alapállapot egyrészecske-egylyuk-típusú, "lélegző" gerjesztésének tekintik. A [81] cikkben úgy találták, hogy a 0^+_2 állapot sugara lényegesen nagyobb mint a 0^+_1 alapállapoté, míg a D-állapoti valószínűségek nagyon hasonlóak. Ezt az eredményt úgy értelmezték, mint ami megerősíti a lélegző módussal kapcsolatos elképzeléseket.

Újabban több számolás látott napvilágot, amelyek a ⁴He magot, és számos más könnyű magot a törzs nélküli héjmodell keretein belül írják le, realisztikus erőket használva [83]. A modell elég jól leírta a ⁴He kísérleti spektrumát, a 0^+_2 állapotot kivéve. Ez az állapot nem az első gerjesztett állapot volt a modellben, és gerjesztési energiája több mint 10 MeV-vel múlta felül a kísérleti értéket egy $4\hbar\omega$ héjmodell-teret használva. Nagyobb tereket használva a 0^+_2 állapot fokozatosan alacsonyabb energiák felé mozdult el, és egy $8\hbar\omega$ számolásban második gerjesztett állapotként, mintegy 1.5 MeV energiával volt a kísérleti érték fölött [24,84]. A 3 + 1 küszöbökhöz viszonyított pozícióját nem lehetett meghatározni, mivel egy modellbeli paraméter fellépte (amely különböző magokra különböző értékeket vett fel) a különböző magok energiáinak összehasonlítását meglehetősen kérdésessé tette. A közelmúltban a modellt megszabadították ettől a nemkívánatos paraméterfüggéstől, ami lehetővé tette, hogy a gerjesztett állapotok energiáit a csatornaküszöbök energiához viszonyítsák [85]. A 0^+_2 állapot ismét a második gerjesztett állapotnak bizonyult, a ³He + n küszöb fölött elhelyezkedve. Úgy tűnik, hogy a héjmodellbeli leírás még jelentős további fejlesztéseket igényel.

Hangsúlyozni szeretnénk, hogy, amint azt a 3.1 alfejezetben említettük, a héjmodellszámolások hibás határfeltételt használnak a szórási állapotok leírására. Ez azt jelenti, hogy a héjmodell-tér növelésével egy nem kötött állapot energiája nem a rezonanciaenergiához konvergál, hanem a legalacsonyabb kéttest-küszöbhöz [B5], azaz jelen esetben a ³H + p küszöbhöz. Ilyen esetben a héjmodell-hullámfüggvény egy olyan szituációt ír le, ahol három nukleon közel marad egymáshoz, egy triton klasztert alkotva, míg a negyedik nukleon (proton) a távolban van. A héjmodell hullámfüggvénye olyan szórási állapotot imitál, amelynek nódusa van az utolsó héjmodell-függvény hatótávolságánál. Ott, ahol a kéttest-csatornában a fázistolás meredeken emelkedik egy rövid energiaintervallumon belül, ami a rezonancia jelenlétének egyik jele, a héjmodellbeli energia meglehetősen stabil a bázisméret változásaival szemben. További bázisnövelés hatására azonban az energia elhagyja a stabilitási tartományt, és tovább csökken míg a kéttest-küszöböt el nem éri.

Amint azt láttuk, a héjmodellben a 0_2^+ állapot energiájának pontos reprodukálása, a ³H + p és ³He + n küszöbök között, meglehetősen nehéz feladat. A kéttest-küszöbök közelsége miatt a legfontosabb szabadsági fokok nyilvánvalóan a ³H + p és ³He + n relatív mozgások. Ezen klaszterizációk tehát nagy súllyal szerepelnek a hullámfüggvényben. Ismeretes, hogy az olyan hullámfüggvények, amelyek explicite tartalmaznak kéttest- (vagy többtest-) klasztrizációt, nagyon magas $\hbar\omega$ héjmodellbeli gerjesztésekhez tartoznak [86]. Mivel a héjmodell minden szabadsági fokot egyenrangúan kezel, így nyilván óriási méretű bázisokra van szüksége az ilyen állapotok leírásához.

Jelen munkában egy más megközelítést használunk a ⁴He magbeli 0_2^+ állapot vizsgálatára. A héjmodellel ellentétben a klasztermodell hangsúlyozza a kétklaszter-korrelációkat olyan módon, hogy a hullámfüggvényt kéttest-tagozódást leíró dinamikai szabadsági fokokból építi fel. A közelmúltban részletesen vizsgálták a ⁴He mag spektrumát a klasztermodell keretein belül [87]. Nem célunk ezen számolások megismétlése. A mi fő célpontunk a 0_2^+ állapot, amelynek valódi természetét nem igazán értjük. Felvetődött például, hogy ez az állapot az *S*-mátrixnak egy fizikai síktól távoli pólusától ered, amely több MeV-vel a 395 keV kísérleti gerjesztési energia fölött fekszik [82]. Ezt, és számos további kérdést próbálunk tisztázni az alábbiakban.

Klasztermodellbeli hullámfüggvényünk

(

$$\Psi = \sum_{i=1}^{N_t} \sum_{S,L} \mathcal{A} \left\{ \left[\left[(\Phi^{t_i} \Phi^p) \right]_S \chi_L^{t_i p}(\boldsymbol{\rho}_{tp}) \right]_{JM} \right\} + \sum_{i=1}^{N_h} \sum_{S,L} \mathcal{A} \left\{ \left[\left[(\Phi^{h_i} \Phi^n) \right]_S \chi_L^{h_i n}(\boldsymbol{\rho}_{hn}) \right]_{JM} \right\} + \sum_{i,j=1}^{N_d} \sum_{S,L} \mathcal{A} \left\{ \left[\left[(\Phi^{d_i} \Phi^{d_j}) \right]_S \chi_L^{d_i d_j}(\boldsymbol{\rho}_{dd}) \right]_{JM} \right\}$$
(3.11)

alakú, ahol a t, h, és d klaszterek (t = ³H, h = ³He, és d = ²H) alap- (i = 1) és kontinuumgerjesztett disztorciós (i > 1) állapotait

$$\Phi^{t_i} = \sum_{j=1}^{N_t} A_{ij}^t \phi_{\beta_j}^t, \quad i = 1, 2, ..., N_t,$$

$$\Phi^{h_i} = \sum_{j=1}^{N_h} A^h_{ij} \phi^h_{\beta_j}, \quad i = 1, 2, ..., N_h,$$

$$\Phi^{d_i} = \sum_{j=1}^{N_d} A^d_{ij} \phi^d_{\beta_j}, \quad i = 1, 2, ..., N_d$$
(3.12)

jelöli. Itt $\phi_{\beta_j}^t$, $\phi_{\beta_j}^h$, és $\phi_{\beta_j}^d$ transzlációinvariáns 0s harmonikus oszcillátoros héjmodellfüggvények β_j méretparaméterrel, az A_{ij} konstansokat pedig a szabad klaszterek energiáinak minimalizálásával nyerhetjük [88]. Kölcsönhatásként az MN erőt használjuk.

A 0_1^+ és 0_2^+ állapotok leírásánál az L = S = 0 impulzusmomentumú ³H + p és ³He + n konfigurációkat, valamint az L = S = 0 and L = S = 2 impulzusmomentumú d + d konfigurációt vesszük figyelembe (a deuteron spinje 1). A d + d klaszterizációban jelen van az N+N rendszer ³S₁ állapota, amely a 2.5 alfejezetben mondottak alapján nem fizikai túlkötéshez vezet. Négy különböző modellteret használunk: (i) $N_t = N_h = 1$ és nincs d + d komponens; (ii) $N_t = N_h = 3$ és nincs d + d komponens; (iii) $N_t = N_h = 3$ és nincs d + d komponens; (iii) $N_t = N_h = 3$, $N_d = 1$, és csak az L = S = 0 állapot van jelen a d + d csatornában; (iv) $N_t = N_h = 3$, $N_d = 1$, és az L = S = 0 és L = S = 2 állapotok vannak jelen a d + d csatornában. Az $E_{tp} - E_{hn}$ küszöbenergia-különbség 0.768 MeV illetve 0.745 MeV az $N_t = N_h = 1$ illetve $N_t = N_h = 3$ modellek esetén, míg a kísérleti érték 0.763 MeV. A d + d küszöb 6.8 MeV-vel van a ³H + p fölött az $N_t = N_h = 3$ modellek meglehetősen nem fizikaiak. Így csak tesztesetként használjuk őket, éppen ezért nem vesszünk figyelembe a deuteron disztorcióit (3.11)-ben.

Rezonanciaparaméterek vizsgálatánál fontos, hogy modellünk jól reprodukálja a releváns szórási fázistolásokat. Jelen esetben a legfontosabb fázistolás a ${}^{3}\text{H}+p$ konfigurációbeli ${}^{1}S_{0}$ állapotban lép fel. A 3.8 ábrán láthatók a különböző modelltereinkből jövő fázisok. Itt jegyezzük meg, hogy mind a fázistolások, mind a kötési energiák szinte teljesen függetlenek az N–N kölcsönhatás u kicserélődési paraméterétől. Itt u = 0.98 értéket használunk, és a klaszterek méretparaméterei variációsan stabilizáltak. Mint a 3.8 ábrán látható, a ³H és ³He klaszterek disztorciójának hatása jelentős, és a d + d konfigurációt tartalmazó modellterekben láthatóan megjelenik a túlkötési effektus, ahogy azt vártuk. Legjobb modellünk tehát a (ii) modell $N_{t} = N_{h} = 3$ -mal, a d + d konfigurációk nélkül.

Első lépésként kötött állapoti számolásokat végzünk a $J^{\pi} = 0^+$ állapotokra. Hullámfüggvényünk csak olyan állapotok esetén van összhangban a fizikai aszimptotikával, amelyek a legalacsonyabb felhasadási küszöb alatt vannak, tehát jelen esetben a ³H + *p* alatt. Ezen küszöb fölötti állapotokra modellünk kötött állapoti közelítésként fogható fel, hasonlóan a héjmodellhez. A 3.6 táblázatban a két legalacsonyabb 0⁺ állapot energiáit mutatjuk be a különböző modellterek esetére. A nem ortogonális konfigurációk hullámfüggvénybeli fontosságát jól jellemzik a klaszterizációs súlyok [89], amiket szintén feltüntettünk.

Mint látható, a 0_1^+ alapállapot az $E_r = -19.815$ MeV kísérleti értékhez viszonyítva kissé túlkötött. A 0_2^+ állapotot valamennyi modelltér a ³H + p és ³He + n küszöbök közötti energián adja. Az egyes klaszterizációk súlyaiból láthatóan az alapállapotban a ³H + p és ³He + n klaszterizációk egyaránt fontos szerepet játszanak, míg a 0_2^+ állapotban a ³H + p konfiguráció dominál. A d + d klaszterizációbeli (L, S) = (2, 2) komponens



3.8 ábra: A ³H + p szórásbeli ¹S₀ fázistolások az (i)–pontozott vonal, (ii)–folytonos vonal, (iii)–pontozott-szaggatott vonal, illetve (iv)–szaggatott vonal modelltereket használva. A pontok a kísérleti adatok [87]-beli *R*-mátrix-analíziséből származnak.

kis súlya jelzi, hogy a d + d csatorna, és így a D-állapot, meglehetősen sematikusan van jelen modellünkben, elsősorban azért mert a deuteront tisztán S-állapotként kezeljük. A tenzorerőnek és a D-állapotnak a ⁴He-beli alapállapot leírásában betöltött szerepét részletesen vizsgálták például a [90] cikkekben. Erre itt most nem térünk ki.

Az alapállapoti ⁴He sugara (pontszerű nukleonokra) 1.6 fm körül adódik, ami valamivel nagyobb mint a kísérleti 1.48 fm érték. A 0^+_2 állapothoz tartozó sugár viszont 40 fm körül van a modellünkben. Ez a nem fizikai érték azt mutatja, hogy egy felhasadási küszöb fölötti állapot esetén használt kötött állapoti közelítés gyakran értelmetlen eredményre vezethet. Ez egyben azt is jelenti, hogy a 0^+_2 állapotnak a [81] cikkbeli lélegző módusként való azonosítása enyhén szólva megkérdőjelezhető.

Ahhoz, hogy egy küszöb fölötti állapotot megbízhatóan leírhassunk, a helyes aszimptotikát kell figyelembe vennünk. Itt a 2.3 alfejezetben bemutatott, az S-mátrix direkt analitikus folytatására épülő módszert használjuk a 0^+_2 állapot leírására. Többcsatornás szórás esetén a komplex energiafelületnek meglehetősen összetett a szerkezete. Egy N-csatornás szórási probléma esetén a $k_1, k_2, ..., k_N$ csatornahullámszámok, amelyek egy állapot karakterét (kötött-, szórási- vagy rezonanciaállapot) meghatározzák, az $\varepsilon_1, \varepsilon_2, ...,$ ε_N komplex csatornaenergiáknak egy 2^N síkot tartalmazó Riemann-felületére képezhetők le kölcsönösen egyértelműen [91]. Ennek a felületnek az egyes síkjait a csatornahullámszámok imaginárius részének előjeleiből álló [sgn(Im k_1), sgn(Im k_2), ..., sgn(Im k_N)] karaktersorozattal azonosíthatjuk. Belátható, hogy hermitikus potenciálok esetén az Ncsatorna egyikében mint egycsatornás problémában jelen levő S-mátrixbeli pólus a teljes N-csatornás esetben 2^{N-1} darab pólus megjelenését eredményezi [91,92]. Ennek bizonyítása azon alapul, hogy zérus csatolási határesetben (amikor csak az energia megmaradása köti össze a csatornákat) az N-csatornás probléma $N \times N$ -es Fredholm-deter-

						
		0^+_1			0^+_2	
Modell	E (MeV)	Klaszterizáci	iós súly	$E ({\rm MeV})$	Klaszterizáci	ós súly
(i)	-20.83	$^{3}\mathrm{H}+p$	97.5	0.54	$^{3}\mathrm{H} + p$	90.0
		$^{3}\mathrm{He}+n$	97.3		$^{3}\mathrm{He}+n$	11.9
(ii)	-20.53	$^{3}\mathrm{H} + p$	(95,10)	0.34	$^{3}\mathrm{H}+p$	(80, 16)
		$^{3}\mathrm{He}+n$	(94, 11)		$^{3}\mathrm{He}+n$	(28, 20)
(iii)	-20.66	$^{3}\mathrm{H}+p$	(95,10)	0.24	$^{3}\mathrm{H}+p$	(76, 20)
		$^{3}\mathrm{He}+n$	(94, 11)		$^{3}\mathrm{He}+n$	(33, 23)
		$d + d \ (0, 0)$	59.5		$d + d \ (0, 0)$	27.2
(iv)	-21.63	$^{3}\mathrm{H}+p$	(93, 11)	0.15	$^{3}\mathrm{H}+p$	(74, 23)
		$^{3}\mathrm{He}+n$	(93, 12)		$^{3}\mathrm{He}+n$	(36, 26)
		$d + d \ (0, 0)$	58.3		$d + d \ (0, 0)$	30.4
		$d + d \ (2, 2)$	1.4		$d+d\ (2,2)$	0.3

3.6 táblázat: A ⁴He magbeli 0_1^+ és 0_2^+ állapotok energiái (a ³H + *p* küszöbhöz viszonyítva), valamint klaszterizációs súlyai (%) az (i)–(iv) modelltereket használva. A klaszterizációs súlyoknál a zárójelekbeli számpárok a ³H vagy ³He alap- és első disztorciós állapotaira vonatkoznak $N_t = 3$ illetve $N_h = 3$ esetén (a második disztorciós csatorna súlya gyakorlatilag elhanyagolható). A d + d csatornákban az (L, S) értékeket is feltüntettük.

minánsa N darab egycsatornás Fredholm-determináns szorzatára esik szét. Más a helyzet azonban akkor, ha nem ortogonális csatornák is jelen vannak, mint az (L, S) = (0, 0)konfigurációhoz tartozók a jelen esetben. Ezek a csatornák inherensen csatoltak, és nem érhető el a zérus csatolás határesete. Ilyen esetekben a pólusok számáról és elhelyezkedéséről nem sokat mondhatunk, így valamennyi energiasíkot meg kell vizsgálnunk.

A [91] cikket követve, a fizikai síkhoz $([++\cdots+])$ legközelebbi síkon fekvő pólusokat közönséges pólusoknak, míg a más síkokon fekvőket árnyékpólusoknak hívjuk. Általában csak a közönséges pólusok vezetnek észlelhető fizikai effektusokhoz, habár vannak nevezetes példák az ellenkező esetre is, mint például a ³H(d, n)⁴He reakció [59,9] vagy bizonyos atomfizikai lézerionizációs folyamatok [93]. A [82] összefoglaló cikkben felvetették, hogy a ⁴He mag 0⁺₂ állapota esetleg egy árnyékpólustól ered, ami részben magyarázhatná a különféle modelleknek ezen állapot leírásában jelentkező nehézségeit.

Azon célból, hogy megvizsgáljuk ezt a lehetőséget, valamennyi energiasíkot átkutattuk esetleges S-mátrix pólusokat keresve. Az (i) modellteret használva nem találtunk pólust, míg a (ii)–(iv) modellterekben megjelenik egy szingularitás a [-+], [-++], illetve [-+++] síkokon (0.093 – i0.195) MeV, (0.085 – i0.071) MeV, illetve (0.053 – i0.021) MeV energiáknál. Látható, hogy a (iii) és (iv) modellterek esetén a ${}^{3}S_{1}$ túlkötési probléma jelenléte a várakozásunknak megfelelően kisebb energiák felé tolja el a pólust. Valamennyi modelltér esetén az S-mátrixbeli pólus a fizikai síkhoz legközelebbi Riemann-síkon található, azaz a 0^{+}_{2} állapot egy közönséges rezonancia. A ${}^{3}\text{H}+p$ és ${}^{3}\text{He}+n$ küszöbök közelében nem találtunk más pólust egyetlen más síkon sem. Összefoglalva tehát a klasztermodellszámításaink eredményét, azt találtuk, hogy legjobb modellünk a ${}^{4}\text{He}$ mag 0^{+}_{2} állapotát egy közönséges rezonanciának jósolja a ${}^{3}\text{H} + p$ küszöb fölött $E_{r} = 93$ keV gerjesztési energiánál, és 390 keV szélességgel.

Csatorna		l max	$a_c \ (fm)$
$^{3}\mathrm{H}+p$		3	4.9
$^{3}\mathrm{He}+n$		3	4.9
d + d		3	7.0
Reakció	Energia (MeV)	Mért mennyiségek	Adatok
${}^{3}\mathrm{H}(p,p){}^{3}\mathrm{H}$	$E_p = 0 - 11$	3	1382
${}^{3}\mathrm{H}(p,n){}^{3}\mathrm{He} + {}^{3}\mathrm{He}(n,p){}^{3}\mathrm{H}$	$E_p = 0 - 11$	5	726
${}^{3}\mathrm{He}(n,n){}^{3}\mathrm{He}$	$E_n = 0 - 10$	2	126
$^{2}\mathrm{H}(d,p)^{3}\mathrm{H}$	$E_d = 0 - 10$	6	1382
${}^{2}\mathrm{H}(d,n){}^{3}\mathrm{He}$	$E_d = 0 - 10$	6	700
$^{2}\mathrm{H}(d,d)^{2}\mathrm{H}$	$E_d = 0 - 10$	6	336
	Összesen:	28	4652

3.7 táblázat: A ⁴He rendszerre vonatkozó *R*-mátrixbeli analízishez használt csatornakonfigurációk (felül) illetve kísérleti adatok (alul). A legnagyobb figyelembe vett impulzusmomentumot l_{max} jelöli, míg a_c a csatornasugár.

Mint említettük, a [82] kompiláció idején a ⁴He-beli 0_2^+ állapot természete nem volt egyértelmű. A fő problémát az jelentette, hogy az állapot, noha a hagyományos Rmátrixbeli leírás jelezte létezését E = 395 energián, nem jelent meg a kiterjesztett Rmátrixon [59] alapuló analízisben. Fenti eredményeink arra bátorítottak bennünket, hogy a kiterjesztett R-mátrixbeli keresést újra elvégezzük. Az R-mátrixbeli leírás az A = 4magokra vonatkozó nagy mennyiségű kísérleti adat illesztésével indul. A csatornakonfigurációkat és a felhasznált adatoknak a reakciók szerinti eloszlását a 3.7 táblázat mutatja. Általában mindenféle hatáskeresztmetszetet és polarizációs adatot felhasználtunk, azonban a 0_2^+ rezonancia hatása legtisztábban a ${}^{3}\text{H}(p, p){}^{3}\text{H}$ rugalmas szórás differenciális hatáskeresztmetszetében mutatkozott meg [94,95,96,97,98]. Néhány kísérleti eredmény és az R-mátrixbeli illesztés látható a 3.9 ábrán. A rezonanciacsúcs 250 keV körüli energián található, míg az E = 764 keV energiánál látható küszöbeffektus különösen erősen jelentkezik ennél a szögnél ($\theta_{\rm cm} = 120^{\circ}$).

A kísérleti adatok leírásából származó R-mátrixból leszármaztatott S-mátrixot komplex energiákra folytatva, meghatározhatjuk ezen "kísérleti S-mátrix" pólusait. A [-++] energiasíkon (0.114 – *i*0.196) MeV energiánál találtunk egy közönséges pólust, amely egy $E_r = 114$ keV energiánál lévő, $\Gamma = 392$ keV szélességű rezonanciának felel meg. A rezonanciaparaméterek jó egyezésben vannak a klasztermodellbeli számítások eredményeivel. Az R-mátrixbeli leírás ezen a póluson kívül számos árnyékpólust is jósol a [-++], [-+-], [+--], és [+-+] síkokon, 3.0 MeV és 3.6 MeV közötti energiákon, 6–8 MeV közötti szélességekkel. Jelen van továbbá egy rezonancia a [---] síkon $\varepsilon = (7.68 - i3.57)$ MeV energiánál, és egy ehhez tartozó árnyékpólus a [--+] síkon, $\varepsilon = (8.43 - i3.43)$ MeV energiánál. Érdemes megjegyezni, hogy ezen S-mátrixbeli struktúrák mindegyike alapvetően ugyanattól az R-mátrixbeli energiaszinttől ered, amely körülbelül 6 MeV-vel a ³H + p küszöb fölött fekszik. Mivel a hagyományos R-mátrix, a héjmodellhez hasonlóan, nem fizikai határfeltételt elégít ki, így ez a 6 MeV energián megjelenő energiaszint bizonyos fokig a héjmodellbeli 0_2^+ állapottal állítható párhuzamba. A korrekt



3.9 ábra: A ³H(p, p)³H rugalmas szórás differenciális hatáskeresztmetszete $\theta_{\rm cm} \approx 120^{\circ}$ nál. A görbe az *R*-mátrixbeli számolás eredményét jelöli, az adatok pedig a [94,95] (pont), [97] (kör), és [98] (háromszög) cikkekből valók.

aszimptotikának az R-mátrixból előálló S-mátrixba való beépítése viszont egy alacsonyan fekvő rezonanciát eredményez. Így lehetséges, hogy a rezonanciára vonatkozó korrekt információ a héjmodellben is jelen van, azonban kinyerésére a hatásos módszer nem a bázis növelése lenne (ami révén az energia végső soron a küszöbenergiához konvergál), hanem a helyes aszimptotika beépítése a hullámfüggvénybe.

Mint említettük, a klasztermodellben nem jelennek meg az R-mátrixban a ³He + n küszöb fölött talált további pólusok. Az R-mátrixbeli leíráshoz képest a klasztermodellszámításaink kevésbé realisztikusak, elsősorban a d + d csatorna meglehetősen sematikus figyelembevétele miatt. Ugyanakkor az R-mátrixos modellben jelen van bizonyos nem fizikai csatornaortogonalitás az aszimptotikus régióban. Ez pedig vezethet többszörös pólusokhoz [1]. Ezen pólusok természetének alaposabb megértéséhez további vizsgálatok szükségesek. Jelenleg úgy tűnik, hogy ezek az állapotok szükségesek a ³H + p küszöbnél észlelt erős kísérleti effektus reprodukálásához.

Összefoglalásul elmondhatjuk, hogy első ízben sikerült a ⁴He mag 0⁺₂ állapotának természetét megértenünk. Számításaink szerint ez az állapot a ⁴He mag első gerjesztett állapota, egy közönséges rezonancia a ³H + p és ³He + n küszöbök között, $E_r \approx 100$ keV energiánál és $\Gamma \approx 400$ keV szélességgel. Mivel az ezidáig elfogadott, valós energiájú analízisekből származó rezonanciaparaméterek ($E_r = 395$ keV és $\Gamma = 500$ keV [82]) a jelenlegivel azonos R-mátrixbeli leírásból származtak, az általunk meghatározott paraméterektől való eltérésük kizárólag a kétféle rezonanciadefiníció különbségéből adódik. Mi egyértelműen az S-mátrix pólusához kapcsolódó definíciót tartjuk használandónak. A következő alfejezetben, más rendszereket vizsgálva, ezen véleményünket további érvekkel támasztjuk alá.

3.6 A ⁵He és ⁵Li magok alacsonyenergiájú állapotainak vizsgálata

A magnívótáblázatok adatainak nagy része kísérleti adatok *R*-mátrixbeli analíziséből származik. Az eredetileg Wigner által kidolgozott *R*-mátrixos formalizmus a magfizika egyik leghatásosabb eszköze. Egyik legvonzóbb tulajdonsága az, hogy minden szórási mennyiséget valós és energiafüggetlen paraméterek segítségével ír le. Az elmélet egyes paramétereinek, például a $\gamma_{\lambda c}$ redukált szélességi amplitúdóknak és az E_{λ} energia-sajátértékeknek a megválasztása azonban bizonyos szempontból önkényes, amit ezen paramétereknek a B_c határfeltételeket leíró mennyiségektől és a_c csatornasugaraktól való függése okoz. A várakozások szerint azonban kellő számú R-mátrix-nívó bevétele a szórási adatok leírásába egy adott energiaintervallumban ezen mennyiségektől (a_c, B_c) független rezonanciaparamétereket szolgáltat. Viszont léteznek ismert esetek arra nézve, hogy a valós energiákon megfogalmazott R-mátrix olykor nem képes a valódi dinamikáról számot adni. Például a ${}^{3}H(d, n){}^{4}He$ reakcióban megjelenő árnyékpólus [59,9] lokalizálására, és így fontosságának felismerésére, a hagyományos *R*-mátrixos módszer nyilványalóan képtelen. Az azonban továbbra is kérdéses, hogy vajon a hagyományos módszerek és azok, amelyek nincsenek valós energiákra korlátozva, általában megegyező eredményt szolgáltatnak-e a könnyű magok rezonanciáira, vagy sem. Az előző alfejezetben láttunk arra utaló jelzést, hogy a kétféle megközelítés eltérő eredményekre vezethet. Jelen alfejezetben egy sokkal tisztább esetet választunk, a ⁵He és ⁵Li magok alacsonyenergiájú állapotainak személyében.

A ⁵He és ⁵Li magok alacsonyenergiájú rezonanciáinak jelenleg elfogadott paraméterei [25] hosszú ideje rejtélyt jelentenek az elméleti leírás számára. Egzakt öttest-számolások [75], igaz csak közelítő szórási aszimptotikát használva, a $3/2^-$ és $1/2^-$ állapotok között a fenomenologikus értékeknél jóval kisebb spin-pálya felhasadást kaptak. A fenomenologikus rezonanciaparamétereket bizonyos reakció-hatáskeresztmetszetekbeli csúcsok pozíció-jából és szélességéből nyerték [99]. Ez a módszer azonban sokszor nehézségbe ütközik, mivel például a hatáskeresztmetszet nem jól illeszthető Breit–Wigner-alakkal stb. A [100] cikk szerzői javasolták először az $\alpha + N$ rendszerek rezonanciaparamétereinek komplex energiákra folytatott szórási mennyiségekből való kinyerését. Mint rámutattak, az a tény, hogy például az $1/2^-$ fázistolások a rezonancia körül nem érik el a 90 fokot sem, gyakorlatilag lehetetlenné teszi a rezonanciaparaméterek egyértelmű valós energiájú meghatározását. Mi a [100] cikk szellemét követve az $\alpha + N$ rendszerek szórási mátrixait tanulmányozzuk komplex energiákon.

A ⁵He és ⁵Li magokat egy $\alpha + N$ klasztermodellben írjuk le,

$$\Psi = \sum_{i=1}^{N_{\alpha}} \mathcal{A}\left\{ \left[\left[\left(\Phi^{\alpha_i} \Phi^N \right) \right]_S \chi_L^{\alpha_i N}(\boldsymbol{\rho}_{\alpha N}) \right]_{JM} \right\}$$
(3.13)

alakú hullámfüggvénnyel, amely megengedi az alfa-részecske lélegző gerjesztéseit [88]. A kísérleti adatok R-mátrixbeli elemzésénél a bemenő adatok általában hatáskeresztmetszetek és polarizációs függvények. Mi itt az $\alpha + N$ szórási fázistolásokra koncentrálunk, mivel ezek a mennyiségek állnak a legszorosabb kapcsolatban a rezonanciaparaméterek hagyományos definíciójával. Feltételezzük, hogy amennyiben modellünk a fázistolásokat



3.10 ábra: Az $\alpha + n$ (a), illetve $\alpha + p$ (b) szórás szórási fázisai modellünkben. A szaggatott görbék olyan számolások eredményei, amelyeknél a rezonanciaparaméterek mintegy 10%-kal eltérnek a 3.8 táblázatbeli értékektől. A kísérleti adatok a [101] (a), illetve [102] (b) cikkekből valók. Az $S_{1/2}$ fázisokhoz a jobb áttekinthetőség kedvéért hozzáadtunk 20 fokot.

jól reprodukálja, akkor a rezonanciaparaméterek közel lesznek azokhoz, amelyek a reakciókat jellemeznék. A hatáskeresztmetszetek direkt vizsgálatához a reakciómechanizmusokat valamilyen közelítő módon be kellene építeni a modellünkbe, ami az így előálló modellt meglehetősen fenomenologikussá és esetlegessé tenné.

A 3.10 ábra a modellünk által szolgátatott S- és P-hullámú szórási fázisokat mutatja, a kísérleti $\alpha + n$ [101] illetve $\alpha + p$ [102] adatokkal egyetemben. A számolásban az MN erőt használtuk. Ennek paraméterei, valamint az alfa-részecske belső állapotainak paraméterei megegyeznek az [A1] cikkbeli értékekkel. A 3.10 ábrán modellünk jóslata és a kísérleti adatok között jó egyezés figyelhető meg, különösen a rezonáns energiatartományokban. A magasabb parciális hullámokat nem mutatjuk, mivel azok egyrészt nem befolyásolják eredményeinket, másrészt ott a fázistolások alacsony energiákon a kísérletekkel egyezően mind zérushoz közeliek.

A klasztermodellből jövő S-mátrixokat a 2.3 alfejezetben bemutatott direkt analitikus folytatás segítségével komplex energiákra terjesztettük ki, és pólusaikat lokalizáltuk. A póluspozíciókból nyert rezonanciaparaméterek a 3.8 és 3.9 táblázatokban láthatók. Feltüntettük ezenkívül a [25] és [99] cikkekbeli kísérleti adatokat, valamint a [100] cikk és a lentebb tárgyalandó komplex R-mátrixos modell eredményeit is. Mint látható, a modellünk által jósolt eredmények meglehetősen eltérnek a valós energiájú mérhető mennyisé-

		$^{5}\mathrm{He}$		
Módszer	$E_r(3/2^-)$	$\Gamma(3/2^{-})$	$E_r(1/2^-)$	$\Gamma(1/2^{-})$
Összesítés [25]	$0.89 {\pm} 0.05$	$0.60 {\pm} 0.02$	4.89 ± 1	4 ± 1
R-mátrix, stripping [99]	$0.838 {\pm} 0.018$	$0.645 {\pm} 0.046$	$2.778 {\pm} 0.46$	$3.6{\pm}1.2$
R-mátrix, pickup [99]	$0.869 {\pm} 0.003$	$0.723 {\pm} 0.019$	$3.449 {\pm} 0.4$	5.3 ± 2.3
Szórási ampl. [100]	0.778	0.639	1.999	4.534
S-mátrix, RGM	0.76	0.63	1.89	5.20
Kiterjesztett R -mátrix	0.80	0.65	2.07	5.57

3.8 táblázat: A ⁵He mag alacsonyenergiájú rezonanciáinak paraméterei tömegközépponti rendszerben. E_r a rezonancia energiája az $\alpha + n$ küszöbhöz viszonyítva, míg Γ a teljes szélesség. Valamennyi érték MeV-ben értendő.

gekből kinyert paraméterektől. Különösen szembeötlő az a tény, hogy modellünk sokkal kisebb spin-pálya felhasadást jósol, mint a [99]-beli értékek, nem is beszélve [25]-ről. Megvizsgáltuk, hogy a fázistolások milyen erősen függenek a póluspozícióktól. Ehhez kissé megváltoztattuk az N–N kölcsönhatás kicserélődési paraméterét. A 3.10(a) ábrán a szaggatott vonalak azokat a fázisbeli változásokat mutatják (a rezonáns parciális hullámokra), amelyeket a póluspozíciók mintegy 10%-os megváltozásai idéznek elő. Látható, hogy ilyen mértékű változásoknak már jelentős hatásai volnának a fázistolásokra. Megvizsgáltuk azt is, hogy a d + t csatorna bevétele a (3.13) hullámfüggvénybe lényegesen módosítaná-e eredményeinket. Úgy találtuk, hogy amennyiben egy ilyen modell a kísérleti fázistolásokat a 3.10 ábrához hasonló minőségben képes reprodukálni, akkor az általa szolgáltatott rezonanciaparaméterek nagyon közel vannak az itteni értékekhez.

Az A = 5 magokbeli $3/2^-$ és $1/2^-$ állapotok rezonanciaparamétereit a kiterjesztett Rmátrix módszerével [59] is meghatároztuk. Ennek keretében, első lépésként nagy mennyiségű $\alpha + N$ hatáskeresztmetszetbeli és polarizációs adat hagyományos R-mátrixbeli illesztését valósítottuk meg. Az így előálló R-mátrixból egy S-mátrixot származtattunk le, amelynek analitikus tulajdonságait a 2.3 alfejezetben bemutatott direkt analitikus folytatáshoz nagyon hasonló módon vizsgáltuk a komplex energiasíkon. Eredményeinket feltüntettük a 3.8 és 3.9 táblázatokban. Figyelemre méltó, hogy az ilyen módon, a "kísérleti póluspozíciókból" nyert rezonanciaparaméterek zöme jó egyezésben van a klasztermodellbeli számításaink eredményével, ugyanakkor eltér a hagyományos R-mátrixos

	$^{5}\mathrm{Li}$					
Módszer	$E_r(3/2^-)$	$\Gamma(3/2^{-})$	$E_r(1/2^-)$	$\Gamma(1/2^{-})$		
Összesítés [25]	$1.96 {\pm} 0.05$	≈ 1.5	7 - 12	5 ± 2		
R-mátrix, stripping [99]	$1.76 {\pm} 0.06$	$1.18 {\pm} 0.13$	$3.63 {\pm} 0.56$	$4.1 {\pm} 2.5$		
R-mátrix, pickup [99]	$1.86{\pm}0.01$	$1.44{\pm}0.08$	$4.54 {\pm} 0.5$	6.1 ± 2.8		
Szórási ampl. [100]	1.637	1.292	2.858	6.082		
S-mátrix, RGM	1.67	1.33	2.70	6.25		
Kiterjesztett R -mátrix	1.69	1.23	3.18	6.60		

3.9 táblázat: Ugyanaz mint a 3.8 táblázat, csak a ⁵Li magra.

		5 I	Ie		⁵ Li			
	3/	$3/2^{-}$		2-	3/	2^{-}	1/	2^{-}
Fázisok	E_r	Γ	E_r	Γ	E_r	Γ	E_r	Γ
Kísérlet [101,102]	0.77	0.69	2.13	7.26	1.53	1.42	2.77	8.89
RGM	0.76	0.68	2.07	7.18	1.67	1.46	2.92	8.88
<i>R</i> -mátrix	0.75	0.85	2.21	7.98	1.67	1.37	3.35	9.40

3.10 táblázat: A ⁵He és ⁵Li magok alacsonyenergiájú rezonanciáinak paraméterei tömegközépponti rendszerben, feltételezve, hogy a $d\delta/dE$ deriváltnak maximuma van E_r nél, és $\Gamma = 2/(d\delta/dE)_{E=E_r}$. E_r a rezonancia energiája az $\alpha + N$ küszöbhöz viszonyítva, míg Γ a teljes szélesség. Valamennyi érték MeV-ben értendő.

modellből jövőktől. A [100] cikkbeli eredmények, amelyeket a szórási amplitúdó komplex energiájú sorfejtéséből kaptak, szintén közel vannak a mi paramétereinkhez. Hangsúlyozni kívánjuk, hogy a kísérleti adatok feldolgozásában az általunk használt R-mátrixos modell nem tér el a hagyományos modellektől, így belőle a rezonanciaparamétereket a hagyományos filozófiával kinyerve a [99] vagy [25] cikkekhez hasonló eredményeket kapnánk. Az ily módon meghatározott paraméterek azonban nemcsak a reakciómechanizmustól függenének, hanem meglehetősen érzékenyek lennének a csatornasugárra is [99]. Ez nincs így a mi kiterjesztett R-mátrixunk esetén, amelynek az eredményei józan határokon belül gyakorlatilag függetlenek a csatornasugártól.

Rezonanciaparaméterek meghatározásának egy egyszerű és gyakran alkalmazott módszere a fázistolásnak a Breit–Wigner-hatáskeresztmetszethez tartozó fázisalakkal való illesztése. Egy ideális, izolált, keskeny rezonancia esetén a szóráselméleti fázis tan $\delta(E) = 0.5\Gamma/(E_r - E)$ viselkedést mutat, ami azt vonja maga után, hogy a $d\delta/dE$ deriváltnak maximuma van $E = E_r$ -nél, és $\Gamma = 2/(d\delta/dE)_{E=E_r}$. A 3.10 táblázatban bemutatjuk a ⁵He és ⁵Li magok $3/2^-$ és $1/2^-$ állapotainak ezzel az előírással számolt paramétereit. Látható, hogy ez az egyszerű módszer a klasztermodellhez nagyon hasonló eredményeket szolgáltat, kivéve, hogy a szélességeket szisztematikusan túlbecsüli.

Egy közelmúltbeli cikkben a szerzők a ⁵He és ⁵Li magok alapállapotainak rezonanciaparamétereit a ³H $(d, \gamma)^{5}$ He és ³He $(d, \gamma)^{5}$ Li mérésekhez [103] tartozó szórási mátrixok póluspozícióiból határozták meg [104]. Eredményeik, $E_{3/2^{-}}(^{5}$ He) = 0.8 ± 0.02 MeV és $\Gamma_{3/2^{-}}(^{5}$ He) = 0.65 ± 0.02 MeV, illetve $E_{3/2^{-}}(^{5}$ Li) = 1.72 ± 0.03 MeV és $\Gamma_{3/2^{-}}(^{5}$ Li) = 1.28 ± 0.03 MeV, jó egyezésben vannak a mi paramétereinkkel.

Osszegzésként elmondhatjuk, hogy a rezonanciaparamétereknek az S-mátrix pólusain keresztül történő definíciója az A = 5 magok $3/2^-$ és $1/2^-$ állapotainak konzisztens leírásához vezet. Az ily módon számolt paraméterek ráadásul gyakorlatilag függetlenek a kéttest-dinamika leírására használt módszerektől, és az R-mátrixbeli parametrizáció esetén a csatornasugártól és a határfeltételektől is. Úgy véljük, hogy hasonló tanulságok lennének levonhatók más könnyű rendszerek viszonylag szélesebb állapotai esetén is, ahol a különféle, valós energiákon megfogalmazott rezonanciaelőírások meglehetősen különböző eredményekre vezethetnek [82]. Éppen ezért azt javasoljuk, hogy a rezonanciaparamétereket valamennyi esetben az S-mátrix pólusával kapcsolatos definíció alapján határozzák meg.



3.11 ábra: A ⁵He mag $3/2^-$ és $1/2^-$ pólusainak trajektóriája a spin-pálya erősség függvényében.

Hátra van még az A = 5 magokkal kapcsolatos vizsgálataink egyik eredeti motivációjának, nevezetesen a kis spin-pálya felhasadásnak a magyarázata. Ez jelenleg sem teljesen megértett probléma, és egy hasonó jelenséggel, a d + N-beli vektor-polarizálóképesség (vector analyzing power) anomáliájával együtt intenzíven tanulmányozzák. Mi itt most a spin-pálya felhasadással kapcsolatban csak egy apró, érdekes észrevételt teszünk. A 3.11 ábra a ⁵He magbeli $3/2^-$ és $1/2^-$ állapotoknak a modellünkbeli pólustrajektóriáját mutatja a spin-pálya erősség ($V_{\rm SO}$) függvényében. A négyzet jelöli a $V_{\rm SO} = 0$ esetet, míg a csillagok az erősség fizikai értékéhez tartoznak. Tovább növelve a $V_{\rm SO}$ erősséget, a $3/2^$ állapot kötötté válik. Látható, hogy a pólustrajektória kizárja azt a lehetőséget, hogy a spin-pálya felhasadás 2 MeV-nél nagyobb legyen. Az is látható, hogy a pólusok közti távolság nagyobb mint a rezonanciaenergiák közti különbség. Azaz a $V_{\rm SO}$ értéket a fizikai értéken lerögzítve, és mindkét pólust a centrális erősség változtatásával kötötté téve, a kötött állapoti spin-pálya felhasadás nagyobb lenne [105].

4. fejezet

Könnyű, stabilitástól távoli magok szerkezete

A nyolcvanas években jelentek meg az első olyan kísérleti berendezések, amelyek képesek radioaktív magok nyalábjait előállítani. Alapvetően kétféle kísérleti módszer ismeretes. A lövedékfragmentáción alapuló berendezésekben egy középnehéz stabil izotópnyalábot ütköztetnek az elsődleges, úgynevezett termelő targetbe. Analizáló mágnesek segítségével a fragmentumnyaláb izotópok szerint osztályozható, majd a kívánt izotópot újragyorsítva a reakciótargetre vihető. Az online izotópszeparáció módszerében a termelt radioaktív izotópmennyiséget közvetlenül egy gyorsító ionforrásában használják fel, és a gyorsítás eredményeképpen egy radioaktív izotóp nyalábját állítják elő. Az első módszer nagyon sokféle izotópnyaláb létrehozására képes, míg a másodikkal nagy részecskeáramok érhetők el. Az izotópfragmentáción alapulnak például az MSU/NSCL (USA), RIKEN (Japán), GANIL (Franciaország) és GSI (Németország) laboratóriumok gyorsítói, míg az online izotópszeparációt használják a Louvain-la-Neuve (Belgium), Oak Ridge (USA) és CERN (Svájc) berendezéseiben. Nem túlzás azt mondani, hogy ezek az eszközök forradalmasították a magfizikát. Igazi alkalmazási területük a nukleáris asztrofizika (lesz), de már a legelső kísérletek egyikében is, ahol az izotópok kölcsönhatási sugarát mérték, szenzációs felfedezés született, a ¹¹Li mag neutron-halo szerkezete. Jelenleg a halo-magok tanulmányozása a magfizikai kutatás egyik legforróbb területe. Ebben a fejezetben a halo-magok szerkezetével kapcsolatos vizsgálatainkat mutatjuk be az [A1,A2,A3,A5,A19] munkák alapján.

4.1 Motiváció

Mint ismeretes, a stabil magok töltéssugara, és ezáltal kölcsönhatási sugara is, megközelítően $A^{1/3}$ szerint függ a tömegszámtól. A radioaktív nyalábok egyik első alkalmazásaként Tanihata és csoportja az új radioaktív magok kölcsönhatási sugarát kezdte mérni [106]. Meglepetésükre a ¹¹Li mag sugara a vártnál jóval nagyobbnak bizonyult. További kísérletek azt is kiderítették, hogy a ¹¹Li mag két neutronjának elektromágneses disszociációs hatáskeresztmetszete is rendkívül nagy. A ¹¹Li, noha nagyon neutrondús mag (a leggyakoribb lítium izotópok a ⁶Li és ⁷Li), részecskekibocsátással szemben stabil, rövid élettartamáért a béta-bomlás felelős. A ¹⁰Li izotóp viszont nem stabil a ⁹Li + n bomlással szemben. Ez azt jelenti, hogy a Z = 3 tömegszámú magokra az egyrészecskés stabilitási határ (drip line) a ⁹Li magnál húzódik. A ¹¹Li ezen a határon kívül esik, noha stabil. Mindezek a tények egy nagyon egzotikus szerkezetet sejtetnek.

Hansen és Johnson azzal az ötlettel állt elő, hogy a ¹¹Li magban egy tömör törzs (⁹Li) körül két neutron egy kis sűrűségű felhőt (halo) alkot [107]. A halo neutronjai az atombeli elektronokhoz hasonlítanak, mivel idejük nagy részét a törzstől távol töltik. A [107] cikk eredeti elképzelése szerint a ¹¹Li mag a Migdal-állapot egy megvalósulása lenne, amennyiben a ⁹Li törzs tere elég ahhoz, hogy az egyébként nem kötött szabad dineutron a magon belül kötötté váljon. Erről az elképzelésről hamar kiderült, hogy nem helytálló, a neutron-halo kép realitása azonban egyre nyilvánvalóbbá vált. Megmérték a ¹¹Li feltöréséből (breakup) származó neutronok és a ⁹Li törzs impulzuseloszlását, amelyek szélességei szokatlanul kicsinynek bizonyultak. Ez a Heisenberg-féle határozatlanság alapján a ¹¹Li nagy térbeli méretére utal. A radioaktív nyalábokkal végzett kísérletek számos más halo-mag felfedezéséhez is elvezettek. Ezek egy részében egyetlen neutron alkotja a neutronfelhőt (például ¹¹Be), míg mások a ¹¹Li-hez hasonlóan kétneutron-halok (például a ⁶He).

Jelenlegi elképzeléseink szerint a ¹¹Li alapvetően egy háromtest-rendszer, ⁹Li + n + n. Ezt támasztja alá az a tény is, hogy, mint említettük, a ¹¹Li részecskestabil nagyon kis kötési energiával, a ¹⁰Li részecskeinstabil, míg a ⁹Li egy erősen kötött "normális" mag. A ⁹Li törzsbeli szerkezet ugyan nyilván szerepet játszik bizonyos kísérleti szituációkban, azonban a legfontosabb szabadsági fokok azok, amelyek a két halo-neutron dinamikáját jellemzik. A ¹¹Li magnak egy háromtest-modellbeli leírásához szükséges bemenő adatok az n + n és ⁹Li + n kölcsönhatások. Sajnos kevés ⁹Li + n szórási adat áll rendelkezésünkre, és azok is ellentmondásosak. Például a ¹⁰Li alacsonyenergiájú állapotainak szerkezete erősen vitatott, és a kísérleti eredmények értelmezése nem egyértelmű [53]. Szerencsére létezik egy mag, a ⁶He = ⁴He + n + n, amely minden tulajdonságában nagyon hasonló a ¹¹Li-hez, viszont a bemenő kölcsönhatások (a ⁴He + n is) jól ismertek. Ezátal a ⁶He mag tanulmányozása nagyban segítheti a ¹¹Li, és általában a kétneutron-haloval rendelkező magok szerkezetének megértését.

Ezidáig csak a halo-magok térbeli szerkezetéről és az ehhez kapcsolódó kísérleti erőfeszítésekről szóltunk. Ezen magok újfajta szerkezete azonban számos meglepő felfedezéshez vezetett és vezet más téren is. Például egy neutronhalo-mag béta-bomlásánál érdekes lehet az, hogy a halo-neutronok gyakorlatilag szabad részecskeként viselkednek. Kérdés, hogy vajon módosítja-e ez a tény a béta-bomlásról a stabil magoknál kialakult képünket vagy sem. Egy másik érdekes jelenség lehet az úgynevezett bonding effektus, amelyben a halo-neutronok, az atomokbeli elektronok által létrehozott molekuláris kötés analógiájára, jelentősen megnövelhetik a fúziós hatáskeresztmetszeteket. Érdekes kérdés, hogy vajon léteznek-e protonhalo-magok, befolyásolja-e a Coulomb-kölcsönhatás jelenléte a halo kialakulását. Gazdag területet jelent a halo-magok gerjesztéseinak vizsgálata is. Stabil magoknál ismert például, hogy a mag neutronjainak és protonjainak eltérő fázisú oszcillációi magasan gerjesztett (~ 20 MeV), úgynevezett óriás dipólus rezonanciák megjelenéséhez vezethetnek. Egy neutronhalo-mag esetén ez az effektus jelen lehet egyrészt csak a törzsben, másrészt a halo-neutronok oszcillálhatnak a törzzsel szemben. Mivel a halo és a törzs közötti csatolás gyenge, ezért ez utóbbi állapotok, ha léteznek, alacsony energiákon ($\sim 1~{\rm MeV}$) jelennének meg.

Ezeknek a kérdéseknek egy része még ma is megválaszolatlan, másokkal kapcsolatban már sok hasznos információval rendelkezünk. Mi itt most csak néhány probléma vizsgálatát mutatjuk be a ⁶He (illetve részben a ⁸B) mag példáján keresztül. A ⁶He (és a ¹¹Li) magot részletesen vizsgálták makroszkopikus (belső szerkezet nélküli törzset feltételező) háromtest-modellek keretében; lásd a [108] összefoglaló tanulmányt és a benne található hivatkozásokat. Egy mikroszkopikus modellben történő leírás azonban sok tanulsággal járhat. Például a makroszkopikus modellek a halo-neutronok és a (szerkezet nélküli) törzs nukleonjai közötti antiszimmetrizálást csak közelítőleg tudják figyelembe venni. így az eredmények függhetnek (és függenek is) a Pauli-elv figyelembevételének módjától. A mikroszkopikus modelleknek ezenkívül fontos jellemzője, hogy bemenő adatként csak nukleon-nukleon (és nem klaszter-klaszter) kölcsönhatásokat használnak. Ez fontos lehet például akkor, ha átrendeződési csatornákat is figyelembe kívánunk venni, például a ${}^{4}\text{He} + n + n$ klaszterizáción túl a ${}^{3}\text{H} + {}^{3}\text{H}$ tagozódást a ${}^{6}\text{He}$ magban. Makroszkopikus modellekben ilyenkor a különböző konfigurációkbeli kölcsönhatások egymáshoz való viszonya meglehetősen esetleges.

Az eddig elmondottakból remélhetőleg nyilvánvaló, hogy a halo-magok szerkezetének mikroszkopikus modellekbeli leírása jelentősen hozzájárulhat e magok jobb megismeréséhez. Ilyen irányú vizsgálatokról adunk számot a következő alfejezetekben.

4.2 A ⁶He mag neutron haloja és béta-bomlása

Mint említettük, a ⁶He az egyik sokat vizsgált, szinte modellesetnek tekinthető kétneutron- (⁴He + n + n) halo mag. Egyetlen realisztikus makroszkopikus háromtest-modell (amely szerkezet nélküli alfa-részecskét tételez fel) sem képes reprodukálni a ⁶He mag alapállapotának ≈ 1 MeV körüli kétneutron-szeparációs energiáját. Ez az állapot valamennyi modellben mintegy 0.3-0.6 MeV-vel alulkötöttnek bizonyul. Megjegyezzük, hogy hasonló a helyzet a ¹¹Li mag esetén is, ott azonban a ¹⁰Li+n alrendszer pontos ismeretének hiánya egyelőre nem teszi lehetővé a probléma alapos felderítését. Szerencsére a ⁶He magbeli alrendszerek jól ismertek, így ezen alulkötési probléma mikroszkopikus eredetét részletesen vizsgálhatjuk. A másik kérdés, amire választ keresünk, a ⁶He neutronbőrének vastagságával ($\Delta r = r_n - r_p$) kapcsolatos. Ilyen mennyiségeket a radioaktív magok kölcsönhatási hatáskeresztmetszeteiből határoztak meg számos izotópra, Glauber-típusú modellek keretében. A ⁶He mag esetén két kísérleti analízis egymásnak ellentmondó eredményre jutott. Az egyik szerint $\Delta r \approx 0.4$ fm [106], míg a másik egy nagy kiterjedésű neutronfelhőt jósol, $\Delta r \approx 0.9$ fm [109]. Az itt bemutatandó mikroszkopikus modellünk szolgáltatta az első olyan megbízható elméleti eredményt, amely e két érték között dönteni tudott.

Modellünk egy ⁴He + n + n háromklaszter-hullámfüggvényt használ,

$$\Psi = \sum_{l_1, l_2, L, S} \sum_{i=1}^{N_{\alpha}} \mathcal{A} \left\{ \left[\left[\Phi^{\alpha_i} \Phi^n \Phi^n \right]_S \chi^{\alpha_i nn}_{[l_1, l_2]L}(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2) \right]_{JM} \right\},$$
(4.1)



4.1 ábra: Az $\alpha + n$ szórás szórási fázisai modellünkben (folytonos görbe). A szaggatott és pontozott görbék az { $\alpha + n + n; t + t$ } modellbeli fázisokat jelölik u = 0.92 és $V_4 = -691.1$ MeV, illetve u = 0.94 és $V_4 = -641.1$ MeV paraméterekre. A kísérleti adatok a [101] cikkből valók. Az $S_{1/2}$ fázisokhoz a jobb áttekinthetőség kedvéért hozzáadtunk 20 fokot.

amely megengedi az alfa-részecske lélegző gerjesztéseit. A ⁶He mag 0⁺ alapállapotában csak az (L, S) = (0, 0) és (1, 1) konfigurációk játszhatnak szerepet. Ezek közül a legfontosabbnak a következő csatornák bizonyultak az $[(l_1l_2)L, S]J$ csatolásban: az $\alpha(nn)$ konfigurációbeli $(l_1l_2)L, S = (0, 0)0, 0$ és (1, 1)1, 1, valamint az $n(\alpha n)$ konfigurációbeli $(l_1l_2)L, S = (0, 0)0, 0$, és (1, 1)1, 1. Tesztszámolásaink azt mutatták, hogy a magasabb impulzusmomentumú csatornák járulékai elhanyagolhatók.

A mikroszkopikus számolások egyik leglényegesebb pontja mindig az N–N kölcsönhatás gondos megválasztása. Általános követelményként azt fogalmazhatjuk meg, hogy a választott erő valamennyi lényeges szabadsági fokot megtestesítő (dinamikai) alrendszert pontosan írja le egy, a tanulmányozni kívánt mag modelljével konzisztens modellben. Ez a követelmény nem mindig teljesíthető; olyankor a modellünk teljesítőképességének határairól nyerhetünk hasznos információkat. Hangsúlyozzuk, hogy ezen követelmény miatt a mikroszkopikus modellek sokszor jóval nehezebb helyzetben vannak mint a makroszkopikus leírások, ahol a klaszterek térfogati tulajdonságai explicit módon nem jelennek meg. Mivel, mint látni fogjuk, az $\{\alpha(nn); (00)0, 0\}$ konfigurációnak nagy szerepe van a ⁶He mag leírásában, ezért alapvetően fontos, hogy a választott kölcsönhatás az ${}^{1}S_{0}$ singlet n+nállapot antikötött természetét pontosan reprodukálja. Azok a kölcsönhatások, amelyek csak térkicserélő operátort tartalmaznak (azaz Majorana-típusú keveredést), például a Volkov erők [17], ugyanolyan módon kötik a singlet és triplet dinukleon-állapotokat, azaz kötött deuteron esetén a 2n állapotot is kötöttnek adják. Ilyen kölcsönhatások nyilvánvalóan nem használhatók a ⁶He vizsgálatában. Jelen munkában a 2.5 alfejezetben bemutatott MN kölcsönhatást használjuk, amely, mint láttuk, az n + n rendszer ${}^{1}S_{0}$ állapotát helyesen írja le.

	6 He (0 ⁺ ,T=1)		⁶ Li	6 Li (0 ⁺ ,T=1)			$^{6}\text{Be} (0^{+}, \text{T}=1)$		
Modell	Е	(0,0)	(1,1)	Ε	(0,0)	(1,1)	Ε	(0,0)	(1,1)
Kukulin [26]	- 0.138	95.70	4.30	0.742	96.30	3.70	2.083		
Kukulin [26]	-0.025	91.74	8.26	0.844	92.75	7.25	2.102	94.89	5.11
Danilin [27]	-0.731	85.76	14.71		84.75	15.26		82.33	18.40
RGM-1	-0.740	86.24	13.76	0.165	87.07	12.93	1.516	87.55	12.46
RGM-2	-0.961	88.15	11.85	-0.025	88.75	11.25	1.357	89.08	10.92
Kísérlet [25]	-0.975			-0.137			1.371		

4.1 táblázat: Az A = 6 tömegszámú $J^{\pi} = 0^+$, T = 1 izospin-triplet energiái MeVben (a ⁴He + N + N küszöbhöz viszonyítva) és (L, S) súlyai (%). A [27] cikkben nincs paraméterfüggetlen adat a ⁶Li és ⁶Be állapotok energiáira. Az RGM–1 és RGM–2 modellek az { $\alpha + N + N$ } illetve { $\alpha + N + N; T + T$ } modelltereinket jelölik. Itt N = nvagy p, és $T = {}^{3}$ H vagy 3 He.

A (4.1) hullámfüggvényben az alfa-részecskét három oszcillátorállapotból építjük fel $(N_{\alpha} = 3)$, a méretparamétereket variációsan stabilizálva. Ez $\beta_1=0.355 \text{ fm}^{-2}$, $\beta_2=0.795 \text{ fm}^{-2}$, és $\beta_3=2.66 \text{ fm}^{-2}$ értékeket jelent. A szabad alfa-részecske energiája és rms sugara (pontszerű nukleonokat tételezve fel) -25.60 MeV-nek illetve 1.41 fm-nek adódik, közel a kísérleti -28.296 MeV illetve 1.48 fm értékekhez. Az MN kölcsönhatás u kicserélődési paraméterét 0.98-nak választva, a kísérleti $\alpha + n$ szórási fázisok meglehetősen jól reprodukálhatók, amint azt a 4.1 ábra mutatja. A ⁶He mag 0⁺ állapotát felépítő konfigurációk csak ${}^{1}S_{0}$ és ${}^{3}P_{1}$ nukleon-nukleon alrendszereket tartalmaznak, amelyek leírása szintén meglehetősen jó (2.1 ábra). Számításaink zömében a tenzorerőt nem vesszük figyelembe, azonban ez a kéttest-alrendszerek többségét nem befolyásolja, másokat (például a ${}^{3}P_{1}$ -et) pedig csak kis mértékben érint.

Hangsúlyozzuk, hogy valamennyi modell
beli paramétert ezáltal független adatokhoz rögzítettük, így
a $^6{\rm He}$ mag leírása paraméterfüggetlen.

A fenti kölcsönhatást és modellteret használva a ⁶He alapállapotának kötési energiája (a ⁴He + n + n küszöbhöz viszonyítva) 0.74 MeV-nek adódik, ami kevesebb mint a kísérleti 0.975 MeV [25]. A számításokat elvégeztük az A = 6 tömegszámú $J^{\pi}, T = 0^+, 1$ triplet másik két tagjára is. A ⁶Be magnál a (4.1)-gyel analóg modellteret használtunk, míg a ⁶Li esetén az $\alpha(pn), p(\alpha n)$, és $n(\alpha p)$ konfigurációk mindegyikét figyelembe vettük.

Az energiákat, valamint az (L, S) = (0, 0) és (1, 1) konfigurációk súlyait a 4.1 táblázatban mutatjuk be (RGM–1 modell). Ezenkívül feltüntettük két reprezentatív makroszkopikus modell eredményeit is. A ⁶Be mag 0⁺ állapota nem kötött, így erre nézve eredményeink kötött állapoti közelítésnek tekinthetők. Mint a 4.1 táblázatból látható, a [26] cikk energiáinak a kísérlettől való eltérése sokkal jelentősebb, mint a mi modellünk esetében, míg [27] jó összhangban van a mi eredményünkkel (a [27] cikkben nem adtak meg paraméterfüggetlen eredményeket a ⁶Li és ⁶Be magok esetén, azonban a Coulombenergiák becsült értékét figyelembe véve eredményeik jól egyeznek a mienkkel ezekre a magokra is). Hasonló a helyzet az ortogonális komponensek súlyaival is; eredményeink sokkal közelebb vannak a [27] cikkbeliekéhez. A mikroszkopikus modellünk és a legjobb makroszkopikus modell [27] közti egyezés minden tekintetben figyelemre méltóan jó. Mivel

Klaszt	erizáció	Klaszteriz	aciós súly
Partíció	$(l_1l_2)L, S$	$\{\alpha + n + n\}$	$\{\alpha + n + n; t + t\}$
$\alpha(nn)$	(00)0,0	(0.84, 0.45, 0.0004)	(0.85, 0.46, 0.0006)
$\alpha(nn)$	(11)1,1	(0.13, 0.0004, 0.00003)	(0.11, 0.0003, 0.00004)
$n(\alpha n)$	(00)0,0	(0.84, 0.47, 0.0006)	(0.85, 0.49, 0.0008)
$n(\alpha n)$	(11)0,0	(0.84, 0.01, 0.0002)	(0.85, 0.015, 0.0003)
n(lpha n)	(11)1,1	(0.14, 0.0005, 0.00006)	(0.12, 0.0005, 0.00008)
tt	$0,\!0$	0.50	0.55

4.2 táblázat: A ⁶He mag hullámfüggvényében megjelenő komponensek klaszterizációs súlyai (%). A számhármasok az alfa-részecske három lélegző módusára vonatkoznak.

a makroszkopikus modell is paraméterfüggetlen, és az alrendszerek leírásának minősége is hasonló a mienkhez, ez az egyezés erős bizonyíték arra nézve, hogy a legjobb $\alpha + N + N$ modellek mintegy 0.2–0.3 MeV energiával alulkötik az A = 6 triplet állapotait.

A modellünk hullámfüggvényében megjelenő nem ortogonális komponensek szerepének számszerűsítése céljából kiszámítottuk az egyes komponensek klaszterizációs súlyait [89]. A ⁶He magra vonatkozó eredmények a 4.2 táblázatban találhatók. Az $\alpha + n + n$ komponenseken túl feltüntettük a t + t klaszterizáció súlyát is, amely jelentősnek adódik. Ez azt jelzi, hogy a ⁶He leírásában fontos szerephez jutna ez az egyelőre figyelembe nem vett komponens. Érdekes megfigyelni továbbá, hogy az $\{n(\alpha_0 n); (00)0, 0\}$ komponens súlya nagyobb, mint az $\{\alpha_0(nn); (00)0, 0\}$ komponensé, annak ellenére, hogy az utóbbinak várhatóan nagyobb a járuléka a kötési energiához. Ez megerősíti azt a tényt, hogy a tisztán $\alpha(nn)$ -típusú makroszkopikus modellekben a magasabb impulzusmomentumú komponensek (például $\{\alpha(nn); (22)0, 0\}$) járuléka jelentős lehet. Modellünkben ezeket a komponenseket az $n(\alpha n)$ -típusú konfigurációk reprezentálják, és a magasabb impulzusmomentumú tagok járuléka elhanyagolható.

A 4.3 táblázat az egyes csatornáknak a ⁶He kötési energiájához való hozzájárulását mutatja. Látható, hogy az $\alpha + n + n$ klaszterizációk közül a legfontosabbak az $\{n(\alpha n); (11)1, 1\}$ és $\{\alpha(nn); (00)0, 0\}$ konfigurációk.

Mint láttuk, modellünk ugyanazt a jól ismert energiahiányt mutatja a ⁶He tekintetében mint a makroszkopikus modellek. Célul tűztük ki ezen alulkötési jelenség okának felderítését. Mivel a kötési energiának a kísérleti értéktől való eltérése nagyjából azonos a két eltérő modellben, az alfa-részecske mikroszkopikus modellbeli alulkötése kizárható a lehetőségek közül. A lélegző módusoknak az energiára gyakorolt hatását ellenőrizendő, számításainkat megismételtük a (4.1)-beli $N_{\alpha} = 1$ esetre. Ekkor az alfa-részecske stabilizált méretparamétere $\beta = 0.606$ fm⁻². Az $\alpha + n$ fázistolás gyakorlatilag nem változik, a 4.1 ábrán megkülönböztethetetlen az $N_{\alpha} = 3$ esettől, míg a kötési energia 0.65 MeV-re csökken. Tehát az alfa-részecske disztorcióinak figyelembevétele mintegy 0.09 MeV energianyereséget jelent. Az a tény, hogy a lélegző módusoknak gyakorlatilag nincs hatásuk az $\alpha + n$ kéttest-alrendszerre, viszont el nem hanyagolható módon befolyásolják a háromtestenergiát azt mutatja, hogy ezen módusok háromtest off-shell gerjesztési effektusok, azaz az alfa-részecske törzspolarizációját testesítik meg. Ha a törzspolarizációnak az alfa-részecske esetén is észrevehető hatásai vannak, akkor a várakozások szerint ez az effektus még sokkal

Kikapcsolt	komponens	Modell			
Partíció	$(l_1 l_2)L, S$	$\{\alpha + n + n\}$	$\{\alpha + n + n; t + t\}$		
Ni	ncs	-0.740	-0.961		
$\alpha(nn)$	(00)0,0	-0.429	-0.638		
$\alpha(nn)$	(11)1,1	- 0.708	-0.924		
n(lpha n)	(00)0,0	-0.736	- 0.957		
n(lpha n)	(11)0,0	-0.643	- 0.876		
n(lpha n)	(11)1,1	-0.294	-0.488		
tt	0,0		- 0.315		

4.3 táblázat: A ⁶He mag kötési energiájának változása (az $\alpha + n + n$ küszöbhöz viszonyítva) egy-egy klaszterizáció kikapcsolása során. Az energiák MeV-ben értendők.

fontosabb lehet a ¹¹Li magon belüli puha ⁹Li esetében. Azt mondhatjuk, hogy lehetséges, hogy a ¹¹Li kötéséért elsősorban a törzspolarizáció a felelős. Érdemes megjegyezni, hogy ezen felismeréshez alapvetően fontos a helyes háromtest-dinamikai szemléletmód [B7]. A héjmodellen alapuló szemléletmód ezzel homlokegyenest ellentétes következtetésre juthat [110], szerintünk hibásan.

Az alfa-részecske lélegző módusainak fontossága azt jelzi, hogy az alfa-feltörési csatornák szerepe jelentős lehet. Ugyanerre utal az is, hogy, mint fentebb láttuk, a t + tcsatorna súlya még egy olyan hullámfüggvényben is számottevő, amely explicite nem tartalmazza ezt a konfigurációt. Mindezeket figyelembe véve a (4.1) hullámfüggvényünket kiegészítettük egy L = S = 0 impulzusmomentumhoz tartozó t + t taggal,

$$\Psi^{tt} = \mathcal{A}\left\{ \left[\left[\Phi^t \Phi^t \right]_S \chi_L^{tt}(\boldsymbol{\rho}_{tt}) \right]_{JM} \right\}.$$
(4.2)

A triton stabilizált méretparamétere $\beta_t = 0.451 \text{ fm}^{-2}$, ami -4.56 MeV energiát és 1.48 fm sugarat eredményez. A kísérleti értékekhez viszonyítva (-8.482 MeV illetve 1.49 fm) az látható, hogy a modellbeli triton jelentősen alulkötött, ami valószínűleg a t+t komponens ⁶He-beli szerepének némi csökkenéséhez vezethet.

Mivel az alfa-részecske feltörését is megengedve módosítottuk a ⁶He magot leíró állapotteret, ezért a kölcsönhatásunkat is módosítanunk kell oly módon, hogy az $\alpha + n$ alrendszert helyesen kezelje az új ⁶He állapottérrel konzisztens modellben. Az alfa-részecske feltörésének figyelembevétele azt jelenti, hogy az $\alpha + n$ szórásban a d + t csatornát is figyelembe kell vennünk. A deuteront a triton belső állapotával összhangban egyetlen méretparaméterrel írjuk le. A $\beta_d = 0.225$ fm⁻² választás jól reprodukálja a deuteron kísérleti sugarát. Az $\alpha + n$ szórási számolásokat megismételtük az ily módon konstruált $\{\alpha + n; d + t\}$ modelltérben. A kölcsönhatás két paraméterét ujraillesztve (u=0.92 és $V_4=-691.1$ MeV) az eredetivel csaknem azonos minőségű fázistolások nyerhetők (a 4.1 ábra szaggatott vonala; az $1/2^+$ és $3/2^-$ parciális hullámokban vonalvastagságon belüli az egyezés a folytonos görbékkel). Ezt az erőt használva az $\{\alpha + n + n; t + t\}$ modelltérben, a ⁶He kötési energiája 0.96 MeV-nek adódik, azaz gyakorlatilag megegyezik a kísérleti értékkel. Kipróbáltuk, hogy egy másik (u, V_4) párosítás (0.94,-641.1 MeV, amely a 4.1 ábrabeli pontozott vonalat eredményezi) ehhez hasonló értéket, 1.01 MeV-et eredményez.

Modell	r_m	r_n	r_p	$r_n - r_p$
Suzuki [35]	2.40	2.64	1.82	0.82
$\{\alpha + n + n\}$	2.44	2.71	1.78	0.93
$\{\alpha + n + n; t + t\}$	2.40	2.65	1.79	0.86
Kísérlet [106]	2.48 ± 0.03	2.61 ± 0.03	2.21 ± 0.03	0.4
Kísérlet [109]	$2.33 {\pm} 0.04$	$2.59 {\pm} 0.04$	1.72 ± 0.04	$0.87 {\pm} 0.06$

4.4 táblázat: A ⁶He mag nukleon- (m), neutron- (n), és protoneloszlásának (p) rms sugarai, valamint a neutronbőr vastagsága. Valamennyi adat fm-ben értendő.

Tehát azt mondhatjuk, hogy sikeresen reprodukáltuk a 6 He energiáját egy olyan modellben, amely a t + t klaszterizációt is tartalmazza.

A ⁶Li és ⁶Be magokbeli 0⁺ állapotok modelltereit hasonló módon kibővítve szintén közelebb kerülünk a kísérleti értékekhez, ahogy az a 4.1 táblázatból látszik. A ⁶Li esetében továbbra is hiányzik körülbelül 0.1 MeV kötési energia. Tesztszámolásaink azt mutatják, hogy ennek fő oka a kölcsönhatásunk töltésfüggetlensége. Az MN erő képes egyidejűleg reprodukálni az n+n és p+p effektív hatótávolságokat, a p+n hatótávolságot viszont nem. Mint kimutatták, olyan kölcsönhatást használva, amely a p + n effektív hatótávolságot reprodukálja, az A = 6 magok kötési energiája mintegy 0.1–0.2 MeV-vel nő [111].

Miután modellünket minden tekintetben kielégítőnek találtuk, kiszámoltuk a ⁶He magbeli nukleon-, neutron-, és protoneloszlások rms sugarait. Az eredmények (pontszerű nukleonokat feltételezve) a 4.4 táblázatban találhatók. Az alfa-részecskénk sugara valamivel kisebb a kelleténél, így várhatóan a ⁶He-beli sugarak is kissé alulbecsültek. Ez azonban nem befolyásolja a neutronbőr vastagságának becslését. Látható, hogy modellünk egy nagy kiterjedésű neutron halo jelenlétét mutatja. Eredményeink jó egyezésben vannak a [109] cikk fenomenologikus értékeivel, és a [35] cikk makroszkopikus modelljének jóslataival is.

Ezidáig valamennyi számolást a tenzorerő elhagyásával végeztük. Kísérletképpen megvizsgáltuk ezen kölcsönhatás esetleges hatásait. Hangsúlyozzuk, hogy soktest-rend-szerek esetén, ellentétben például a háromnukleon-problémával, a tenzorkölcsönhatásunk nem nyugszik igazán szilárd alapokon. Ennek oka egyrészt a triplet-even nukleon-nukleon csatornában fellépő probléma, másrészt a tenzorerőbeli paraméterek rögzítésének nehézsége. Éppen ezért használjuk itt a tenzorerőt csak egy tesztszámolásban. A 2.5 alfejezetbeli tenzorkölcsönhatást használva, a ⁶He alapállapotának energiája mintegy 0.08 MeV-vel csökken a legjobb modellünkben. Ezt a csökkenést valószínűleg kompenzálná az, ha a t + t küszöb a korrekt energiánál (az $\alpha + n + n$ -hez közelebb) lenne.

Osszefoglalásul elmondhatjuk, hogy első ízben sikerült reprodukálni a ⁶He mag alapállapotának kötési energiáját egy realisztikus mikroszkopikus modellben. Kimutattuk, hogy a háromtest-modellekből jól ismert kötésienergia-hiányt a t + t csatorna konzisztens módon történő figyelembevétele megszünteti. A t + t klaszterizációnak a ⁶He leírásában betöltött fontos szerepét a [112] cikkekbeli eredmények is megerősítik.

Hangsúlyozni szeretnénk, hogy a ⁶He magra vonatkozó eredmények csak abban az esetben fogadhatók el megbízhatóaknak, ha az alrendszerek (elsősorban az $\alpha + n$) leírása a ⁶He leírásával összhangban van. Ha például a hullámfüggvényünket további magasabb-

rendű klaszterizációkkal egészítenénk ki, akkor minden esetben meg kellene győződnünk arról, hogy az alrendszerek leírása továbbra is megfelelő-e.

Ugy gondoljuk, hogy dinamikai szempontból modellünk még mindig a legjobb ⁶He leírásnak tekinthető. Léteznek ugyan a nálunkénál sokkal fundamentálisabb modellekben történő számítások (például GFMC technikával [75]) ezek azonban egyelőre nem képesek például a ⁶He kötési energiáját korrektül reprodukálni, az $\alpha + n$ alrendszert nem is említve. A jövőben azonban várhatóan ezek a módszerek fogják a ⁶He mag neutron halojának legtökéletesebb leírását adni.

A ⁶He magbeli neutron halo vizsgálatának egy érdekes lehetőségét kínálja ezen mag béta-bomlása. A ⁶He alapállapota kétféle módon bomolhat el. Az esetek túlnyomó többségében a ⁶Li alapállapotába történik a bomlás, olykor azonban a ⁶Li kontinuuma, az $\alpha + d$ szórási állapot a folyamat végállomása. A ⁶He mag béta-késleltetett deuteronkibocsátását első ízben a [113] kísérletben észlelték. A mért elágazási arány, $(2.5 \pm 0.5) \times$ 10^{-6} , a vártnál sokkal kisebbnek bizonyult. A bomlási folyamatot modellező *R*-mátrixformalizmus két nagyságrenddel nagyobb értéket adott. Egy újabb, jobb statisztikájú mérés $(7.6 \pm 0.6) \times 10^{-6}$ elágazási arányt eredményezett [114], ami nagyobb ugyan mint az előző érték, azonban még mindig jóval a várakozások alatt van. A kísérletek elemzéséhez használt fenomenologikus modellek képtelenek a ⁶He mag igazi háromtest-természetét figyelembe venni, és valójában a ⁶He-nak egy α + dineutron közelítését képviselik. Eredménytelenségük jelzés arra, hogy az ilyen típusú konfiguráción túl más fontos komponensek is jelen vannak a ⁶He alapállapotában. Ez összhangban van a mi eredményeinkkel (vö. a 4.3 táblázattal).

A ⁶He mag béta-késleltetett deuteronkibocsátását vizsgálták $\alpha + d$ potenciálmodellben [115], makroszkopikus háromtest-modellben [116], és szemimikroszkopikus $\alpha + d$ modellben [117]. Ezek, noha a folyamat számos fontos részletét tisztázták, nem képesek annak egységes tárgyalására. A fő probléma az, hogy a kezdeti- (⁶He) és végállapot $(\alpha + d)$ leírása nem konzisztens egymással. Ez például azt jelenti, hogy a két állapotban különböző nukleon-nukleon (illetve klaszter-klaszter) kölcsönhatások vannak jelen, ami nemkívánatos problémákat vet fel, például az $\alpha + d$ szórásbeli 1⁺ állapot hullámfüggvénye nem ortogonális a ⁶Li alapállapotára stb. Mint látni fogjuk, a bomlási elágazási arány rendkívül érzékeny a hullámfüggvények kis részleteire is, így az ilyen modellektől nem várhatunk megbízható eredményeket.

Jelen munka célja az, hogy egy precíz és konzisztens modellt adjon a béta-késleltetett deuteronkibocsátási folyamat leírására. Egy ilyen modellnek realisztikus módon és szimultán kell reprodukálnia (i) a deuteron kötési energiáját és sugarát, (ii) az alacsonyenergiájú n + n szórási fázisokat, (iii) az $\alpha + n$ szórást, (iv) az $\alpha + d$ szórást, és (v) a ⁶He energiáját és sugarát. Ezenkívül fontos, hogy a modell a ⁶He-beli neutron halot nagy távolságokig (~20 fm) pontosan kezelje [117]. Az MN kölcsönhatást használva az (i)–(iv) feltételek kielégíthetők, míg a ⁶He mag fentebb részletesen tárgyalt modellje eleget tesz az (v) feltételnek. A [117] cikkben rámutattak arra, hogy a tipikus nukleáris skálán (< 10 fm) elkövetett néhány százalékos hiba a végeredményben nagyságrendi hibához vezethet. A ⁶Li alapállapotába történő bomlás a hullámfüggvényeknek csak a belső részére érzékeny, így kiváló tesztesetként szolgálhat ebből a szempontból.

A dW/dE, idő- és energiaegységre eső béta-késleltetett deuteronkibocsátási valószí-

nűség

$$\frac{dW}{dE} = \frac{mc^2}{\pi^4 v \hbar^4} G_\beta^2 f(Q - E) B_{\rm GT}(E)$$
(4.3)

alakban írható fel, ahol m az elektrontömeg, v az alfa-részecske és a deuteron közötti relatív sebesség, $G_{\beta} = 3.002 \times 10^{-12}$ pedig a dimenziótlan béta-bomási állandó. Az f fázistérfogati faktor, vagy más néven Fermi-integrál, az elektron és antineutrinó rendelkezésére álló Q - E energiától függ. A kezdeti és végállapoti részecskék közötti tömegkülönbség Q = 3.03 MeV, míg a maximális teljes energia (a tömegenergiával együtt) $W_0 = 2.54$ MeV. A Gamow-Teller redukált átmeneti valószínűség

$$B_{\rm GT}(E) = \frac{\lambda^2}{2J+1} \sum_{MM'\mu} |\langle \Psi^{\alpha d}_{J'M'}| \sum_{j=1}^6 t^j_{-} \sigma^j_{\mu} | \Psi^{^6{\rm He}}_{JM} \rangle|^2$$
(4.4)

alakú, ahol $\Psi^{\alpha d}$ és $\Psi^{^{6}\text{He}}$ az $\alpha + d$ szórási állapot, illetve a ⁶He alapállapot hullámfüggvényét jelöli, \mathbf{t}^{j} és $\boldsymbol{\sigma}^{j}$ az izospin operátora illetve a j nukleon Pauli-mátrixa, míg $\lambda = 1.26$ az axiálvektor és vektor csatolási állandók hányadosa. A ⁶Li alapállapotába vezető bétabomlás $t_{1/2}$ felezési ideje

$$(ft_{1/2})^{-1} = (2\ln 2)\pi^3 (mc^2/\hbar) G_\beta^2 B_{\rm GT}(g.s.)$$
(4.5)

alapján számolható, ahol a $B_{\rm GT}(g.s.)$ átmeneti valószínűséget a

$$B_{\rm GT}(g.s.) = \frac{\lambda^2}{2J+1} \sum_{MM'\mu} |\langle \Psi_{J'M'}^{^{6}{\rm Li}}| \sum_{j=1}^{6} t_{-}^{j} \sigma_{\mu}^{j} | \Psi_{JM}^{^{6}{\rm He}} \rangle|^2$$
(4.6)

kifejezés adja. A továbbiakban a feladatunk a fellépő ⁶He, ⁶Li, és $\alpha + d$ hullámfüggvények specifikálása, és az átmeneti soktest-mátrixelemekbe való helyettesítése.

A ⁶He alapállapoti hullámfüggvénye az előzőekben ismertetett legjobb modellünkből jön,

$$\Psi = \sum_{l_1, l_2, L, S} \sum_{i=1}^3 \mathcal{A}\left\{ \left[\left[\Phi^{\alpha_i} \Phi^n \Phi^n \right]_S \chi^{\alpha_i nn}_{[l_1, l_2]L}(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2) \right]_{JM} \right\} + \mathcal{A}\left\{ \left[\left[\Phi^t \Phi^t \right]_S \chi^{tt}_L(\boldsymbol{\rho}_{tt}) \right]_{JM} \right\}.$$
(4.7)

Kölcsönhatásként az ehhez az altérhez fentebb meghatározott MN erőt használjuk. A relatív mozgási hullámfüggvények sorfejtésében a bázisfüggvényeket úgy választottuk, hogy a $\rho_{\alpha(nn)}$ koordinátában az aszimptotika korrekt legyen legalább 15–20 fm távolságig. A ⁶Li végállapot hullámfüggvényét (4.7)-tel konzisztens módon kell megválasztanunk. A 2.5 alfejezetben leírt triplet-even erő-problémát elkerülendő, csak az L = 0, S = 1 konfigurációkat tartjuk meg. Az ez által okozott hiba elfogadható, mivel az elhanyagolt komponensek kicsik (~5% [22]), viszont így a hullámfüggvény aszimptotikus része realisztikusabb. A ⁶He (L = 1) \rightarrow ⁶Li átmenetnek a $B_{\rm GT}$ mátrixelemhez való járuléka elhanyagolhatóan kicsi lenne (~0.1%), mivel a GT operátor csak azonos L-ű állapotokat köt össze. Azonban az L = 1 komponens hiánya miatt az L = 0 állapot súlya megnövekszik, így modellünkben lehet, hogy mintegy 5%-kal túlbecsüljük $B_{\rm GT}$ értékét. A variációs elv azonban ennek egy részét valószínűleg kompenzálja. Az is megjegyzendő, hogy az $L \neq 0$

60



4.2 ábra: Modellünk S-hullámú $\alpha + d$ fázistolása. A kísérleti adatok a [118] cikkből valók.

komponens, ha jelen lenne, esetleg kissé megváltoztatná a hullámfüggvény nódusainak helyét. A felsorolt hibalehetőségek esetleges fontosságát a $B_{\rm GT}({\rm g.s.})$ mennyiségre vonatkozó ellenőrző számolásokkal becsülhetjük meg.

Mindezeket figyelembe véve az alapállapoti ⁶Li hullámfüggvényünk a

$$\Psi_{JM}^{6_{\text{Li}}} = \sum_{i=1}^{N_d} \mathcal{A}\left\{ \left[\left[\Phi^{\alpha} \Phi^{d_i} \right]_S \chi_L^{\alpha d_i}(\boldsymbol{\rho}_{\alpha d}) \right]_{JM} \right\} + \mathcal{A}\left\{ \left[\left[\Phi^t \Phi^h \right]_S \chi_L^{th}(\boldsymbol{\rho}_{th}) \right]_{JM} \right\}$$
(4.8)

alakot ölti, míg a szórási állapoté

$$\Psi_{JM}^{\alpha d} = \mathcal{A}\left\{\left[\left[\Phi^{\alpha}\Phi^{d_{1}}\right]_{S}g_{L}^{\alpha d_{1}}(E,\boldsymbol{\rho}_{\alpha d})\right]_{JM}\right\} + \sum_{i=2}^{N_{d}}\mathcal{A}\left\{\left[\left[\Phi^{\alpha}\Phi^{d_{i}}\right]_{S}\chi_{L}^{\alpha d_{i}}(E,\boldsymbol{\rho}_{\alpha d})\right]_{JM}\right\} + \mathcal{A}\left\{\left[\left[\Phi^{t}\Phi^{h}\right]_{S}\chi_{L}^{th}(E,\boldsymbol{\rho}_{th})\right]_{JM}\right\}.$$

$$(4.9)$$

Itt $h = {}^{3}$ He, L = 0, S = 1, $J^{\pi} = 1^{+}$, és E az $\alpha + d$ relatív mozgási energia a tömegközépponti rendszerben. A g szórási függvény normálását (4.4)-gyel konzisztens módon választjuk:

$$g_0^{\alpha d_1}(E, \boldsymbol{\rho}_{\alpha d}) \to Y_{00}(\hat{\boldsymbol{\rho}}_{\alpha d}) \rho_{\alpha d}^{-1} \Big(F_0(k\rho_{\alpha d}) \cos \delta + G_0(k\rho_{\alpha d}) \sin \delta \Big), \tag{4.10}$$

ha $\rho_{\alpha d} \to \infty$, ahol k a hullámszám, F_0 és G_0 a Coulomb-függvények, δ pedig az S-hullámú fázistolás az E energián.

Mivel a deuteronklaszter meglehetősen könnyen deformálódik, ezért öt oszcillátorállapotot használunk leírására ($N_d = 5$). A variációsan stabilizált hullámfüggvény az alapállapotra –2.20 MeV kötési energiát és 2.1 fm sugarat ad. Ugyanazt az erőt használva,



4.3 ábra: Idő- és energiaegységre eső átmeneti valószínűség, dW/dE, az E tömegközépponti energia függvényében. A kísérleti adatok a [114] cikkből valók. A folytonos görbe a legjobb modellünk eredménye, ahol az $\alpha + d$ hullámfüggvényben jelen van a t + h komponens, míg a hosszú szaggatot vonal az ezen komponens nélküli eredményt mutatja. A rövid szaggatott vonal egy olyan tesztszámolás eredménye, ahol a teljes ⁶He hullámfüggvény csak $\rho_{\alpha(nn)} \approx 10$ fm távolságig írja le helyesen a halo-aszimptotikát. A pontozott vonal ugyanaz, mint a folytonos, csak 0.2 MeV-vel nagyobb energiák felé eltolva.

mint a ⁶He esetén, modellünk visszaadja a ⁶Li mag $\alpha + d$ küszöbhöz viszonyított kísérleti kötési energiáját (1.47 MeV). Tesztszámítások céljára létrehoztunk egy olyan ⁶Li hullámfüggvényt is amely a t+h komponens nélkül reprodukálja a kísérleti kötési energiát. Ezt a kölcsönhatás kicserélődési paraméterének újraillesztésével értük el (u = 0.97). A 4.2 ábra a legjobb modellünk által szolgáltatott S-hullámú $\alpha + d$ fázistolást mutatja. Látható, hogy eredményeink igen jó összhangban vannak a kísérleti adatokkal.

Ezek után minden szükséges bemenő adat rendelkezésünkre áll ahhoz, hogy az átmeneti mátrixelemeket kiszámoljuk. Az alapállapoti átmenet esetén modellünk $B_{\rm GT}({\rm g.s.}) =$ $4.60\lambda^2$ eredményre vezet, ami $ft_{1/2} = 841$ értéknek, illetve $t_{1/2} \approx 835$ ms felezési időnek felel meg. Ez valamivel meghaladja a $t_{1/2} = 806.7\pm1.5$ ms kísérleti adatot [25]. Tesztmodellünkben, ahol a ⁶Li-beli t + h komponenst kihagytuk és a kölcsönhatást újraillesztettük, $B_{\rm GT}({\rm g.s.}) = 4.48\lambda^2$ és $t_{1/2} = 857$ ms adódik, azaz a kísérlettől való eltérés megkétszereződik. Ez a példa jól mutatja annak fontosságát, hogy a kezdeti és végállapotban ugyanazon kölcsönhatásnak kell szerepelnie. Azt mondhatjuk, hogy a legjobb modellünk, a 3–4%-nyi diszkrepancia ellenére, jó egyezésben van a kísérlettől való eltérést. Ismeretes, hogy a mezonkicserélődési effektusok okozhatnak 7–8%-nyi korrekciót ebben a magtartományban [111], és általában a néhánytest-rendszerek gyenge folyamataiban [119].

A 4.3 ábra a modellünk által jósolt dW/dE átmeneti valószínűségi függvényt mu-



4.4 ábra: A (4.4) mátrixelembeli dimenziótlan integrál mint az integrálási felső határ függvénye (sematikus ábrázolás, nem a konkrét modell adataival). A téglalapok az integrálbeli tipikus elméleti bizonytalanságot mutatják a jellegzetes nukleáris skálán, illetve annak hatását a végeredményre.

tatja, a kísérleti adatokkal egyetemben. Látható, hogy mind a teljes modell (folytonos vonal), mind pedig a tesztmodell (hosszú szaggatott vonal) túlbecsüli a kísérleti adatokat, azonban a konzisztens modell eredményei sokkal közelebb vannak hozzájuk. A kísérlettől való eltérés, a $B_{\rm GT}(g.s.)$ mennyiséghez hasonlóan, körülbelül kétszer olyan nagy a tesztmodell esetén mint a teljes modellnél. A $B_{\rm GT}(g.s.)$ hibája tipikusnak mondható olyan folyamatok esetén, amelyek normális nukleáris skálán jelentkeznek, azaz a magon belüli átlagos nukleontávolságokon. A dW/dE esetén azonban, noha a kettes faktor megmarad a két modell között, a kísérlettől való eltérés 60–70%-ra nő. Ez azt jelzi, hogy az $\alpha + d$ végállapotba vezető béta-bomlás kis $B_{\rm GT}$ értéke valószínűleg két ellenkező előjelű nagy járulék kényes egyensúlyának a következménye [117]. Ez az effektus erősíti fel a tipikus nukleáris skálán néhány százalékos hibát 60–70%-ra. Kimutatható [117], hogy a (4.4)-beli $B_{\rm GT}(E)$ mátrixelem integrálja, mint az integrálás felső határának függvénye, tipikus nukleáris skálán (2–3 fm) nagy abszolút értékkel rendelkezik. Az ellentétes előjelű járulékok kioltó hatása miatt azonban az aszimptotikus végeredmény rendkívül kicsivé válik. Ezen futó integrál nagy közbenső értékének (2–3 fm távolságnál) megváltozása a végeredményt nagyságrendileg befolyásolhatja. Ezt az effektust mutatja sematikusan a 4.4 ábra.

A legjobb modellünkbeli integrált elágazási arány 6.0×10^{-6} . A kísérleti energiavágás fölötti deuteronokra ez az érték 3.1×10^{-6} . Megjegyezzük, hogy a 4.3 ábrán látható kísérleti adatok integrálása 5.4×10^{-6} teljes elágazási arányt ad, kisebbet mint a kísérletben közölt $(7.6 \pm 0.6) \times 10^{-6}$ [114].

Megvizsgáltuk a ⁶He mag aszimptotikus hullámfüggvényének (halojának) a dW/dE függvényre gyakorolt hatását. A 4.5 ábra a $\rho_{\alpha(nn)}\chi^{\alpha_0(nn)}_{[00]0}$ relatív mozgás hullámfüggvényét mutatja rögzített $\rho_{nn} = 2$ fm esetén. A szaggatott vonal egy olyan tesztmodell



4.5 ábra: A ⁶He mag $\rho_{\alpha(nn)}\chi_{[00]0}^{\alpha_0(nn)}$ relatív mozgási hullámfüggvényének radiális része rögzített $\rho_{nn} = 2$ fm estén. A folytonos görbe a teljes modell eredménye, míg a szaggatott görbe a 4.3 ábrán rövid szaggatottal jelzett csonkított modellből jön.

hullámfüggvénye, ahol a sorfejtési bázis csak a $\rho_{\alpha(nn)} < 10$ fm tartományt fedi le. Az ehhez tartozó dW/dE függvényt a 4.3 ábra rövid szaggatott görbéje képviseli. Látható, hogy a ⁶He-beli neutron halo nem kielégítő leírása nagyságrendi hibához vezethet.

A legjobb modellünkből származó dW/dE függvény nagyságrendileg jól egyezik az adatokkal, noha alulbecsli őket. Erdekes módon a függvény alakja is nagyon hasonló a kísérleti eloszláshoz, de mintha mintegy 200 keV energiával el lenne tolva kisebb energiák felé. Hasonló jelenséget figyelhetünk meg, ha nem is ennyire hangsúlyosan, más elméleti számolások eredményeinél is [115,116,117]. Ha 200 keV-vel eltoljuk a folytonos görbénket nagyobb energiák felé (ez a laboratóriumi rendszerben ~ 130 keV-nek felel meg), akkor a kísérlettel szinte tökéletes egyezést kapunk (a 4.3 ábra pontozott görbéje). A kísérletben egy energiavágást alkalmaztak, elsősorban azért mert a szilíciumdetektor felületi gátján történő energiavesztés nem tette lehetővé kis energiájú deuteronok észlelését. Ezt a levágást 180 ± 50 keV laboratóriumi energia körül becsülték (tehát ha például a detektor egy 1 keV energiájú deuteront jelzett, akkor azt 181 keV-es eseményként rögzítették). A 4.3 ábrán bemutatott eredményeink alapján felvethető a kérdés, hogy vajon nem képzelhető-e el az, hogy a kísérleti energiavágás kisebb, mint amit feltételeztek. Ezt a kérdést a detektor felületi zárórétegének fékezőképességét mérve lehetne vizsgálni. Sajnos a [113,114] kísérletet más laboratóriumokban nem reprodukálták, és a CERN-ben sem végeztek újabb méréseket, így ez a kérdés egyelőre függőben van. A közeljövőben azonban várhatók újabb kísérletek ezen a téren [120].

Összegzésként elmondhatjuk, hogy a ⁶He mag béta-késleltetett deuteronkibocsátását első ízben tanulmányoztuk egy realisztikus mikroszkopikus modell keretein belül. Modellünk jelenleg is az egyetlen olyan leírás, amely a kezdő- és végállapotot egységes módon képes kezelni. Ez nem meglepő, mivel egy ilyen leírásnak, ahhoz, hogy működőképes legyen, igen komoly feltételeket kell kielégítenie (lásd a fent részletezett (i)-(v) pontokat). Számításaink megerősítik azt, hogy a ⁶He mag neutron halojának nagy szerepe van az $\alpha + d$ csatornába irányuló béta-bomlás valószínűségének lecsökkentésében.

4.3 Proton halo a ⁸B magban

A ¹¹Li és ⁶He magokbeli halo-jelenséghez hasonló effektust számos más magban is megfigyeltek. Ezek azonban mind neutron haloval rendelkeznek. Felmerül a kérdés, hogy létezhetnek-e vajon protonhalo-magok. Egy közelmúltbeli kísérletben a ⁸B mag kvadrupólmomentumát rendkívül nagynak találták [121]. Az eredményeket egy ⁷Be + p potenciálmodellben értelmezve, a szerzők szerint ahhoz, hogy a nagy kvadrupólmomentumot megmagyarázhassák, egy ≈ 0.8 fm vastagságú protonbőr létét kell feltételezni a ⁸B magban. Ez egy kiterjedt proton halo jelenlétére utalna. A [109] cikkbeli relativisztikus átlagtér-modell nem erősíti meg ezt a feltételezést. Ebben a modellben nagyszámú könnyű izotópot vizsgálva arra a következtetésre jutottak, hogy az egyes izotópok neutron- illetve protonbőrének vastagsága, és a neutron és proton Fermi-energiáinak különbsége között többé-kevésbé lineáris kapcsolat van. (Ez egyébként arra utal, hogy a halo-jelenség egy küszöbeffektus, és a gyengén kötött rendszerekben fordul elő.) A ⁸B magra és a ⁸Li tükörmagra vonatkozó Fermi-energiák különbsége –10.44 MeV, illetve 11.67 MeV. Ez a [109]-beli ábra alapján azt sugallná, hogy a ⁸B magban nincs jelen proton halo, vagy ha jelen is lenne, akkor az olvan protonbőrhöz vezetne, amely a ⁸Li-beli neutronbőrnél vékonyabb, és valószínűleg kisebb mint ≈ 0.2 fm.

Ez az eredmény látszólag jól értelmezhető azzal a ténnyel, hogy a jelen levő Coulombgát a valenciaprotont nem engedi túlságosan eltávolodni a ⁷Be törzstől [122]. Ez az érvelés azonban, annak ellenére, hogy logikusnak tűnik, hibás. A Coulomb-erőt hozzáadva egy kéttest-potenciálhoz, az nemcsak a gát környéki taszításhoz vezet, hanem a potenciálgödör alját is megemeli. Ez ahhoz vezet, hogy a ⁸B-beli proton szeparációs energiája nagyjából annyival csökken a ⁸Li-beli neutronéhoz képest, mint a gát magassága. Ez azt jelenti, hogy a ⁸Li magbeli neutron által érzékelt potenciálfal magassága nagyjából megegyezik a ⁸B magbeli proton által érzékeltével. Míg azonban a ⁷Li + n gát konstans marad nagy r-ekre, addig a ⁷Be + p gát 1/r szerint lecsökken. Ez az effektus igenis vezethet egy ⁸B magbeli nagyobb kiterjedésű protonbőrhöz, s így proton halo megjelenéséhez.

A [109] modell eredményével ellentétben, a [123] cikkbeli héjmodell-számolás egy nagy kiterjedésű proton halo jelenlétére utalt, mintegy 0.9 fm vastagságú protonbőrrel. A [124] cikk szerzői ugyanakkor rámutattak arra, hogy a ⁸B mag nagy kvadrupólmomentuma nem biztos, hogy proton halotól származik, azt (részben) okozhatja a ⁷Be törzs deformációja is.

Jelen munka célja egy realisztikus mikroszkopikus modell kidolgozása a ⁸B magra. Az összehasonlítás kedvéért a számolásokat a ⁸Li magra, a ⁸B tükörpárjára, is elvégezzük. Modellünk egy háromklaszteres (⁸Li = $\alpha + t + n$ illetve ⁸B = $\alpha + h + p$, ahol $t = {}^{3}$ H és $h = {}^{3}$ He) leírás

$$\Psi^{^{8}\text{Li}} = \sum_{l_{1}, l_{2}, L, S} \mathcal{A}\left\{\left[\left[\Phi^{\alpha}\Phi^{t}\Phi^{n}\right]_{S}\chi^{\alpha tn}_{[l_{1}, l_{2}]L}(\boldsymbol{\rho}_{1}, \boldsymbol{\rho}_{2})\right]_{JM}\right\},\tag{4.11}$$

Klaszter	izáció	Klaszterizá	Klaszterizációs súly		
Partíció	$(l_1l_2)L, S$	$^{8}\mathrm{B}$	⁸ Li		
$p(\alpha h), n(\alpha t)$	(11)1,1	0.96	0.95		
	(11)2,0	0.013	0.016		
	(11)2,1	0.014	0.019		
	(13)2,0	0.0003	0.0003		
	(13)2,1	0.0007	0.0009		
	(31)2,0	0.013	0.016		
	(31)2,1	0.015	0.020		
$h(\alpha p), t(\alpha n)$	(11)1,1	0.96	0.95		
	(11)2,0	0.013	0.016		
	(11)2,1	0.014	0.019		
	(13)2,0	0.012	0.015		
	(13)2,1	0.014	0.019		
$\alpha(hp), \alpha(tn)$	(11)1,1	0.94	0.94		
	(11)2,1	0.013	0.018		
	(13)2,1	0.014	0.019		

4.5 táblázat: A $^8{\rm B}$ és $^8{\rm Li}$ magok leírásában figyelembe vett konfigurációk, és klaszterizációs súlyaik (%).

illetve

$$\Psi^{^{8}\mathrm{B}} = \sum_{l_{1}, l_{2}, L, S} \mathcal{A}\left\{ \left[\left[\Phi^{\alpha} \Phi^{h} \Phi^{p} \right]_{S} \chi^{\alpha h p}_{[l_{1}, l_{2}]L}(\boldsymbol{\rho}_{1}, \boldsymbol{\rho}_{2}) \right]_{JM} \right\}$$
(4.12)

hullámfüggvénnyel. A ⁸B és ⁸Li magok alapállapotainak felépítésénél valamennyi olyan impulzusmomentum-csatornát figyelembe vettük, amely fizikailag releváns lehet. A $p(\alpha h)$ és $n(\alpha t)$ konfigurációkban az $l_1 = 1$ és 3 impulzusmomentumokat vettük be, amelyek a ⁷Be illetve ⁷Li alrendszerek $3/2^-$, $1/2^-$, $7/2^-$ és $5/2^-$ állapotaiban vannak jelen. A $h(\alpha p)$ és $t(\alpha n)$ klaszterizációkban az $l_1 = 1$ parciális hullámot vettük figyelembe, amely a ⁵Li és ⁵He alrendszerekbeli $3/2^-$ és $1/2^-$ állapotokban játszanak szerepet. Végül az $\alpha(hp)$ és $\alpha(tn)$ konfigurációkban az $l_1 = 1$ és S = 1 értékeket tartottuk meg, összhangban azzal, hogy a [82] cikk szerint az alacsonyan fekvő ⁴Li és ⁴H állapotokban a ³ P_1 parciális hullám a domináns. Az l_2 impulzusmomentummal jellemzett relatív mozgásban az $l_2 \leq 3$ állapotokat vettük figyelembe. Modellterünket a 4.5 táblázat mutatja. Tesztszámolásaink alapján állíthatjuk, hogy a háromtest-dinamika leírásában modellterünk gyakorlatilag teljes. A [125] cikkben egy hasonló háromklaszteres modellt használtak a ⁸Li és ⁸B magok leírására. Számítástechnikai kényszerek miatt azonban (noha szuperszámítógépet használtak) a mienknél legalább egy nagyságrenddel kisebb modellteret tudtak csak figyelembe venni. Elmondható tehát, hogy a mi leírásunk tekinthető a ⁸Li és ⁸B magok első realisztikus mikroszkopikus modelljének.

Mint az eddigiekben már többször hangsúlyoztuk, az N–N kölcsönhatást úgy kell megválasztanunk, hogy az a kéttest-alrendszereket minél hívebben reprodukálja. Mivel itt a törzs+nukleon szabadsági fok a legfontosabb, ezért a ⁷Li és ⁷Be magok jó leírása a leglényegesebb. Az MN kölcsönhatást sikeresen használták A = 7 magok vizsgálatában

	⁷ Be		⁷ Li		
	Elmélet	Kísérlet	Elmélet	Kísérlet	
$E(3/2^{-})$ (MeV)	-1.59	-1.59	-2.47	-2.47	
$E(1/2^{-})$ (MeV)	-1.14	-1.16	-1.99	-1.99	
$E(7/2^{-})$ (MeV)	3.27	2.98	2.46	2.16	
$E(5/2^{-})$ (MeV)	4.51	5.14	3.71	4.21	
$Q(3/2^{-})$ (efm ²)	-6.35		-3.76	$-4.06{\pm}0.08~[25]$	
				-3.7 ± 0.08 [127]	
				-4.0 ± 1.1 [128]	
$r_{\rm m}(3/2^{-})~({\rm fm})$	2.43	$2.34{\pm}0.03$	2.39	$2.36 {\pm} 0.03$	
				2.39 ± 0.03 [129]	
$r_{\rm n}(3/2^{-})$ (fm)	2.37	$2.27 {\pm} 0.03$	2.44	2.41 ± 0.03	
$r_{\rm p}(3/2^-)$ (fm)	2.48	$2.39 {\pm} 0.03$	2.33	$2.29 {\pm} 0.03$	

4.6 táblázat: A ⁷Be és ⁷Li magok energiája (az $\alpha + h/t$ küszöbhöz viszonyítva), kvadrupólmomentuma, és pontszerű nukleonokhoz tartozó rms sugarai. A kísérleti energiák a [25] cikkből, míg a sugarak a [106] cikkből valók (ez utóbbiaknál a véges nukleonsugár hatását levontuk).

[126]. A [126] cikket követve, a klaszterek közös méretparaméterét úgy választjuk meg, hogy az alfa-részecske és a triton rms sugarainak összege megegyezzen a kísérleti értékkel. (Ez egy megkérdőjelezhető választás. Ma úgy látjuk, hogy a sugarak négyzetösszege a releváns mennyiség. Ilyen szellemben fogunk eljárni az 5.2 alfejezetbeli modell esetén. Jelen alfejezetbeli következtetéseinket ez a választás lényegesen nem befolyásolja.) Ez $\beta = 0.48 \text{ fm}^{-2}$ értékhez vezet. A 2.5 alfejezetbeli spin-pálya kölcsönhatás túl erős felhasadást eredményez a ⁷Li illetve ⁷Be alrendszerek $3/2^-$ és $1/2^-$ állapotai között. Éppen ezért a jelen vizsgálatokban egy új spin-pálya erőt használunk $V_{05} = -25 \text{ MeV}$ erősséggel és $a_5 = 1 \text{ fm}$ diffuzitással (v.ö. (2.47)-tel). A centrális kölcsönhatás nem ad elég felhasadást a ⁵Li illetve ⁵He magokbeli $3/2^-$ és $1/2^-$ állapotok között. Vizsgálataink szerint ezt a diszkrepanciát gyakorlatilag lehetetlen korrigálni abban az esetben, ha az A = 7 alrendszerek leírása jó. Mindenesetre az A = 5 fázistolások, ha nem is tökéletesek, de kielégítően jók.

A 4.6 táblázatban összehasonlítottuk modellünknek a ⁷Be és ⁷Li magok néhány tulajdonságára vonatkozó jóslatát a kísérleti eredményekkel. A $7/2^-$ és $5/2^-$ állapotok esetén, amelyek az $\alpha + h$ illetve $\alpha + t$ csatornákban nem kötöttek, a modellbeli rezonanciaenergiákat az S-mátrix póluspozícióiból határoztuk meg. Azt mondhatjuk, hogy az A = 7alrendszerek leírása kielégítően jó. Úgy találtuk, hogy a h + p és t + n fázistolások is jól egyeznek a kísérletekkel. Ez az egyetlen olyan alrendszer ahol a tenzorerő szerepet játszik. A néhány létező kísérleti eredmény egymásnak ellentmondó ${}^{3}P_{0}$ — ${}^{3}P_{1}$ alacsonyenergiájú fázissorrendet mutat. Ez a fázissorrend segíthetne lerögzíteni a tenzorerő kicsrélődési paraméterét. Mivel az ellentmondó kísérleti adatok miatt ezen paraméter értéke (s így az erősség előjele is) bizonytalan, ezért itt és a továbbiakban a tenzorerő nélkül végezzük a számításokat.

	⁸ B				
	Q	$r_{ m m}$	$r_{ m n}$	$r_{ m p}$	$r_{\rm p} - r_{\rm n}$
Tanihata [106]		$2.38 {\pm} 0.04$	$2.27 {\pm} 0.04$	$2.45 {\pm} 0.05$	0.18
Minamisono [121]	$6.83 {\pm} 0.21$		2.20	2.98	0.78
Kitagawa [123]	7.50	2.74	2.16	3.03	0.87
RGM	6.58	2.57	2.25	2.74	0.49

4.7 táblázat: A ⁸B mag alapállapotának kvadrupólmomentuma ($e \text{fm}^2$), pontszerű nukleonokhoz tartozó sugarai, és a protonbőr vastagsága (fm).

A 4.5 táblázatbeli teljes modellteret használva, a ⁸B mag három klaszterre vonatkozó szeparációs energiájára 1.66 MeV-et kapunk (a kísérleti érték 1.725 MeV), míg a ⁸Li kötési energiája 4.19 MeV-nek adódik (a kísérleti érték 4.501 MeV). Mivel az A = 7 alrendszerek két klaszterre vonatkozó szeparációs energiái helyesen adódnak, ezért a ⁷Be+ p és ⁷Li + n szeparációs energiák ugyanolyan mértékben térnek el a kísérletektől, mint a háromklaszter-energiák. Ezek az eltérések meglehetősen kicsik, és valószínűleg az ötnukleon-rendszerek nem tökéletes leírásából erednek. Az egyes nem ortogonális csatornák súlyai (klaszterizációs súlyok [89]) a 4.5 táblázatban találhatók. Az egyes ortogonális (L, S) komponensek, (L, S) = (1, 1), (2, 0), és (2, 1), súlyai rendre 96.98%, 1.46%, és 1.56% a ⁸B esetén, illetve 96.11%, 1.76%, és 2.13% a ⁸Li esetén. Modellünk konvergenciáját demonstrálandó bevettük az $[(l_1, l_2)L, S] = [(13)3, 1]$ komponenseket (plusz a [(31)3, 1] komponenst az $n(\alpha t)$ konfigurációban), és azt találtuk, hogy az energiához való járulékuk 0.001 MeV, klaszterizációs súlyuk 0.01%, és az (L, S) = (3, 1) komponens súlya szintén közel 0.01%. Ezek a számok megerősítik azt, hogy modellterünk gyakorlatilag teljes.

A ⁸B és ⁸Li magok modellbeli kvadrupólmomentumai és különböző sugarai a 4.7 és 4.8 táblázatokban láthatók, a kísérleti értékekkel, valamint a [123] számolás eredményeivel együtt. A ⁸Li esetén feltüntettük egy tesztszámolás eredményét is, ahol a kölcsönhatást kissé módosítva a 0.3 MeV energiahiányt megszüntettük. Megjegyezzük, hogy a [106] cikkbeli fenomenologikus sugarakat bizonyos magok esetén felülvizsgálták [109], és a [109]-beli új analízis valószínűleg módosítaná némileg a táblázatbeli értékeket.

Látható, hogy a kísérleti helyzettel összhangban, a ⁸B mag kvadrupólmomentuma sokkal nagyobb mint a ⁸Li magé. Valójában úgy tűnik, hogy modellünk túlságosan kicsiny ⁸Li kvadrupólmomentumot jósol, azonban megjegyezzük, hogy korábbi kísérletek $2.4 \pm 0.2 \ efm^2$ értéket adtak erre a mennyiségre [25]. Modellünk egy 0.39 fm vastagságú

	⁸ Li				
	Q	$r_{ m m}$	$r_{ m n}$	$r_{ m p}$	$r_{\rm n} - r_{\rm p}$
Tanihata [106]		$2.37 {\pm} 0.02$	$2.44{\pm}0.02$	$2.26 {\pm} 0.02$	0.18
Minamisono [121]	$3.27 {\pm} 0.06$				
Kitagawa [123]	3.07	2.53	2.73	2.16	0.56
RGM	2.25	2.45	2.59	2.20	0.39
RGM (a ⁸ Li-hoz illesztve)	2.21	2.42	2.56	2.18	0.38

4.8 táblázat: Ugyanaz mint a 4.7 táblázat, csak a ⁸Li alapállapotára.

neutronbőrt jósol a ⁸Li magban, míg a ⁸B protonbőre 0.49 fm vastagságú. A táblázatokban feltüntetett értékek figyelemre méltóan stabilnak mutatkoztak a modell részleteinek (akár radikális) módosításaival szemben.

Ellenőriztük az irodalombeli más modellekben használt ⁷Be+p kép helyességét három olyan számolás keretében, amelyekben csak egy-egy klaszterelrendeződést tartottunk meg a három lehetségesből (például $p(\alpha h)$, $h(\alpha p)$, vagy $\alpha(hp)$ a ⁸B esetén). Ha a proton halo esetleg egy $p(\alpha h)$ konfiguráción kívüli klaszterizációból jönne, akkor ez a teszt megmutatná azt. Eredményeink azonban ismét stabilnak mutatkoztak. Nincs lényeges különbség a három komponens között, ami abból is látható, hogy az (L, S) = (1, 1) komponens súlya mindegyik klaszterkonfiguráció esetén nagy.

Modellünk kisebb kiterjedésű proton halot jósol mint a [121] (0.8 fm) és [123] (0.9 fm) cikkek, azonban ennek minden bizonnyal az az oka, hogy ezekben a munkákban a szerzők nem vették (nem vehették) figyelembe a törzs deformációját. Mint a 4.6 táblázatból látható, a ⁷Be mag kvadrupólmomentumának abszolút értéke jóval nagyobb mint a ⁷Li magé. Ez, még a töltésbeli különbséget figyelembe véve is, azt jelenti, hogy a ⁷Be törzs sokkal inkább deformálható mint a ⁷Li. Ez megerősíti azt a jóslatot [124], hogy a ⁸B mag nagy kvadrupólmomentuma részben a törzs deformációjától származik. A modellünk által jósolt protonbőr vastagsága jóval nagyobb mint a [109] modellbeli felső határ. Ez azt jelenti, hogy a ⁸Li mag 0.4 fm vastagságú neutronbőrével ellentétben, amely jó összhangban van [109]-cel, a ⁸B mag 0.5 fm vastagságú protonbőre nem illeszkedik a [109]-beli $\Delta R^{\rm rms}(\Delta E_F)$ ábra egyenesére. Ezen diszkrepancia okának kiderítése további vizsgálatokat igényelne a relativisztikus átlagtér-modellben.

Összefoglalásul elmondhatjuk, hogy kidolgoztuk a ⁸B és ⁸Li magok első realisztikus mikroszkopikus modelljét. Eredményeink megerősítik a kisérletek által jósolt proton halo jelenlétét a ⁸B magban. Az újabb kísérletek zöme (például a ⁸B feltöréséből származó fragmentumok impulzuseloszlásának mérése [130]) megerősíti ezt az eredményt. Napjainkban a ⁸B az egyik legalaposabban vizsgált stabilitástól távoli mag, mivel fontos szerepet játszik a napbeli energia- és neutrinótermelésben. Az ilyen irányú vizsgálatainkat az 5.2 alfejezetben mutatjuk be.

4.4 Puha dipólus állapot keresése a ⁶He magban

Röviddel a neutronhalo-magok felfedezése után egy új típusú kollektív gerjesztés létét jósolták meg ezen rendszerekben. Stabil magok esetén jól ismert, hogy a mag protonjainak és neutronjainak eltérő fázisú oszcillációja óriás dipólus rezonanciákhoz vezethet nagy energiákon (≈ 20 MeV). A neutronhalo-magok esetén lehetséges, hogy csak a halot alkotó neutronok oszcillálnak a törzshöz képest. Mivel a csekély törzs-halo csatolás miatt a visszatérítő erő gyenge (puha), ezért ezek az állapotok alacsony energián ($\approx 1 - 5$ MeV) lennének jelen [107,131]. Úgy tűnt, hogy a halo-magokkal kapcsolatos kísérleti és elméleti vizsgálatok eredményeinek zöme megerősíti ezen állapotok létét. Viszont kivétel nélkül valamennyi munka bizonyos mennyiségek valós energián tapasztalt viselkedéséből következtetett erre, például kötött állapoti közelítésbeli energiák és elektromos dipóluserősségek [132], gerjesztési függvények [133,134,135] és dipólus összegszabályok [35] analízise révén. Így ezek az eredmények csak indirekt jelzésekként értelmezhetők,

	0^+	1^{+}	2^{+}	0^{-}	1-	2^{-}
⁶ He	(0,0) 86.5	(1,0) 0.5	(2,0) 52.8	$(1,1)\ 100.0$	(1,0) 86.0	(2,0) < 0.1
	(1,1) 13.5	(0,1) 2.0	(1,1) 46.5		(1,1) 14.0	$(1,1)\ 100.0$
		(1,1) 97.1	(2,1) 0.7		(2,1) < 0.1	(2,1) < 0.1
		(2,1) 0.4				
⁶ Li	(0,0) 87.3	(1,0) 3.3	(2,0) 50.0	$(1,1)\ 100.0$	(1,0) 81.4	(2,0) < 0.1
	(1,1) 12.7	(0,1) 96.0	(1,1) 49.5		(1,1) 18.6	$(1,1)\ 100.0$
		(1,1) 0.7	(2,1) 0.5		(2,1) < 0.1	(2,1) < 0.1
		(2,1) –				
⁶ Be	(0,0) 87.7	(1,0) 0.2	(2,0) 59.9	$(1,1) \ 100.0$	(1,0) 84.0	(2,0) < 0.1
	(1,1) 12.3	(0,1) 0.6	(1,1) 39.6		(1,1) 16.0	$(1,1)\ 100.0$
		(1,1) 99.1	(2,1) 0.5		(2,1) < 0.1	(2,1) < 0.1
		(2,1) 0.1				

4.9 táblázat: A ⁶He, ⁶Li, és ⁶Be magok különféle J^{π} állapotaibeli ortogonális (L, S) komponensek súlyai (%).

de semmiképpen sem szilárd bizonyítékként. Például, amint azt a 3.2 alfejezetben bemutattuk, a rezonancia+szórás-típusú aszimptotikus viselkedés egy háromtest-rendszer kontinuumában látszólagos, rezonanciaszerű szerkezetek megjelenéséhez vezethet. A puha dipólus állapot létezésének egyértelmű és cáfolhatatlan bizonyítékát kizárólag a háromtest szórási mátrix komplex energiájú pólusának megtalálása jelentheti. Jelen munkában a ⁶He, ⁶Li, és ⁶Be magok háromtest-rezonanciáit tanulmányozzuk a 3.2 alfejezetben bemutatott komplex skálázás módszerével.

Modellünk a 4.2 alfejezetben bemutatott háromklaszteres $(\alpha + N + N)$ modell,

$$\Psi = \sum_{l_1, l_2, L, S} \mathcal{A} \left\{ \left[\left[\Phi^{\alpha} \Phi^N \Phi^N \right]_S \chi^{\alpha NN}_{[l_1, l_2]L}(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2) \right]_{JM} \right\}$$
(4.13)

alakú hullámfüggvénnyel. Az alfa-részecskét egyetlen harmonikus oszcillátoros méretparaméterrel írjuk le ($\beta = 0.606 \text{ fm}^{-2}$), és az MN kölcsönhatást használjuk a tenzor tag nélkül, u = 0.98 kicserélődési paraméterrel. Ez a kölcsönhatás, mint láttuk, a ⁶He és ⁶Be magok valamennyi kéttest-alrendszerét kielégítően kezeli, igaz az A = 6alapállapotokat kissé alulköti (például a ⁶He alapállapotának energiája 0.67 MeV). A ⁶Li esetén azonban körültekintőnek kell lennünk azért, hogy az n + p kéttest-alrendszerben csatolt ${}^{3}S_{1} - {}^{3}D_{1}$ állapotok ne léphessenek fel. A (4.13) hullámfüggvényhez tartozó Schrödinger-egyenletet a komplex skálázási transzformációnak alávetve, az esetlegesen létező háromtest-rezonanciák lokalizálhatók. A komplex skálázott hullámfüggvényeinket (2.43) alakú bázison kifejtve, a komplex energia-sajátértékek a (2.6) projekciós egyenletből nyerhetők. Valamennyi relatív mozgásban tíz temperált Gauss-függvényt használtunk, $\gamma_{1} = 1$ fm és $\gamma_{10} = 15$ fm paraméterekkel.

Az A = 6 magok 0^+ , 1^+ , 2^+ , 0^- , 1^- , és 2^- állapotaira végeztünk számításokat. Ahhoz, hogy a (4.13) hullámfüggvényben valamennyi lényeges impulzusmomentumot megtarthassunk, ugyanakkor a probléma mérete kezelhető maradjon, tudnunk kellene az egyes csatornáknak a teljes hullámfüggvényhez való járulékát. Ezért először valós energiájú
	$I\pi(T)$	Flmálat		Kígórlot		
	J(I)	Ellifet		Kiseriet		
		E (MeV)	$\Gamma (MeV)$	E (MeV)	$\Gamma (MeV)$	
⁶ He	$2^{+}(1)$	0.74	0.06	$0.822 {\pm} 0.025$	0.113 ± 0.020	
⁶ Li	$0^{+}(1)$	0.22	0.001	-0.137		
	$2^{+}(0)$	Nem lokalizált		$0.610 {\pm} 0.022$	$1.7 {\pm} 0.2$	
	$2^{+}(1)$	1.59	0.28	$1.696 {\pm} 0.015$	$0.54{\pm}0.020$	
	$1^{+}(0)$	5.71	3.89	$1.95 {\pm} 0.05$	1.5 ± 0.2	
⁶ Be	$0^{+}(1)$	1.52	0.16	1.371	$0.092 {\pm} 0.006$	
	$2^{+}(1)$	2.81	0.87	$3.04 {\pm} 0.05$	$1.16 {\pm} 0.06$	

4.10 táblázat: A ⁶He, ⁶Li, és ⁶Be magok háromtest-rezonanciáinak energiái (az α energiájához viszonyítva) és teljes szélességei. A kísérleti értékek a [25] cikkből valók. Módszerünkkel a 2⁺(0) ⁶Li állapot paraméterei nem nyerhetők ki egyértelműen (lásd a szövegbeli diszkussziót).

számolásokat végeztünk (komplex skálázás nélkül) a fenti állapotokra, négyzetesen integrálható bázisokat használva. Az egyes ortogonális (L, S) csatornák ily módon számolt súlyai a 4.9 táblázatban láthatók. A (4.13) hullámfüggvény tipikusan 10–12 konfigurációt tartalmazott, ezek többsége nem ortogonális egymásra. Kiszámítottuk ezen komponensek klaszterizációs súlyait [89], és az 5–6 legfontosabb csatornát tartottuk meg a komplex számolásokban.

A ⁶Li magban valamennyi olyan konfigurációt kihagytuk, amely triplet-even állapotot tartalmaz a külső proton és neutron között. Olyan csatornák figyelembevétele, amelyek ${}^{3}S_{1}$ p + n állapotot tartalmaznak (például { $\alpha(pn); (l_{1}l_{2})L, S = (02)2, 1$ } a ${}^{6}Li$ 2⁺ állapotában) valamennyi más csatorna nem fizikai elnyomásához vezetne, az MN kölcsönhatásbeli probléma miatt (v.ö. a 2.5 alfejezetben mondottakkal). Ez például 99.8% súlvú (L,S) = (2,1) komponenshez vezetne a ⁶Li 2⁺ állapotában, míg ezen { $\alpha(pn); (02)2, 1$ } konfiguráció nélkül a súly csak 0.5%, amint az a táblázatból látható. Ezen konfigurációk elhanyagolásával a modelltérnek csak egy kis részét hagytuk el, mivel ezeknek a komponenseknek nagy az átfedésük a nem ortogonális $(\alpha p)n$ és $(\alpha n)p$ partíciókkal [22]. A tenzorerő hiányában a ${}^{3}D_{1}$ parciális hullámú p + n állapotok elhanyagolásának gyakorlatilag nincs lényeges hatása. Ha a tenzorerő és a ${}^{3}D_{1}$ p + n állapotok (például az $\{\alpha(pn); (20)2, 1\}$ konfiguráció a ⁶Li 1⁺ állapotában) jelen volnának, akkor a ⁶Li mag ≈ 10 MeV-vel túlkötötté válna. Ennek az az oka, hogy az MN erő egy csatolt ${}^{3}S_{1} - {}^{3}D_{1}$ deuteron esetén is mintegy 10 MeV túlkötést eredményezne. Noha a ⁶Li-ban explicit módon nincs jelen ${}^{3}S_{1}$ p + n állapot, az { $\alpha(pn)$; (20)2, 1} konfigurációnak az olyan (L, S) = (0, 1) állapotokhoz való csatolódása, amelyek nem ortogonálisak az elhagyott $\{\alpha(pn); (00)0, 1\}$ komponensre, eredményezné ezt a ⁶Li-beli 10 MeV-es túlkötést. A ⁶Li-beli triplet-even p + n konfigurációk elhanyagolásával ezek a problémák kiküszöbölhetők, viszont ekkor az 1^+ alapállapot kissé alulkötötté válik (E = -3.01 MeV, a kísérleti E = -3.70 MeV-vel ellentétben). Remélhetőleg ezzel a példával sikerült illusztrálni azt, hogy milyen körültekintésre van szükség ahhoz, hogy az effektív kölcsönhatás és a modelltér egymással összhangban legyenek. Sajnos ez a fajta gondosság az irodalomban nem minden esetben lelhető fel.



4.6 ábra: A ⁶Li mag 2⁺ állapotához tartozó komplex skálázott Hamilton-operátor spektruma. A pontok az elforgatott és diszkretizált kontinuum pontjai, míg a kör háromtestrezonanciát jelöl. A forgatási szög 0.3 radián.

Az általunk talált valamennyi háromtest-rezonancia paramétere a 4.10 táblázatban található, a kísérleti adatokkal együtt. Az a modelltérbeli hiányosság, amely a ⁶Li alapállapotában a ≈ 0.7 MeV energiahiányhoz vezetett, az 1⁺(0) ⁶Li állapotot nagy energiák felé tolja el, és szélességét jelentősen megnöveli. A ⁶He mag alapállapotában jelentkező energiahiánynak megfelelően, a ⁶Li 0⁺(1) állapota is nagyobb energiák felé tolódott el, és így kötött állapotból rezonanciává vált. A ⁶Li mag kísérletileg ismert 2⁺(0) állapotát (E = 0.610 MeV energiával és $\Gamma = 1.7$ MeV szélességgel) nem tudjuk egyértelműen azonosítani modellünkben. A (0.610 – *i*0.85) komplex energia környékén lévő pólus bármely θ forgatási szög esetén a kontinuum pontjai közé keveredik, így paraméterei nem nyerhetők ki biztonsággal.

A 2⁺ állapotok és a ⁶Be-beli 0⁺ állapot esetén a kísérleti rezonanciaparaméterekkel való egyezés meglehetősen jónak mondható. Érdemes megjegyezni, hogy míg a kölcsönhatásunk körülbelül 0.3 MeV-vel alulköti a ⁶He alapállapotát, a 2⁺ állapot mintegy 0.1 MeVvel túlkötött (és szélessége ennek megfelelően kisebb a kelleténél). Ez azt jelenti, hogy az a gyakran alkalmazott módszer, amelyben a kölcsönhatás erősségét az alapállapothoz illesztik, sokszor kérdéses lehet. Esetünkben ez például E = 0.46 MeV és $\Gamma = 0.008$ MeV paraméterekhez vezetne a 2⁺ állapot esetén.

Módszerünk működését illusztrálandó, a 4.6 ábrán bemutatjuk a ⁶Li mag $2^+(1)$ állapotára végzett számolás eredményét. Látható, hogy a diszkretizált kontinuum leforog a komplex síkba, a rezonancia pedig feltárul.

A 4.7 ábra a ⁶He mag 1⁻ állapotára vonatkozó eredményt mutatja. Ez az a csatorna ahol a puha dipólus állapot, ha létezne, jelen lenne, a jóslatok szerint (6 – *i*2.5) MeV komplex energiánál (E = 6 MeV, $\Gamma = 5$ MeV [134]). Mint látható, modellünk nem erősíti meg egy ilyen állapot létezését. Nem jelentkezett alacsonyenergiájú rezonanciaállapot a θ



4.7 ábra: A 6 He mag 1⁻ állapotához tartozó komplex skálázott Hamilton-operátor spektruma. A forgatási szög 0.3 radián.

paraméter értékének egészen 0.7 radiánig való növelése során sem, ahol a módszer instabillá vált. Tehát modellünk nem erősíti meg a puha dipólus állapot létét. Ez az eredmény összhangban van a [136] és [137] cikkekkel, ahol a szerzők a ⁶He-beli erősségfüggvényeket, illetve felhasadási hatáskeresztmetszeteket (valós energiákon) vizsgálva jutottak hasonló következtetésre.

A 3.2 alfejezetben rámutattunk arra, hogy a valódi háromtest-rezonanciák azonosítását megkönnyíti az a tulajdonságuk, hogy valamennyi Jacobi-koordinátarendszerben megjelennek. Itt a ⁶He mag 2⁺ állapotát felhasználva ellenőrizhetjük ezt az állítást. Valamennyi $\alpha(nn)$ illetve $n(\alpha n)$ csatornát kikapcsolva, a rezonancia (1.01-i0.081) MeV illetve (1.89 - i0.094) MeV energián jelenik meg. Ha csak az (L, S) = (2, 0) konfigurációkat tartjuk meg, akkor a rezonanciát (2.0 - i0.45) MeV energián kapjuk, míg kizárólag az (L, S) = (1, 1) konfigurációkat megtartva (2.04 - i0.76) MeV póluspozícióhoz jutunk. Ezek az eredmények tehát azt mutatják, hogy a háromtest-rezonancia nemcsak, hogy minden Jacobi-koordinátarendszerben megjelenik, hanem valamennyi (L, S) konfigurációban is. Ez azt jelenti, hogy egy 1⁻ háromtest-rezonancia, ha létezne, akkor is jelentkezne modellünkben ha modellterünk túlságosan korlátozott lenne.

Az irodalomban fellelhető néhány munka, amelyekben az A = 6 magokbeli rezonanciák paramétereit valós energiájú fázistolásokból [138,139] illetve Faddeev-számolásokból [31,140] határozták meg. Ezeknek az eredményei konzisztensek a mieinkkel, kivéve a [139] cikket, ahol a szerzők a ⁶Be magban a jól ismert 0⁺ alap- illetve 2⁺ gerjesztett állapotokon túl, alacsonyan fekvő, keskeny 0⁺ és 1⁺ rezonanciákat találtak. Úgy hisszük nem elképzelhetetlen, hogy ezek az állapotok a 3.2 alfejezetben leírt rezonancia+szórástípusú aszimptotika jelenlétéből adódó látszólagos struktúrák a [139] modellben, s így nem háromtest-rezonanciákat képviselnek, hanem szekvenciálisan bomló állapotokat.

Ugyanez a lehetőség felmerül a ⁶He mag kísérleti vizsgálataiban látni vélt puha dipólus

állapottal kapcsolatban is. Nem lehetetlen, hogy az ilyen állapotta utaló jelek a ⁶He-beli kontinuum ⁵He-beli rezonanciákon keresztül történő bomlásából erednek. A ⁶He mag szekvenciális bomlása a ⁵He-beli $3/2^-$ és $1/2^-$ állapotok szuperpozíciójához és egy neutronhoz vezet a végállapotban. A relatív mozgásra l = 0 impulzusmomentumot tételezve fel, a ⁶He magbeli gerjesztési függvényben 0⁻, 1⁻, és 2⁻ struktúrák jelenhetnek meg. Mivel a 0⁺ alapállapotból csak az 1⁻ állapot gerjeszthető paritástranszfer nélkül, így egy ilyen szerkezet megjelenésére számíthatunk. A ⁵He-beli keskeny, 0.76 MeV energiájú (v. ö. a 3.8 táblázattal) $3/2^-$ állapoton keresztül történő bomlás 0.975+0.76 \approx 1.75 MeV körüli 1⁻ csúcshoz vezetne. Ez igen nehezen lenne felismerhető az éles 2⁺ állapot 1.8 MeV-nél való jelenléte miatt. A széles $1/2^{-5}$ He rezonancián keresztül történő bomlás esetleg vezethet 1⁻ állapotra utaló jelekre nagyobb energiákon. Érdemes megjegyezni, hogy hasonló meggondolásokkal a ¹¹Li magbeli alacsonyenergiájú dipólus állapotokra utaló jeleket is magyarázni lehet [A5].

Megjegyezzük ugyanakkor, hogy a [68] cikkben bírálták azt az elképzelésünket, hogy a szekvenciális bomlás látszólagos, rezonanciaszerű effektushoz vezethet háromtest-rendszerekben. Noha álláspontunkat továbbra is fenntartjuk [B3], inklúzív reakciók esetén sok igazság van a [68] cikkbeli érvekben. Mivel ez egy mai napig sem eldöntött kérdés, ezért itt most tovább nem tárgyaljuk. Csak arra utalunk, hogy részletes kísérleti vizsgálatokkal eldönthető az, hogy a ⁶He és ¹¹Li magokbeli puha dipólus állapotokra utaló jelek valóban az általunk javasolt mechanizmustól származnak-e.

A [141] munkában a ¹¹Li magnak ólom targeten történő Coulomb-feltörését vizsgálták. A ¹¹Li gerjesztési spektrumában alacsony energián (≈ 1.2 MeV) a dipóluserősség jelentős koncentrációját figyelték meg. Ugyanakkor azt találták, hogy a reakcióból kijövő ⁹Li magok átlagos sebessége nagyobb mint a kijövő neutronoké. Ezt azzal magyarázták, hogy a ⁹Li magok a targetmag terében utógyorsításnak vannak kitéve. A sebességkülönbség nagyságából arra következtettek, hogy a Coulomb-feltörésnek direktnek kell lennie, mivel egy hipotetikus, hosszú élettartamú, puha dipólus állapot jelenléte nem hagyna elég időt a ⁹Li magok utógyorsítására. Ez az eredmény a többi halo-magra, így a ⁶He magra is általánosítható: az alacsonyenergiájú dipóluserősség nem jelenti feltétlenül egy dipólus állapot jelenlétét. A dipóluserősség koncentrációja kísérleti tény, azt vitatni nemigen lehet. Azonban ezen dipólus koncentráció kialakulásának mechanizmusa (hogy vajon a halo és törzs közötti oszcillációból származik-e vagy sem) egy külön kérdés. Úgy véljük, hogy az általunk bemutatott módszer képes a legegyértelműbb és leginkább megcáfolhatatlan bizonyítékot szolgátatni ezen kérdés megválaszolásához. A ⁶He mag puha dipólus rezonanciája esetén a válaszunk, mint láttuk, egyértelműen nem.

Az [A5] munka megjelenését követően számos cikk látott napvilágot, amelyekben a ⁶He magbeli alacsonyenergiájú széles rezonanciák létezéséről számoltak be [142,143]. Ezeket a vizsgálatokat makroszkopikus háromtest-modellek keretében végezték. Míg [142] jórészt valós energiájú módszereket használt a rezonanciák azonosítására, addig a [143] cikkekben ugyanazt a komplex skálázásos módszert használták mint mi. A két különböző módszerrel nyert új 0⁺, 2⁺, és 1⁺ állapotok sorrendje jó összhangban van egymással, viszont, míg a [143]-beli állapotok mindegyike nagyon széles, addig a [142] cikkbeliek meglehetősen keskenyek. Ez utóbbi állapotoknak, ha léteznének, feltétlenül meg kellett volna jelenniük a mi számolásainkban is. Mi viszont semmi jelét nem tapasztal-



4.8 ábra: A [145,146] modellbeli ⁶He mag $J^{\pi} = 1^{-}$ állapotában talált első négy pólus a komplex energiasíkon.

tuk ezen rezonanciáknak. Az viszont elképzelhető, hogy a [143]-hoz hasonóan széles állapotok a mi modellünkben is jelen vannak, de módszerünk nem elég pontos ahhoz, hogy egyértelműen azonosíthassuk őket. (Nem felejtendő el, hogy a mikroszkopikus modell összehasonlíthatatlanul komplexebb numerikus számolást kíván, ami vezethet pontosságvesztéshez.) Nem is az ilyen széles állapotok keresése volt a célunk; ezek mérhető mennyiségekre gyakorolt hatása egyébként is elhanyagolhatóan csekély. Nem elképzelhetetlen, hogy a két új számolás [142,143] eredményei egymással konzisztensek, csupán az eltérő kölcsönhatások és módszerek miatt tűnnek annyira különbözőknek. Eredményeinkkel összhangban, egyik cikkben sem találtak 1⁻ állapotokat. Érdemes megemlíteni, hogy az egyik legutóbbi kísérlet sem találta semmi jelét új, keskeny állapotok létezésének [144].

Valamennyi korábbi vizsgálattal ellentétben, amelyek ha találtak is új állapotokat akkor is csak néhányat, a [145] cikkekben valamennyi J^{π} csatornában számos, meglehetősen keskeny rezonancia létezését jósolják. Ezekben a munkákban a Faddeev-egyenleteket oldják meg, és az eredményeket komplex energiákra folytatják. Tehát az eredményeknek elvileg megbízhatóknak kellene lenniük. Igaz ugyan, hogy a [145] cikkek szerzői kerülik a "rezonancia" és "állapot" szavak használatát, azonban tény, hogy matematikailag jól viselkedő potenciálok esetén az S-mátrix meromorfikus tartománybeli pólusai mind fizikaiak és rezonanciákhoz tartoznak [8]. Ez azt jelenti, hogy ha a [145] cikkek esetén a potenciálokra kirótt matematikai feltételek teljesülnek, az S-mátrix analitikus folytatása megfelelő gondossággal történik, és az egész procedúra numerikusan stabil, akkor valamennyi megtalált pólus a ⁶He mag valódi rezonanciájához tartozik.

A 4.8 ábra a [145] cikkekben talált [146] első négy pólus komplex energiájú helyzetét mutatja a $J^{\pi} = 1^{-}$ Hamilton-operátor esetére. Noha a szerzők ismerték az ábrán lévő valamennyi pólust (és valószínűleg még többet is), a [145] cikkekben minden parciális hullámban csak az első kettőt közölték. Az ábrán látható pólusok eloszlása *nyilvánvalóan nem fizikai*, így néhány (vagy az összes) pólusnak álmegoldásnak kell lennie. Ezen ál-állapotok megjelenésének háromféle oka lehet: (i) a [145] módszerben fellépő "effektív potenciálok" nem teljesítik az előírt matematikai feltételeket, (ii) az S-mátrix analitikus folytatását nem végezték megfelelő gondossággal, (iii) a [145]-beli módszer egésze megkérdőjelezhető. Úgy hisszük, hogy valószínűleg a (ii) pont a probléma (fő) eredője. A háromtestprobléma analitikus szerkezete meglehetősen komplikált, különösen ha a kéttest-alrendszerekben rezonanciák vannak jelen, mint a jelen példában. A háromtest-probléma Riemannféle energiafelületének analitikus szerkezetét részletesen tanulmányozták például a [147] cikkben. Kimutatták, hogy a kéttest-alrendszerek rezonanciapólusai komplex energiájú küszöbökként jelennek meg, kéttest-vágásokkal a komplex síkban (v. ö. a 3.2 alfejezetben írottakkal). Ez azt jelenti, hogy az $\alpha + n + n$ rendszer esetén két $\alpha + n$ -ből jövő vágás van jelen, a [145,146] modell (0.77 – *i*0.32) MeV (3/2⁻) illetve (1.97 – *i*2.61) MeV (1/2⁻) pólusenergiáinál. Meglehetősen plauzibilis azt feltételezni, hogy a 4.8 ábra két utolsó pontja a 3/2⁻ vágáshoz tartozik. Ha ez így van, akkor további "pólusokat" kellene találni ezen az egyenesen, az imaginárius tengelyhez közelebb is.

Ahhoz, hogy az első két pólus természetét megértsük, többet kellene tudnunk a [145] cikkekben használt analitikus folytatás részleteiről. Csak egy tényt említünk meg, amely arra enged következtetni, hogy a szerzők meglehetősen eredeti konvenciókat követtek: a háromtest-vágást a *negatív* valós energia mentén definiálták, így a k síkok jobb- illetve baloldalát képezve le egy-egy Riemann-energiasíkra, a szokásos felső, illetve alsó félsíkok helyett.

A [145] cikkekben rámutattak, hogy az 1⁻ állapot hullámfüggvényének aszimptotikus része igen nagy r távolságnál keződik. Ez azt jelentheti, hogy más módszerekben, ahol nem képesek ezt az aszimptotikus viselkedést korrektül kezelni, elveszhet az 1⁻ állapot. Ez egy logikus érv, így ellenőriztük a fentebb vázolt komplex skálázásos modellünkben. Azt találtuk, hogy nem jelenik meg 1⁻ állapot még akkor sem, ha a bázisunk 100 fm távolságon túlig lefedi a teret. Ugyanekkor a 2⁺ állapot helyzete figyelemre méltóan stabil maradt, noha egy ilyen bázis numerikus szempontból kifejezetten célszerűtlen.

A [145,146] vizsgálatokban az alacsonyan fekvő ⁶He állapotok melletti implicit érvként az n+n és $\alpha+n$ alrendszerekbeli kölcsönhatásoknak a fontos parciális hullámokbeli vonzó természete szerepel. Noha ez is logikus érvnek tűnik, ismerünk legalább egy esetet, a 3nrendszerbeli $1/2^+$ állapot hiányát [49] (lásd továbbá a 3.3 alfejezetet), amely ellentmond neki. Egy ilyen állapotban a legfontosabb konfiguráció az L = 0 relatív mozgás lenne egy 1S_0 dineutron és a harmadik neutron között. Ez minden kéttest-alrendszerben a vonzó 1S_0 N–N kölcsönhatást tartalmazná. Ennek ellenére nincs sem kísérleti, sem elméleti jelzés egy ilyen állapot létezésére.

Osszefoglalásul elmondhatjuk, hogy első ízben hajtottunk végre egy szisztematikus programot, amely az A = 6 magok háromtest-rezonanciáinak keresésére irányult. Mikroszkopikus modellünk ezen magoknak jelenleg az egyik legkimerítőbb leírását adja. Modellünkben valamennyi ismert rezonanciát azonosítottuk, viszont más, alacsonyenergiájú, keskeny állapotot nem találtunk. Jelentős szélességgel bíró állapotok léte nem zárható ki. Legfontosabb eredményünk az, hogy a ⁶He magban a jósolt 1⁻ puha dipólus állapot nem létezik háromtest-rezonanciaként.

5. fejezet

Asztrofizikai jelentőségű magreakciók

Mint említettük, a közelmúltban kifejlesztett radioaktív nyalábokon végzett vizsgálatok egyik fő területe a nukleáris asztrofizikához kapcsolódik. A nukleáris asztrofizika fő célja a kémiai elemek világegyetembeli gyakoriságának megértése. Ehhez az elemek szintézisének az ősrobbanásban, a hidrogénégető Nap-típusú csillagokban, a héliumégető vörös óriáscsillagokban, és a vason túli elemeket előállító szupernovákban zajló folyamatát kell megértenünk. Mind a négy terület gazdag tárháza, többek között, a néhánytest-problémáknak. A ¹²C kapcsán már szót ejtettünk a három-alfa folyamatról, amely a héliumégető reakciók egyik példája.

Bizonyos elemek (²H, ⁴He, ⁶Li, ⁷Li,...) ősrobbanásbeli szintézisének tanulmányozása fontos szerephez jut a világegyetembeli barion/foton arány megértésében. Ennek értékét ismerve pedig olyan fundamentális kérdésekre kereshetünk válaszokat mint a neutrinócsaládok száma, a sötét anyag mennyisége vagy az inflációs potenciál természete. Az ősrobbanásbeli reakciók hálózatának az egyik, mai napig sem pontosan értett bemenő adata például a ⁴He(d, γ)⁶Li reakció hatáskeresztmetszete.

A szupernovákbeli nukleoszintézis különleges abból a szempontból, hogy nagy mennyiségű szabad neutron van jelen. Ezáltal az A = 5 és A = 8 stabilitási hézagok más módokon is áthidalhatók mint a 3.4 alfejezetben említett három-alfa folyamat. Például az $\alpha + \alpha + n \rightarrow {}^{9}$ Be, illetve $\alpha + n + n \rightarrow {}^{6}$ He reakciók révén. Jelenleg is eldöntetlen kérdés, hogy a nehezebb elemek szintézisét végző r-folyamat lehetséges csíra (seed) magjainak melyek a tipikus koncentrációi a preszupernova fázisban. Ennek megválaszolásához például a fenti 8 Be $(n, \gamma){}^{9}$ Be folyamat hatáskeresztmetszetét kell pontosan ismernünk.

A néhánytest-fizika legfontosabb asztrofizikai alkalmazási területe a hidrogénégető csillagokbeli nukleoszintézis. Az erre vonatkozó vizsgálatainkat mutatjuk be ebben a fejezetben, az [A6,A7,A10,A12,A16,A17] cikkek alapján.

5.1 Motiváció

Napunk és a hozzá hasonló csillagok energiájukat a hidrogénnek héliummá történő átalakításával nyerik. Az energiatermelő fúziós reakcióknak két fő rendszere ismeretes, a proton-proton (p-p) lánc és a CNO ciklus. Napunkban a p-p lánc a domináns, míg nagyobb csillagokban a CNO ciklus. A p-p láncbeli magreakciókat az 5.1 ábra mutatja. Mint



5.1 ábra: A napbeli energiatermelő p-p lánc. Az egyes elágazásoknál feltüntett elágazási valószínűségek a [148] modellbeli Nap esetére érvényesek.

látható, a folyamat két hidrogén mag gyenge kölcsönhatás által vezérelt fúziójával indul, és valamennyi lehetséges végállapotban hélium mag(ok) létrejöttével végződik. Erdemes néhány fontos észrevételt tenni a p-p láncbeli reakciókkal kapcsolatban. Mint látható, valamennyi reakció töltöttrészecskés folyamat. A Napban nincsenek jelen szabad neutronok, mivel nem termeli őket egyetlen reakció sem, illetve ha eredetileg jelen voltak is, már rég elbomlottak. A reakciókban részt vevő részecskék töltése miatt a Coulombgát alapvető szerephez jut. A napbeli termikus energiák jóval kisebbek mint a tipikus nukleáris energiák, így valamennyi reakció mélyen a Coulomb-gát alatti tartományban zajlik. Az egyes folyamatokhoz tartozó leghatásosabb energiatartományt (az úgynevezett Gamow-ablakot) a termikus Maxwell-eloszlásnak és a Coulomb-penetráció csökkenő energiával exponenciálisan csökkenő valószínűségi függvényének szorzatából lehet megállapítani. Napunk esetén ezek néhány keV-es energiákat jelentenek. Ez egyben azt is jelenti, hogy a reakciók földi kísérletekbeli tanulmányozása rendkívül nehéz. Nagy termikus energiák hiányában az exponenciálisan kicsiny hatáskeresztmetszetek mérése igazi kihívás. Némely esetben (például a legelső $p(p, e^+\nu)d$ lépés esetén) reményünk sincs arra, hogy a termikus hatáskeresztmetszet a közeli jövőben direkt módon mérhető lesz. Valójában egyetlen p-p láncbeli reakció van (a ${}^{3}\text{He}({}^{3}\text{He}, 2p){}^{4}\text{He})$, amelynek a hatáskeresztmetszetét termikus energiákig megmérték, az összes többi esetén a mérési adatokat nagy energiáktól kell lefelé extrapolálni. Az elméleti modellek így nyilvánvalóan nagy szerephez jutnak.

A Coulomb-gát minden mást felülmúló ereje nagyon szépen megmutatkozik az ábrán látható ${}^{7}\text{Be}(e^{-}, \nu){}^{7}\text{Li}{-}^{7}\text{Be}(p, \gamma){}^{8}\text{B}$ elágazásnál. Annak ellenére, hogy az előbbi reakciót a

gyenge kölcsönhatás kormányozza, míg a másikat az elektromágneses, az elektronbefogási folyamat nagyságrendekkel valószínűbb. A Coulomb-gátnak ez a megsemmisítő hatása egyben azt is garantálja, hogy *kizárólag* a feltüntetett reakciók játszanak szerepet a p-p láncban. Bármely feltételezett új reakció a nagyobb Coulomb-gát miatt akár 10–20 nagyságrenddel is valószínűtlenebb lenne, mint az 5.1 ábrán láthatók.

A p-p lánc az energia mellett, mintegy melléktermékként, neutrinókat is termel. Az egyes folyamatokban felszabaduló neutrinókat rendre pp, pep, hep, ⁷Be, és ⁸B neutrinóknak nevezzük. Ezek a gyengén kölcsönható részecskék fontos szerephez juthatnak a Nap centrális régióiban zajló folyamatok tanulmányozásában. A napbeli nagy sűrűség a Nap anyagát a magreakciókban termelődött fotonok számára majdhogynem átlátszatlanná teszi. A Nap centrumában termelődött energia csak rendkívül hosszú idő $(\approx 100 \text{ ezer év})$ alatt jut ki a felszínre (tegyük hozzá, hogy szerencsénkre, hiszen így a magreakciókban termelődött gamma-fotonoknak sokszoros Compton-szórásokon keresztül módjuk van a látható fény tartományába "hűlni"). A neutrinók viszont gyakorlatilag zavartalanul kijuthatnak a Nap belsejéből. Ha képesek vagyunk a napbeli neutrinótermelést, a neutrinóknak a Nap anyagával való esetleges kölcsönhatásait, és a földi detektorokban előidézett reakcióit pontosan kiszámítani, úgy a neutrinók igen fontos információkkal szolgálhatnak a Nap működését illetően. Például direkt módon igazolhatják azt, hogy a csillagok energiáját valóban a magfúzió szolgáltatja. Ez meg is történt, amikor 1992-ben a Gallex detektorral első ízben észlelték a $p(p, e^+\nu)d$ folyamatból jövő neutrinók nyomait [149]. Jelenleg három Nap-neutrinó-detektor működik Földünkön. A Homestake/Chlorine (1970-től) [150] és SAGE/Gallium (1990-től) [151] detektorok radiokémiai módszerrel (ilyen volt a Gallex/Gallium detektor is 1991–1996 között [149]), míg a SuperK/Water (1996-tól) [152] detektor $\nu - e^-$ szórásbeli Cserenkov-sugárzás révén (így működött a Kamiokande/Water detektor is 1986–1995 között [153]) észleli a neutrinókat. Ezeken kívül számos új detektor van építés vagy tervezés alatt. Leghíresebb közülük a SNO detektor, amely semleges gyenge áramú folyamatokon keresztül képes lesz az elektronneutrinók mellett nagy hatásfokkal ν_{μ} és ν_{τ} neutrinókat is detektálni.

Ahhoz, hogy a Földön észlelhető Nap-neutrinó-fluxusokra pontos jóslatokat tehessünk, valamilyen realisztikus Nap-modellre van szükségünk. Az 5.2 ábra a Bahcall által kifejlesztett standard Nap-modell (SSM) jóslatát mutatja a Nap-neutrinó-fluxusok spektrumára [148]. Ezeket a fluxusokat az egyes detektorok energiafüggő érzékenységével konvolválva, jóslatokat tehetünk a várható hozamokra. Valamennyi eddig működött Nap-neutrinódetektor jelentősen (50–70%-kal) kevesebb neutrinót észlelt mint a jósolt éték. Ez a Napneutrinó-probléma. Mint az az 5.2 ábrán látható, a detektorok nagy része elsősorban a nagyenergiájú ⁸B neutrinókra érzékeny, így 1986-ig (amíg csak a Homestake detektor működött) a Nap-neutrinó-probléma alig volt több mint a ⁸B neutrinófluxusbeli normálási diszkrepancia. Az újabb detektorok eredményei viszont világossá tették, hogy az egyes neutrinófluxusokban észlelt hiány energiafüggő. Ma úgy tűnik, hogy az észlelt ⁸B neutrinófluxus mintegy fele a jósoltnak, míg a ⁷Be neutrinók szinte teljesen hiányoznak. Ez az érdekes energiafüggő fluxuselnyomási mintázat gyakorlatilag kizárja azt, hogy a probléma a standard elektrogyenge modell keretein belül megoldható legyen. A Napneutrinó-probléma jelenlegi legnépszerűbb magyarázata véges neutrinótömegeken és az úgynevezett anyag által fölerősített rezonáns neutrinóoszcilláción (MSW – Mikheyev-



5.2 ábra: A [148] standard Nap-modell által jósolt neutrinó-fluxusok. Feltüntettük az egyes Nap-neutrinó-detektorok küszöbeit is.

Smirnov-Wolfenstein effektus [154]) alapul. Jelenleg ez a legerősebb (és szinte egyetlen) jelzés a Standard Modellen túli fizikára, így érthetően nagy fontossággal bír.

A Nap-modellek a fizika számos területéről jövő bemenő paramétereket tartalmaznak. A Nap-neutrinó-fluxusok precíz jóslatához ezen paraméterek mindegyikének jól megalapozottnak kell lennie. A magfizika az 5.1 ábrán látható reakciók hatáskeresztmetszeteit és a földi detektorokban lejátszódó neutrinóindukált folyamatok hozamait szolgáltatja. A következőkben két p-p láncbeli reakcióval foglalkozunk részletesen, valamint megemlítünk néhány kapcsolódó problémát.

5.2 A ${}^{7}\text{Be}(p,\gamma){}^{8}\text{B}$ magreakció vizsgálata

A p-p lánc egyik legfontosabb folyamata a ${}^{7}\text{Be}(p,\gamma){}^{8}\text{B}$ sugárzásos befogási reakció. Ez a reakció termeli a ${}^{8}\text{B}$ magokat, amelyeknek az inverz béta-bomlása a nagyenergiájú Napneutrinók szinte egyedüli forrása. A jelenleg működő és tervezés alatt lévő földi Napneutrinó-detektorok nagy része főleg vagy kizárólag a ${}^{8}\text{B}$ neutrinókra érzékeny. Az 5.3 ábra a reakció hatáskeresztmetszetére vonatkozó, ezidáig végrehajtott összes mérés eredményét mutatja. Az adatokat a szokásos asztrofizikai S-faktor szerinti parametrizációban [73] mutatjuk be,

$$S(E) = \sigma(E)E \exp\left[2\pi\eta(E)\right], \qquad \eta(E) = \frac{\mu Z_1 Z_2 e^2}{k\hbar^2}, \tag{5.1}$$

amely kiküszöböli a Coulomb-penetráció okozta triviális, exponenciálisan lecsengő energiafüggést. Itt Z_1 és Z_2 az ütköző részecskék töltése, μ a redukált tömeg, e a Coulombparaméter, E és k pedig a tömegközépponti energia, illetve hullámszám. A kísérletek zöme radioaktív targeten történő protonbefogást valósított meg. A [161] és [163] kísérletekben



5.3 ábra: A ⁷Be $(p, \gamma)^8$ B reakció mért asztrofizikai *S*-faktorai. Az egyes kísérleti adatok a Kavanagh-60 [155], Parker [156], Kavanagh-69 [157], Vaughn [158], Wiezorek [159], Filippone [160], Motobayashi [161], Hammache [162], és Kikuchi [163] cikkekből valók. Valamennyi kísérlet ⁷Be targeten történő protonbefogást mért, kivéve a [161] és [163] munkákat, ahol a ⁸B Coulomb-disszociációját vizsgálták.

viszont egy radioaktív ⁸B-nyalábnak ólom targeten történő Coulomb-disszociációját tanulmányozták. Ennek a folyamatnak a hatáskeresztmetszete, amennyiben a reakció periférikus, azaz tisztán Coulomb, a virtuális fotonspektrum ismeretében, a részletes egyensúly elve alapján az inverz ⁷Be (p, γ) ⁸B reakció hatáskeresztmetszetével egyértelmű kapcsolatban áll.

Látható, hogy a sugárzásos befogási kísérletek eredményei meglehetősen nagy hibával terheltek, és nagy szórást mutatnak. Ennek fő oka az, hogy a kísérlet rendkívül nehéz. A ⁷Be mag radioaktív, ezért nem lehet belőle vastag targetet készíteni, ami jelentősen korlátozza a reakcióhozamot. A target uniformitástól való eltérése egy másik probléma forrása, és a targeteloszlás mérését követeli meg. A hatáskeresztmetszet abszolút normálása a ⁷Li(d, p)⁸Li reakcióbeli rezonanciacsúcs hatáskeresztmetszetének mérésével történik. Ez újabb bizonytalanságok forrása lehet [164].

A radioaktív nyalábok megjelenése egy új módszert kínál a ${}^{7}\text{Be}(p,\gamma){}^{8}\text{B}$ reakció (és sok más fontos asztrofizikai folyamat) hatáskeresztmetszetének mérésére. A ${}^{8}\text{B-nyaláb}$ magjainak a targetmagokkal való kölcsönhatása virtuális fotonokat kelt, amelyek a ${}^{8}\text{B}$ magot ${}^{7}\text{Be}$ és p magokra disszociálják. A ${}^{7}\text{Be}(p,\gamma){}^{8}\text{B}$ folyamat alacsonyenergiájú hatáskeresztmetszetét az E1 multipólus dominálja, míg 0.623 MeV és 2.2 MeV energiákon a ${}^{8}\text{B}$ ismert 1⁺ és 3⁺ állapotai okoznak M1 csúcsokat. A ${}^{8}\text{B}$ Coulomb-disszociációs folyamatában a virtuális fotonspektrum E1 fotonokban igen gazdag, másrészt a rendelkezésre álló fázistér jóval nagyobb mint a befogási reakcióban. Ez azt eredményezi, hogy vi-

szonylag jó statisztikájú Coulomb-disszociációs mérések végezhetők. A kísérleti elrendezés teljesen más mint a befogásos kísérletnél, így az esetleges szisztematikus hibák is kiszűrhetők. A virtuális fotonok fluxusa az egyes elektromágneses multipólusokban különböző módon függ a ⁸B energiájától. Például a [161] kísérletbeli alacsony energián $(E \approx 40 \text{ MeV})$ az E2 multipólus komponens felerősödik, míg az M1 komponens rendkívül erősen el van nyomva. Ez az oka annak, hogy a 0.623 MeV energiájú csúcs nem jelenik meg a hatáskeresztmetszetben az 5.3 ábrán. Nagyobb energiákon az M1 komponens felerősödik, az E2 pedig lecsökken [165]. Több különböző energiánál elvégezve a méréseket, az egyes elektromágneses multipólusok elvileg külön-külön is kinyerhetők. Ezzel a Coulomb-disszociációs technika óriási távlatokat nyit meg a nukleáris asztrofizikai vizsgálatok előtt.

Azt is meg kell azonban említenünk, hogy a folyamat sok részletét még nem értjük pontosan. Például a ⁸B Coulomb-disszociációja esetén az E2 multipólus szerepe rendkívül komoly vitákat váltott ki [166]. Egyesek szerint jelentős E2 komponens van jelen, míg mások szerint ennek nincs jele a mérésekben. Mint kiderült, a folyamat nem kezelhető perturbatívan, így az E1 és E2 komponensek összege nem egyezik meg az E1 + E2 mért értékkel [167]. Noha jelentős az E2 komponens, a teljes disszociációs hatáskeresztmetszet véletlenül szinte teljesen az E1 hatáskeresztmetszettel esik egybe. Ez csak egy példa arra, hogy a folyamat minden részletének pontos ismerete elengedhetetlen ahhoz, hogy a Coulomb-disszociáció a nukleáris asztrofizikai kutatások egyik fontos eszköze lehessen. Megemlítjük még, hogy a radioaktív nyalábokbeli jelenlegi nagy energiaszórás (amit az egyes fragmentumok eltérő energiája okoz) is problémát jelent (az 5.3 ábrán az energiában is hibaintervallumok vannak megadva a Coulomb-disszociációs kísérleteknél).

Mivel a nagyenergiájú Nap-neutrinó-fluxus egyenesen arányos a termikus energián ($\approx 20 \text{ keV}$) mért ${}^{7}\text{Be}(p,\gamma){}^{8}\text{B}$ asztrofizikai S-faktorral (amit a szokásos $S_{17}(E)$ módon fogunk jelölni), az 5.3 ábrán látható bizonytalanság a jósolt neutrinófluxusokban is megjelenik. A nagy energiákról extrapolált kísérleti $S_{17}(0)$ értékek között 100%-os eltérések is vannak, igaz az egyes mérések jelentős hibával terheltek. Az egyes kísérleti eredményekből súlyozott átlag legvalószínűbb értékét 22.2 ± 2.3 eVb-nak találták [168]. Ezt az értéket használják a legtöbb Nap-modellben. Megjegyzendő azonban, hogy az itt megadott hiba minden bizonnyal alul van becsülve, hiszen a két legalacsonyabb energiáig elmenő és legpontosabb kísérleti eredményeknek egy új elemzése arra a következtetésre jutott, hogy csak a [160] mérés tekinthető minden tekintetben megalapozottnak, és így $S_{17}(0) = 19^{+4}_{-2}$ eVb értéket javasoltak (a normáláshoz használt ${}^{7}\text{Li}(d, p){}^{8}\text{Li}$ hatáskeresztmetszet elfogadott értékét is módosítva) [169]. Az új Nap-modell-számítások várhatóan egyelőre ezt az értéket fogják használni. Az $S_{17}(0)$ asztrofizikai S-faktor pontosabb mérésére azonban számos új kísérlet terveznek.

Felmerül a kérdés, hogy ha kísérleti oldalról ilyen jelentős problémák vannak jelen az $S_{17}(0)$ adat meghatározásában, vajon az elmélet képes-e a bizonytalanságot némileg redukálni. Az elméleti vizsgálatok másik fontos célja az, hogy az $S_{17}(E)$ hatáskeresztmetszet energiafüggését megértsük, és így a kísérleti adatokat megbízható módon tudjuk a termikus energiatartományba extrapolálni. Az 5.4 ábrán bemutatjuk néhány, az irodalomban gyakran használt elméleti számolás eredményét az $S_{17}(0)$ mennyiségre. A vizsgálatok egy



5.4 ábra: A ${}^{7}\text{Be}(p,\gamma){}^{8}\text{B}$ reakció $S_{17}(0)$ zérus energiájú asztrofizikai *S*-faktorának néhány modellbeli értéke. Az egyes eredmények a Christy [170], Tombrello [171], Robertson [172], Barker-80 [173], Kim [174], Kolbe [175], Krauss [176], Xu [177], Descouvemont [178], Barker-95 [179], és Shyam [180] cikkekből valók, illetve a jelen dolgozatban tárgyalt mikroszkopikus (micr.) és makroszkopikus (macr.) modellekbeli becslések. A függőleges sáv a Nap-modellekben jelenleg használt értéket jelöli [168].

része a ⁷Be + p potenciálmodellen alapul, mások mikroszkopikus két- (⁷Be + p), illetve háromklaszteres (⁴He + ³He + p) leírások. Látható, hogy a modellek jóslatai jelentősen eltérnek egymástól, és időben sem látszanak konvergálni.

A különböző modellek eredményei közötti eltérések fő okát a Coulomb-gát részleteiben kereshetjük. Az 5.5 ábra egy ⁷Be és *p* közötti sematikus potenciált mutat; az 5.5(b) ábrán kinagyítottuk a Coulomb-gát környékét. A ⁷Be $(p, \gamma)^8$ B folyamat kezdő állapotában termikus energián egy ≈ 20 keV energiájú proton ütközik a ⁷Be maggal (ezt jelöli az egyik vízszintes szaggatott vonal), a végállapotban pedig a ⁸B mag gyengén kötött (≈ 137 keV) alapállapota (ezt jelöli a másik szaggatott vonal) található. Látható, hogy a beeső proton ≈ 250 fm távolságnál beleütközik a Coulomb-gátba. Ahhoz, hogy a reakció végbemenjen, a protonnak egy óriási gáton keresztül kell alagutaznia. Ez azt jelenti, hogy a reakció hatáskeresztmetszete nagyon nagy *r*-ekig érzékeny a szórási- és kötött állapoti hullámfüggvények részleteire. Viszont r > 8 - 10 fm esetén mind a kötött, mind a szórási hullámfüggvény a jól ismert aszimptotikus alakot ölti,

$$\chi_{\rm s}(r) \sim \sin(kr + \delta),$$
(5.2)

illetve

$$\chi_{\rm b}(r) \sim \bar{c} W^+(kr), \tag{5.3}$$



5.5 ábra: Egy ⁷Be és *p* közötti sematikus potenciál (a), illetve a Coulomb-gát körüli rész kinagyítva (b). A vízszintes szaggatott vonalak egy 20 keV-es proton energiáját, illetve a ⁸B mag -137 keV kötési energiájú alapállapotát jelölik. A hosszú szaggatott vonal egy valamivel nagyobb sugarú potenciálhoz tartozó Coulomb-gátat szemléltet.

ahol W^+ a Whittaker-függvény. Az egyedüli ismeretlen paraméterek a szórási fázistolások, és a kötött állapoti hullámfüggvények \bar{c} aszimptotikus normálási konstansai. Alacsony energián a szórási fázisok megegyeznek a kemény törzshöz tartozó fázisokkal (amelyek értéke gyakorlatilag zérus). Ez azt jelenti, hogy $S_{17}(0)$ értékét az aszimptotikus normálási konstansok határozzák meg [177,181]. Amennyiben modellünk azt feltételezi, hogy a ⁸B mag hullámfüggvénye teljes egészében a ⁷Be + p altérben fekszik (ilyenek a potenciálmodellek), úgy az elméleti leírásban megjelenik még egy ismeretlen, a spektroszkópiai faktor, amely a belső szerkezet elhanyagolását kompenzálja. A mikroszkopikus modellek eleve tartalmazzák ezt az információt, így ott a \bar{c} számok az egyedüli ismeretlenek.

Noha \bar{c} a hullámfüggvény aszimptotikus részét jellemzi, értékét a hullámfüggvény belső részei határozzák meg. Az effektív ⁷Be – p potenciál geometriájának kismértékű megváltoztatása (az 5.5 ábrán szaggatott vonallal jelölve és erősen eltúlozva) a Coulombgát magasságának megváltozásához vezet. Nagyobb potenciálsugár esetén a gát alacsonyabb, a kötött állapoti hullámfüggvénynek az aszimptotikus tartományba való alagutazása valószínűbb, s így a protonbefogás hatáskeresztmetszete nagyobb lesz. Mivel a gát integrált térfogatától a hatáskeresztmetszet exponenciálisan függ, ezért a sugár kismértékű megváltozása jelentős változáshoz vezet $S_{17}(0)$ -ban. Ez azt jelenti, hogy tudván vagy sem, az eddigi elméleti modellek nem csináltak mást, mint megpróbálták a Coulomb-gát szerkezetét minél pontosabban feltérképezni. Az effektív potenciál sugara nyilvánvalóan bizonyos "méret jellegű" mennyiségekre érzékeny leginkább. Például egy nagyobb méretű ⁷Be valószínűleg nagyobb potenciálsugarat, s így nagyobb hatáskeresztmetszetet eredményez. Célunk az, hogy megpróbáljunk a részt vevő magoknak (⁷Be és ⁸B) olyan mérhető tulajdonságait találni, amelyek képesek az $S_{17}(0)$ elméleti értékének jobb behatárolására. Ezen célból a reakciónak egy mikroszkopikus modelljét használjuk.

A ⁸B alapállapotát és a ⁷Be + p szórási állapotot a 4.3 alfejezetben bemutatott ⁴He + ³He + p háromklaszter-modell keretében írjuk le, a (4.12) hullámfüggvényt használva. Mivel a ⁴He + ³He kéttest-alrendszernek van kötött állapota, ezért a ⁷Be + p szórási hullámfüggvénynek tartalmaznia kell egy kéttest-szórási tagot (vö. a 2.2 és 3.1 alfejezetben

mondottakkal). Ezt

$$\Psi = \sum_{I_7, I, l_2} \sum_{i=1}^{N_7} \mathcal{A} \left\{ \left[\left[\Phi_s^p \Phi_{I_7}^{^7 \text{Be}, i} \right]_I \chi_{l_2}^i(\boldsymbol{\rho}_2) \right]_{JM} \right\}$$
(5.4)

alakban vesszük fel, ahol s és I_7 a proton illetve a ⁷Be spinje, I pedig a csatornaspin. A ⁷Be klaszter alap- (i = 1) és disztorciós gerjesztett állapotait a

$$\Phi_{I_{7}}^{^{7}\mathrm{Be},i} = \sum_{j=1}^{N_{7}} c_{ij} \sum_{l_{1}} \mathcal{A}\left\{ \left[\left[\Phi^{\alpha} \Phi^{h} \right]_{\frac{1}{2}} \Gamma_{l_{1}}^{j}(\boldsymbol{\rho}_{1}) \right]_{I_{7}M_{7}} \right\}$$
(5.5)

hullámfüggvény írja le. Itt $\Gamma_{l_1}^j(\boldsymbol{\rho}_1)$ egy γ_j szélességű Gauss-függvény az $\alpha + h$ relatív mozgásban. A c_{ij} paramétereket a ⁷Be energia minimalizálásából nyerjük, azaz a ⁷Be klaszter variációsan stabilizált. A ⁷Be + p szórási számolásokban $N_7 = 6$, $l_1 = 1$, $I_7 = 3/2, 1/2, I = 1, 2$, és $l_2 = 0, 2$ értékeket használtunk. Az egyéb paraméterek, illetve az N–N kölcsönhatás általában megegyezik a 4.3 alfejezetben használtakkal. Az esetleges eltérésekre külön utalunk. A 4.3 alfejezetbeli "teljes" modelltér mellett használjuk a csak (⁴He + ³He) + p klaszterizációkat tartalmazó, úgynevezett ⁷Be + p-típusú modellteret is.

Jól ismert, hogy a ⁷Be $(p, \gamma)^8$ B reakció alacsonyenergiájú hatáskeresztmetszetében az E1 befogás dominál. Korábbi számítások megmutatták, hogy az M1 befogás csak a 0.623 MeV energián lévő 1⁺ rezonancia környezetében játszik szerepet, míg az E2 komponens az E < 500 keV tartományban elhanyagolhatóan kicsi. Számításaink megerősítik, hogy ezen multipól komponensek nem befolyásolják a hatáskeresztmetszet alacsonyenergiájú viselkedését. Így a továbbiakban csak az E1 befogási hatáskeresztmetszetre koncentrálunk. Ez tömegközépponti energián

$$\sigma(E) = \sum_{J_i} \frac{1}{(2I_7 + 1)(2s + 1)} \frac{16\pi}{3\hbar} \left(\frac{E_{\gamma}}{\hbar c}\right)^3 \sum_{l_{\omega}, I_{\omega}} (2l_{\omega} + 1)^{-1} |\langle \Psi^{J_f} || \mathcal{M}_1^E || \Psi^{J_i}_{l_{\omega}, I_{\omega}} \rangle|^2$$
(5.6)

alakban írható fel, ahol I_7 és s az ütköző klaszterek spinjei, \mathcal{M}_1^E az elektromos dipólus (E1) átmenet operátora, ω jelöli a belépő csatornát, $E_{\gamma} = E_{\rm cm} + 0.137$ MeV a foton energiája, J_i és J_f pedig a kezdeti illetve végállapot teljes spinje. A $\Psi_{l_{\omega}, l_{\omega}}^{J_i}$ kezdőállapot az egységnyi fluxusú szórási hullámfüggvény egy parciális hulláma. A hatáskeresztmetszetbeli kötött és szórási állapotokat a 2.1–2.2 alfejezetben bemutatott variációs módszerekkel határoztuk meg. Mivel, mint láttuk, az alacsonyenergiájú hatáskeresztmetszet a hullámfüggvények nagy távolságú részleteire is érzékeny, ezért a kötött állapotok esetén a Siegert-féle variációs módszert használtuk.

Modellünk "szabad paraméterei" a klaszterek (közös) méretparamétere (β) és az N–N kölcsönhatás kicserélődési paramétere (u). Ezeket általában független adatokhoz célszerű illeszteni. A ${}^{7}\text{Be}(p,\gamma){}^{8}\text{B}$ reakció esetén azonban a ${}^{8}\text{B}$ mag kötési energiáját (137 keV) egzaktul reprodukálnunk kell, ha modellünkből bármilyen ésszerű következtetést akarunk levonni. A kísérleti értéktől való kis eltérés is olyan mértékben módosíthatja a hullámfüggvény aszimptotikus viselkedését, amely a hatáskeresztmetszetben jelentős hibához vezetne. A ${}^{8}\text{B}$ mag kötési energiáját valamennyi számolásunkban reprodukáltuk az uparaméter megfelelő megválasztásával. Ezen túl, a spin-pálya kölcsönhatás erősségét



5

5.6 ábra: A ⁷Be $(p, \gamma)^8$ B reakció $S_{17}(0)$ asztrofizikai *S*-faktora mint a ⁷Be kvadrupólmomentumának (Q_7) a függvénye. Az ábra számos, különböző N–N kölcsönhatást és modellteret használó számolás eredményét mutatja. Egy adott modelltér és kölcsönhatás esetén a különböző eredmények különböző klaszter-méretparaméterektől származnak.

minden esetben a ⁷Be magon belüli $3/2^-$ és $1/2^-$ állapotok kísérleti felhasadásához illesztettük. A β paraméter értékének változtatásával a ⁷Be tulajdonságait módosíthatjuk, s így tanulmányozhatjuk a hatáskeresztmetszetnek a ⁷Be bizonyos mérhető paramétereitől való függését.

Az 5.6 ábra az $S_{17}(0)$ asztrofizikai S-faktort mutatja a ⁷Be mag modellbeli kvadrupólmomentumának (Q_7) függvényében. Látható, hogy erős, közel lineáris korreláció van a két mennyiség között. A kvadrupólmomentum sok tekintetben hasonló információt hordoz a ⁷Be mag méretéről mint az rms sugár négyzete, azonban pontosabban mérhető annál. Mint azt vártuk, nagyobb kvadrupólmomentumú (nagyobb "kiterjedésű") ⁷Be nagyobb befogási hatáskeresztmetszethez vezet. Mint látható, a közel lineáris $S_{17}(0) - Q_7$ korrelációt nem befolyásolja lényegesen a tenzorerő jelenléte, illetve a modelltérnek a $^{7}\text{Be}+p$ típusú konfigurációkra való leszűkítése. Az $S_{17}(0)$ értéknek a Q_7 kvadrupólmomentum segítségével történő meghatározását két probléma nehezíti. Egyrészt Q_7 kísérleti értéke egyelőre nem ismeretes, noha viszonylag könnyen mérhető lenne (a ⁸B mag kvadrupólmomentuma például ismert [121]). Másrészt az $S_{17}(0) - Q_7$ kapcsolat függ az N–N kölcsönhatástól. Ezt szemléltetendő, a $^{7}\text{Be} + p$ modelltérben számolásokat végeztünk a V2 [17] és MHN [19] kölcsönhatásokat használva. Mindkét erőt kiterjedten használják klasztermodellbeli számolásokban. Noha mindkét kölcsönhatás hasonló $S_{17}(0) - Q_7$ korrelációt mutat, mint az MN, az MHN erő egy adott Q₇ értéknél kisebb S-faktort szolgáltat, míg a V2 erő nagyobbat. Ezek a különbségek az N + N rendszereknek az egyes erők által történő különböző minőségű leírására vezethetők vissza. Míg az MN kölcsönhatás általában jól reprodukálja az N + N rendszereket, addig a V2 kissé gyengébb, az MHN pedig kissé erősebb a kelleténél. Például a ${}^{3}S_{1}$ térben a V2 erő alulköti a deuteront, míg az MHN túlköti. Úgy találtuk, hogy az N + N rendszereknek és a ⁸B magon belüli kéttest-alrendszereknek az MN kölcsönhatás adja a leginkább konzisztens szimultán leírását, ezért a továbbiakban ezt az erőt preferáljuk. Az MHN kölcsönhatás, amely szintén jó minőségű eredményekre vezet, mintegy 10%-kal kisebb $S_{17}(0)$ értéket adna.

Az MN kölcsönhatást elfogadva mint legjobb erőt, $S_{17}(0)$ értéke leolvasható lenne az 5.6 ábráról, ha Q_7 kísérleti értéke ismert lenne. Ennek hiányában $S_{17}(0)$ legvalószínűbb értékének becsléséhez a klaszterek méretparaméterét úgy választjuk meg, hogy a modell minél pontosabban reprodukálja (i) a ⁷Be mag kötési energiáját a ⁴He + ³He küszöbhöz viszonyítva, (ii) a ⁴He és ³He klaszterek rms sugarainak négyzetösszegét, és (iii) a ⁷Li mag kvadrupólmomentumát (mint az ismeretlen Q_7 -et helyettesítő mennyiséget). Ezek a követelmények biztosítják azt, hogy modellünk helyesen írja le mind a ⁷Be kötött állapotait, mind pedig a ⁴He $^{-3}$ He relatív mozgást. A második feltétel $\beta = 0.4$ fm $^{-2}$ esetén teljesül. Ezzel a választással a legjobb modellünkben a ⁷Be alapállapota mintegy 200 keVvel túlkötött, míg az $1/2^{-}$ gerjesztett állapot energiája korrektül adódik ($E^* = 0.43 \text{ MeV}$). Az első 7/2⁻ és 5/2⁻ állapot számított energiái és szélességei, $E^* = 4.77$ MeV és $\Gamma = 0.28$ MeV, illetve $E^* = 5.85$ MeV és $\Gamma = 0.9$ MeV, jó egyezésben vannak az $E^* = 4.57$ MeV és $\Gamma = 0.18$ MeV, illetve $E^* = 6.7$ MeV és $\Gamma = 1.2$ MeV kísérleti értékekkel. A ⁷Li kvadrupólmomentuma $-4.10 \ efm^2$, ami szintén közel van a $-4.05 \pm 0.08 \ efm^2$ kísérleti értékhez [25]. A ⁵Li + ³He csatorna küszöbe 3.39 MeV-nél adódik, míg a kísérleti érték 3.69 MeV. A ⁴He és ³He klaszterek rms sugarainak négyzetösszegére 5.31 fm²-et kapunk. Mindezek az értékek u = 1.025 kicserélődési paraméter mellett adódnak.

Összegzésül azt mondhatjuk, hogy modellünk a ${}^{4}\text{He} + {}^{3}\text{He} + p$ rendszer meglehetősen jó leírását adja. A modell $S_{17}(0) = 26.5$ eVb S-faktort és $Q_7 = -6.9 \ e \text{fm}^2$ kvadrupólmomentumot jósol. A ⁸B kvadrupólmomentumát 7.45 efm²-nek találjuk, míg a kísérleti érték $(6.83 \pm 0.21) \ efm^2$ [121]. Még ha arra a következtetésre is jutunk, hogy a ⁷Be kvadrupólmomentumunk szintén túl nagy lehet, egy 10%-os csökkenés ebben a mennyiségben az $S_{17}(0)$ értékét csak 25.2 eVb-ra redukálná. Ha a korlátozott ⁷Be + p modelltérben ugyanazt a $\beta = 0.4 \text{ fm}^{-2}$ méretparamétert használjuk mint az előbb, azt találjuk, hogy a ⁷Be mag mintegy 600 keV-vel túlkötött, míg kvadrupólmomentuma $Q_7 = -6.0 \ e \text{fm}^2$. A modelltér csökkenését a kicserélődési paraméter értékének növelésével (u = 1.085) kell kompenzálnunk. A ⁷Li és ⁸B magok kvadrupólmomentumai, -3.46 efm^2 illetve 6.55 $e fm^2$, valamivel kisebbek a kísérleti értékeknél. Ebben a modelltérben $S_{17}(0) = 25.0$ eVb adódik az S-faktorra. Mivel mindkét modelltér (a teljes és a korlátozott is) ugyanazt az $S_{17}(0) - Q_7$ függést követi, és a két modellből számolt ⁷Li és ⁸B kvadrupólmomentumok közrezárják a kísérleti értékeket, arra a következtetésre juthatunk, hogy mikroszkopikus háromklaszter-modellünk $S_{17}(0)$ értékét a 25–26.5 eVb intervallumban jósolja. Ez az intervallum látható az 5.4 ábrán (a tele körök közül a felső).

Ez a becslés kizárólag az $S_{17}(0) - Q_7$ korreláción alapul, és feltételezi a klasztersugarak négyzetösszegének reprodukálását. Érdemes további korrelációkat keresni az asztrofizikai S-faktor és más mérhető mennyiségek között. A ⁸B mag sugara és kvadrupólmomentuma nyilván esélyes jelöltek erre a szerepre. A tükörmag-párok energiái közötti Coulombeltolódás szintén a magok méretére érzékeny mennyiség [182,183]. A ⁸Li – ⁸B páros esetét véve alapul, minél távolabb van átlagosan a ⁸B-beli valenciaproton a ⁷Be törzstől, annál kevésbé van rá hatással a törzs Coulomb-tere, azaz a Coulomb-eltolódás annál kisebb. A nagyobb kiterjedésű protoneloszlás pedig, mint láttuk, nagyobb befogási hatáskeresztmetszetet jelent. Mivel a Coulomb-eltolódáshoz szubnukleáris hatások is járulékot adnak, a közte és az $S_{17}(0)$ mennyiség közötti kapcsolat felderítését egy egyszerű potenciálmodell keretei között kezdjük. Célunk az, hogy egy olyan empirikus Coulomb-eltolódási értéket származtassunk le, amelyhez a potenciálmodellbeli eredményeinket viszonyítani tudjuk. Ez azt jelenti, hogy valamennyi potenciálmodellen túli effektust, amely járulékot adhat a Coulomb-eltolódáshoz, meg kell becsülnünk valamilyen realisztikus mikroszkopikus modell keretei között. Erre a célra a harmonikus oszcillátoros héjmodellt választottuk.

A 0*p* héjmodell-számolások egy relatíve egyszerű szerkezetet jósolnak az A = 8, T = 1 magok esetére, mivel az $(A, J^{\pi}, T) = (8, 2^+, 1) \rightarrow (7, 3/2^-, 1/2)$ és $(9, 3/2^-, 1/2) \rightarrow (8, 2^+, 1)$ spektroszkópiai faktorokat közel egynek adják [184,185]. Ez azt jelenti, hogy a ⁸B mag a ⁸Be törzshöz képest egy proton-részecske neutron-lyuk állapotnak tekinthető, a ⁸Li tükörmag pedig egy proton-lyuk neutron-részecske konfigurációnak. A részecske-lyuk állapot eltolódási energiája egyszerűen a részecske és a lyuk eltolódási energiák összege (a részecske-lyuk Coulomb-kölcsönhatás zérus):

$$\Delta_8 = \Delta_{\text{hole}} + \Delta_{\text{part}},\tag{5.7}$$

ahol Δ_8 az A = 8, T = 1 eltolódási energia (a ⁸Li és ⁸B kötési energiái közötti különbség). A legegyszerűbb közelítésben Δ_{hole} az $A = 7, 3/2^-, T = 1/2$ eltolódási energia, Δ_{part} pedig az $A = 9, 3/2^-, T = 1/2$ eltolódási energia. A kísérleti adatokat ($\Delta_7 = 1.645$ MeV, $\Delta_9 = 1.851$ MeV) felhasználva $\Delta_7 + \Delta_9 = 3.496$ értéket kapunk, ami közel van a $\Delta_8 = 3.540$ MeV adathoz. Tehát az egyszerű modell meglehetősen jól működik. Ez azonban nyilván nem egzakt eredmény, hiszen a ⁸Li és ⁸B magok héjmodell-szerkezete a részecske-lyuk konfigurációnál bonyolultabb. Mivel a ⁹B mag éppen csak nem kötött, míg a ⁸B kötési energiája csak 137 keV, a Thomas–Erman-eltolódás is jelentős lehet [182].

Írjuk fel a Δ_8 Coulomb-eltolódási energiát

$$\Delta_8 = \Delta_{\text{hole}} + \Delta'_{\text{part}} + \Delta_{\text{sm}} \tag{5.8}$$

alakban, ahol

$$\Delta_{\rm part}' = \Delta_0 + \Delta_{\rm ex} + \Delta_{\rm so} + \Delta_{\rm vp} + \Delta_{\rm np} + \Delta_{\rm NS}.$$
(5.9)

Itt $\Delta_{\rm sm}$ a részecske-lyuk konfiguráción túli 0*p* héjmodell-szerkezet figyelembevételéből jön, Δ_0 pedig az elsődleges (direkt) Coulomb-eltolódás. A további járulékok rendre a kicserélődési (ex), relativisztikus spin-pálya (so), vákuumpolarizációs (vp) és neutronproton tömegkülönbségből adódó (np) korrekciók, továbbá a Nolen–Schiffer-anomália (NS). Ez utóbbi nagyrészt az N–N kölcsönhatás töltésaszimmetriájának következménye, ami szubnukleáris effektusokat feltételez. Héjmodellbeli számításaink alapján az egyes (5.9)-beli korrekciókat $\Delta_{\rm sm} = 64$ keV, $\Delta_{\rm ex} = -125$ keV, $\Delta_{\rm so} = -20$ keV, $\Delta_{\rm vp} = 12$ keV, $\Delta_{\rm np} = 14$ keV, és $\Delta_{\rm NS} = 128$ keV értékűnek becsüljük. A Δ_0 direkt Coulomb-eltolódás, a korrekciók becsült hibáit is figyelembe véve,

$$\Delta_0(\text{empirical}) = 1.822 \pm 0.026 \text{ MeV}.$$
 (5.10)

Fő eredményünk az, hogy a Coulomb-eltolódás nukleoni szabadsági fokokon túli járulékainak összege körülbelül az NS effektussal egyezik meg, azaz nagyjából 130 keV. Ennek



5.7 ábra: A ⁷Be+p potenciálmodellből jövő valenciaproton-sűrűség r = 10 fm sugárnál, mint a Δ_0 Coulomb-eltolódás függvénye. A három görbe olyan pontokat köt össze, amelyek R = 2.0 fm (tele körök), R = 2.4 fm (négyzetek), illetve R = 2.8 fm (üres körök) potenciálsugárhoz és különböző *a* diffuzitásokhoz tartozó számolásokból jönnek. Feltüntettük két olyan számolás eredményét is, amelyek az irodalomból ismert Tombrello (T) [171] illetve Barker (BI) [173] potenciálokat használják. A BII-III pontok azoknak a potenciáloknak a jóslatait mutatják, amelyeket [173]-ban a ⁷Li $(n, \gamma)^8$ Li reakciót vizsgálva nyertek. A függőleges sáv az (5.10)-beli jóslatot jelzi.

az értéknek a Δ_0 -lal való lineáris skálázását feltételezve, az A = 8 magok esetén az NS anomália becsült értéke 0.25 MeV. Megjegyezzük, hogy az [A16] cikkünkben tévedésből hibásan az NS anomália A = 9-hez tartozó értékét használtuk. Ezt a jelen dolgozatban helyesbítjük.

Az (5.10) becslést felhasználhatjuk az $S_{17}(0)$ hatáskeresztmetszet potenciálmodellbeli értékének meghatározásához is. Különféle potenciálgeometriákat használva kiszámíthatjuk Δ_8 értékét, és abból az egyes potenciálokhoz tartozó Δ_0 értékeket. Ily módon a potenciálgeometria és a Coulomb-eltolódás (azaz áttételesen az $S_{17}(0)$ érték) közti korrelációt tanulmányozhatjuk.

Az A = 8-beli direkt Coulomb-eltolódást a szokásos centrális és spin-pálya tagokból álló Woods–Saxon-geometriájú potenciálokra számoljuk. A centrális potenciál

$$V(r) = \frac{V_0}{1 + \exp\left[(r - R)/a\right]}$$
(5.11)

alakú, ahol R a sugár, és a a diffuzitás. Az eredményül adódó ⁷Be + p relatív mozgási hullámfüggvények aszimptotikus része határozza meg $S_{17}(0)$ értékét, ezért vizsgáljuk meg a valenciaproton-sűrűséget kellően nagy sugárnál (10 fm)! Az 5.7 ábra a $\rho(10 \text{ fm})$ sűrű-séget mutatja, mint a Δ_0 eltolódás függvényét különböző potenciálgeometriákra. Az itt

használt sűrűséget a

$$4\pi \int \rho(r)r^2 dr = 1 \tag{5.12}$$

összefüggés definiálja. Látható, hogy az (5.10) empirikus Δ_0 érték meglehetősen leszűkíti a fizikailag értelmes potenciálgeometriákat, és egy viszonylag szűk sávot enged meg a $\rho(10 \text{ fm})$ sűrűségre. A [173] cikkben úgy találták, hogy a standard potenciálmodell a ⁷Li $(n, \gamma)^8$ Li reakció (a ⁷Be $(p, \gamma)^8$ B tükörfolyamata) termikus hatáskeresztmetszetét jelentősen túlbecsli. Ezért felvetették, hogy vagy a használt spektroszkópiai faktorok nem megfelelők, vagy a potenciálgeometria szorul alapos revízióra. Megadtak két olyan ⁷Li+npotenciált, amely képes a kísérleti termikus ⁷Li $(n, \gamma)^8$ Li hatáskeresztmetszetet reprodukálni. Mint látható, az ezen potenciálokkal analóg ⁷Be + p kölcsönhatások [173] (az 5.7 ábrán BII és BIII) inkorrekt Δ_0 értéket szolgáltatnak. A termikus hatáskeresztmetszetnek a potenciál radikális módosításával történő magyarázatát tehát kizárhatjuk. A későbbiekben még visszatérünk erre a problémára.

Az $S_{17}(0)$ S-faktor és a $\rho(10 \text{ fm})$ sűrűség közötti összefüggést a következőképpen kaphatjuk meg. Mint láttuk, a szórási és kötött állapotok (5.2–5.3) aszimptotikus alakja szinte teljesen ismert. Szórási állapotként a keménygömb- (hard sphere) közelítéshez tartozó hullámfüggvényt használva az

$$S_{17}(0) = 37.1(\bar{c}_1^2 + \bar{c}_2^2) \text{ eVb}$$
(5.13)

összefüggést nyerhetjük, ahol \bar{c}_1 és \bar{c}_2 az I = 1, illetve I = 2 csatornaspinekhez tartozó aszimptotikus normálási konstans. Az (5.13)-beli bizonytalanság, amely nagyrészt a nemrelativisztikus kvantummechanikai nukleontömeg definíciójának bizonytalanságából ered, körülbelül 1–2%. A termikus $S_{17}(20 \text{ keV})$ érték körülbelül 0.4 eVb-nal nagyobb $S_{17}(0)$ -nál, ennek megfelelően

$$S_{17}(20 \,\mathrm{keV}) = 36.5(\bar{c}_1^2 + \bar{c}_2^2) \,\mathrm{eVb.}$$
 (5.14)

Az (5.13) összefüggést felhasználva $S_{17}(0)$ kifejezhető bármely aszimptotikus r-nél adott valenciaproton-sűrűséggel. Például r = 10 fm esetén

$$S_{17}(0) = 3.03 \times 10^6 \rho_{3/2} (10 \,\mathrm{fm}) S_{3/2} \Big[(\alpha_{1,3/2} + \gamma \alpha_{1,1/2})^2 + (\alpha_{2,3/2} + \gamma \alpha_{2,1/2})^2 \Big] \,\mathrm{eVb}, \quad (5.15)$$

ahol $S_{3/2}$ az (n,l,j)=(0,1,3/2)-hez tartozó spektroszkópiai faktor, az α együtthatókat pedig az

$$[I_7, j] J_f \to [(I_7, 1/2) I, l_2] J_f$$
(5.16)

transzformáció definiálja. It
tja valencia
proton belső spinjének és pályamomentumának összecsatolásából jön
, γ pedig

$$\gamma = \frac{\theta_{1/2}\psi_{1/2}(10\,\mathrm{fm})}{\theta_{3/2}\psi_{3/2}(10\,\mathrm{fm})},\tag{5.17}$$

ahol θ_j az S_j -hez tartozó spektroszkópiai amplitúdó. A megfelelő értékeket behelyettesítve, továbbá mivel jó közelítéssel $\psi_{1/2}(10 \,\mathrm{fm}) = \psi_{3/2}(10 \,\mathrm{fm})$,

$$S_{17}(0) = 3.3 \times 10^6 \rho(10 \,\mathrm{fm}) S \,\mathrm{eVb},$$
 (5.18)



5.8 ábra: A ⁷Be $(p, \gamma)^8$ B reakció $S_{17}(0)$ zérus energiájú asztrofizikai *S*-faktora és a ⁸B mag sugara (a), az $r^2({}^8\text{B}) - r^2({}^7\text{Be})$ mennyiség (b), a ⁸B mag kvadrupólmomentuma (c), illetve a $\Delta = E({}^8\text{B}) - E({}^8\text{Li})$ Coulomb-eltolódási energia (d) közötti korreláció mikroszkopikus modellünkben. A számolások különböző N–N kölcsönhatások és modellterek esetére készültek. Egy adott kölcsönhatás és modelltér esetén a különböző eredmények különböző klaszterméreteknél adódnak. A mérhető mennyiségek fenomenologikus értékei: $r({}^8\text{B}) = 2.50 \pm 0.04$ fm [186], $r^2({}^8\text{B}) - r^2({}^7\text{Be}) \approx 0.9$ fm² [186], $Q_8 = 6.83 \pm 0.21$ efm² [121], és $\Delta = 3.41$ MeV [25]. A Coulomb-eltolódási energia esetén a Nolen-Schiffer anomáliát levontuk a [25] értékből. A fenomenologikus értékeket a függőleges szaggatott vonalak jelzik.

ahol $S = S_{3/2} + S_{1/2}$.

Héjmodellbeli számításaink alapján a spektroszkópiai faktort $S = 1.15 \pm 0.05$ körül becsüljük. Ezt és az 5.7 ábráról meghatározott $\rho(10 \text{ fm}) = (7.0 \pm 0.8) \times 10^{-6} \text{ fm}^{-3}$ értéket felhasználva, az asztrofizikai S-faktorra $S_{17}(0) = 24.5 \pm 2.9$ eVb végeredményre jutunk. Ez a jóslat látható az 5.4 ábrán (üres kör). Ez az eredmény kielégítő egyezésben van a mikroszkopikus modellbeli értékkel.

Ezen potenciálmodellbeli kitérő után, következő lépésként a mikroszkopikus modellünkben további korrelációkat keresünk $S_{17}(0)$ és más mérhető mennyiségek (többek között a Coulomb-eltolódás) között. Az 5.8 ábrán a modellünk által jósolt $S_{17}(0)$ érték látható a ⁸B mag sugarának (a), az $r^{2}({}^{8}B) - r^{2}({}^{7}Be)$ mennyiségnek (b), a ⁸B mag kvadrupólmomentumának (c), és a $\Delta = E({}^{8}B) - E({}^{8}Li)$ Coulomb-eltolódási energiának (d) a függvényében. Valamennyi méretindikátor közel lineárisan korrelál az $S_{17}(0)$ értékkel. Ezt egyrészt a ⁸B mag halo-szerkezete valamint a befogási folyamat aszimptotikus volta okozza [124]. Másrészt az, hogy modellünk valamennyi esetben az egyes mennyiségeket viszonylag szűk fizikailag értelmes tartományban jósolja.

A ⁷Be-p kölcsönhatási sugárra legérzékenyebb mennyiség az $r^2(^8\text{B}) - r^2(^7\text{Be})$ különbség. Ennek a mennyiségnek a pontos kísérleti meghatározása azonban nagyon nehéz. Az [A6] munka során úgy tűnt, hogy a ⁸B és ⁷Be magok sugarának nagy pontosságú mérése majdhogynem reménytelen vállalkozás. A stabilitástól távoli magok sugarait kezdetben kölcsönhatási hatáskeresztmetszetek analíziséből nyerték, a magokra egyenletes sűrűségeloszlást feltételező Glauber-típusú modellek segítségével [106]. A közelmúltban azonban egy ennél lényegesen pontosabb módszert vezettek be, amely a kísérleti adatok elemzésénél figyelembe veszi a részt vevő magok néhánytest-természetét (például a $^7\text{Be} + p$ szerkezetet a ⁸B-ban) [186]. A ⁸B sugarának ily módon meghatározott értéke (pontszerű nukleonok esetén) $r({}^{8}\text{B}) = 2.50 \pm 0.04 \text{ fm}$, és így $r^{2}({}^{8}\text{B}) - r^{2}({}^{7}\text{Be}) \approx 0.9 \text{ fm}^{2}$. Megjegyezzük, hogy a ⁷Be mag sugara esetén a [186] modell továbbra is a Glauber-becslést használja. Az adatoknak egy ${}^{4}\text{He} + {}^{3}\text{He}$ szerkezetet figyelembe vevő modellben történő analízise valószínűleg a ⁷Be (és ⁸B) sugár növekedéséhez vezetne [186]. Mint fentebb láttuk, mikroszkopikus modellünkben a teljes modellteret és az MN erőt használva $r(^{8}B) = 2.73$ fm eredményre jutottunk mint legrealisztikusabb becslésre. Ez túlbecsüli a fenomenologikus értéket. Mint az várható volt, az $S_{17}(0)$ érték csökkenő ⁸B sugár esetén csökken (5.8 ábra). Az $r(^{8}B)$ és $S_{17}(0)$ közötti lineáris kapcsolatot, valamint az empirikus ⁸B sugarat felhasználva, az $S_{17}(0) = 23.2 - 24.2$ eVb sávhoz jutunk. Az $r^2(^8\text{B}) - r^2(^7\text{Be}) = 0.8$ fm² modellbeli érték reálisnak tűnik, azonban az empirikus értékbeli bizonytalanságok miatt az $S_{17}(0)$ és $r^{2}(^{8}\text{B}) - r^{2}(^{7}\text{Be})$ közötti kapcsolat precíz megállapítása jelenleg nem lehetséges.

A ⁸B mag kvadrupólmomentumának kísérleti értéke $Q_8 = (6.83 \pm 0.21) \ efm^2$ [121]. A teljes modellteret és az MN erőt használva $Q_8 = 7.45 \ efm^2$ adódik modellünkben. Az $S_{17}(0)$ érték növekvő ⁸B kvadrupólmomentummal nő, hasonlóan a sugárhoz. A kísérleti adattal való összehasonlításból $S_{17}(0) = 23.7 - 24.8$ eVb adódik.

A Coulomb-eltolódás fenomenologikus értékének meghatározásához figyelembe kell vennünk, hogy modellünk nem tartalmazza a Nolen–Schiffer-effektus megjelenéséhez szükséges (szubnukleáris) fizikát. Az NS effektus nagyságát a potenciálmodellben 0.25 MeV körül becsültük az A = 8 esetre, így a modellbeli eredményeinket a $\Delta = 3.54 - 0.25 = 3.29$ MeV fenomenologikus értékhez kell hasonlítanunk. Legjobb modellünk ennél valamivel kisebb, $\Delta = 3.2$ MeV értéket jósol. Mint az 5.8 ábrán látható, növekvő Δ értékekre $S_{17}(0)$ csökken, megint csak a várakozásoknak megfelelően. A Coulomb-eltolódás fenomenologikus értéke $S_{17} = 25.6$ eVb hatáskeresztmetszethez vezet az MN kölcsönhatást használó teljes modellünkben.

A teljes modelltérre vonatkozó számításaink eredményeit a következőképpen foglalhatjuk össze. Úgy tűnik, hogy a klaszeter-méretparaméterek $\beta = 0.4$ fm⁻² értéken történő rögzítésével előálló legjobb modellünk a ⁷Be-*p* kölcsönhatási sugarat kissé túlbecsli. Valamennyi 5.8 ábrán feltüntetett méretindikátor ezt jelzi. A kölcsönhatási sugár kismértékű csökkentésével mind a három kísérletileg meghatározott méretindikátor konzisztens mó-

	Modelltér, kölcsönhatás					
Mennyiség	Teljes, MN	MN	V2	MHN		
$r(^{8}\mathrm{B})$	23.2 - 24.2	22.8 - 23.6	25.7 - 26.6	21.7 - 22.7		
Q_8	23.7 - 24.8	25.3 - 27.5	24.1 - 27.0	24.3 - 27.2		
Δ	25.6	25.0	27.5	24.0		

5.1 táblázat: Az $S_{17}(0)$ hatáskeresztmetszetre az egyes mérhető mennyiségekkel való korrelációkból leszármaztatott jóslatok. Valamennyi adat eVb-ban értendő. Az első oszlopbeli eredmények a teljes modellünkből származnak, míg a többiek a korlátozott ⁷Be + *p*-típusú modelltérből.

don reprodukálható (lásd az 5.1 táblázatot). A ${}^{7}\text{Be}(p,\gamma){}^{8}\text{B}$ reakció hatáskeresztmetszetének ily módon meghatározott értéke $S_{17}(0) = 23 - 26$ eVb (az 5.4 ábrán a tele körök közül az alsó).

Kérdés, hogy mennyire függ ez az eredmény a választott modelltértől és kölcsönhatástól. Számításainkat a kizárólag $^7\text{Be} + p$ -típusú konfigurációkat tartalmazó korlátozott modelltérben megismételve, ismét csak az $S_{17}(0)$ hatáskeresztmetszet és az egyes méretindikátorok közötti lineáris korrelációkhoz jutunk (5.8 ábra). Megfigyelhetjük, hogy a modelltér kiterjesztése (a korlátozottól a teljes felé) a ⁸B mag sugarának csökkenéséhez vezet, míg a kvadrupólmomentum és a Coulomb-eltolódás nő. A sugár és a kvadrupólmomentum ezen eltérő viselkedésének az oka az, hogy a ${}^{5}\text{Li} + {}^{3}\text{He}$ és ${}^{4}\text{He} + {}^{4}\text{Li}$ csatornák bevétele nagyfokú töltéspolarizációt hoz be, amely növeli a kvardupólmomentumot, még ha $r(^{8}B)$ csökken is. Mint az 5.1 táblázatból látható, a ⁸B kvadrupólmomentuma a legérzékenyebb a modelltér változásaira. A V2 és MHN kölcsönhatásokat használva hasonló kvalitatív megfigyeléseket tehetünk mint az MN esetén. Mint azt már az $S_{17}(0)$ és a ⁷Be kvadrupólmomentuma közötti korreláció vizsgálata során megállapítottuk, a V2 erő nagyobb értékeket ad $S_{17}(0)$ -ra, míg az MHN kisebbet. Ez látszik az 5.8 ábrán és az 5.1 táblázatban is. Ha a modelltér növelésének várható hatását is figyelembe vesszük, akkor az MHN erő konzisztensen az $S_{17}(0) = 22 - 25$ eVb közötti értékekhez vezet, míg a V2 erő esetén jelentős eltérés van az $r(^{8}B)$ és Q_{8} , illetve a Δ által preferált $S_{17}(0)$ értékek között. A V2 erő esetén az $r^2({}^8\mathrm{B}) - r^2({}^7\mathrm{Be})$ mennyiség túlságosan nagynak tűnik.

A ⁷Be mag kvadrupólmomentumának mérése segíthetne abban, hogy következtetéseinket tovább finomítsuk. Legjobb modellünkben a méretindikátorok egyidejű reprodukálásának megkövetelése a $Q_7 = -(5.5-6.0) e \text{fm}^2$ intervallumhoz vezet. Ez kisebb mint a $Q_7 = -6.9 \text{ efm}^2$ érték, amelyet a klaszterek méretparaméterének $\beta = 0.4 \text{ fm}^{-2}$ értéken történő rögzítésével kaptunk (amely választás reprodukálta a ⁷Li kvadrupólmomentumát). Ez azt jelezheti, hogy modellterünknek a ⁴He + ³He + *p* téren túli kibővítése szükséges. Ezt a feltételezést ellenőrizendő, egy olyan számolást végeztünk a ⁷Be magra, ahol a ⁴He + ³He konfiguráció mellett bevettük a ⁶Li + *p* = ⁴He + *d* + *p* klaszterizációt is. Az MN kölcsönhatás kicserélődési paraméterét úgy választottuk meg, hogy az a ⁷Be mag ⁴He + ³He küszöbhöz viszonyított kötési energiáját reprodukálja. Azt is megköveteltük, hogy a ⁶Li + *p* küszöb a megfelelő energiánál legyen. Eredményeink azt mutatják, hogy a csatolt csatornás modellben $|Q_7|$ értéke mintegy 0.5 – 1 efm²-tel nő az egycsatornás ⁴He + ³He modellhez képest. Kérdés, hogy milyen következményei lennének a ⁸B modelltér hasonló kiterjesztésének az $S_{17}(0)$ értékére. Az ilyen irányú vizsgálatok azonban a dolgozat keretein túlmutatnak.

Osszegzésként azt mondhatjuk, hogy mikroszkopikus modellünk a ⁷Be $(p, \gamma)^8$ B reakció zérus energiájú hatáskeresztmetszetére az $S_{17}(0) = 22 - 26.5$ eVb értéket jósolja (az MN erőre vonatkozó egyes becsléseinket összevetve és az MHN erőre vonatkozó eredményeket is figyelembe véve). Legvalószínűbbnek az $S_{17}(0) = 23 - 25$ eVb intervallum tűnik. Ezekkel a jóslatokkal jó összhangban van a potenciálmodellünkből nyert $S_{17}(0) = 21.6 - 27.4$ eVb érték.

Ezidáig a ${}^{7}\text{Be}(p,\gamma){}^{8}\text{B}$ reakciónak csak a zérus energiájú hatáskeresztmetszetével foglalkoztunk, amelyet szinte kizárólag az aszimptotikus hullámfüggvények határoznak meg. Nagyobb energiákon a hullámfüggvények belső, energiahéjon kívüli (off-shell) folyamatokat leíró részei egyre fontosabb szerephez jutnak. Ennek az egyik legszebb példája a ⁷Li $(n, \gamma)^8$ Li reakció termikus hatáskeresztmetszetével kapcsolatos. Régóta ismert volt, hogy a standard potenciálmodellek jelentősen túlbecslik a termikus hatáskeresztmetszet kísérleti értékét, ami $45.4 \pm 3.0 \text{ mb}$ [187]. A [173] cikk szerzője szerint vagy a standard potenciálparamétereket, vagy az addig használt spektroszkópiai faktorokat drasztikusan meg kell változtatni ahhoz, hogy ez a hatáskeresztmetszet reprodukálható legyen. Hasonló szellemű módosítások az analóg ${}^{7}\text{Be}(p,\gamma){}^{8}\text{B}$ reakció esetén az $S_{17}(0)$ hatáskeresztmetszet jelentős csökkenéséhez vezetnek (lásd az 5.4 ábrát). Mint láttuk, a potenciálparaméterek drasztikus módosítása elfogadhatatlan Coulomb-eltolódáshoz vezet (5.7 ábra). Így a [173] cikk szellemében csak a spektroszkópiai faktorok jelentős megváltoztatása (S = $S_{3/2} + S_{1/2}$ -nek 1.1 körüli értékről 0.71-re való módosítása) maradna az egyetlen lehetőség. Ezt a lehetőséget viszont nem támogatják a mikroszkopikus modellek. Például a klasztermodellünk még a héjmodellnél is nagyobb értéket (≈ 1.25) jósol a spektroszkópiai faktorra.

Véleményünk szerint a kísérlet és elmélet közötti ellentmondás feloldható olyan módon, amely nem érinti a standard potenciálokat és spektroszkópiai faktorokat, és nincs hatással a ${}^{7}\text{Be}(p,\gamma){}^{8}\text{B}$ hatáskeresztmetszetre sem. A ${}^{7}\text{Be}(p,\gamma){}^{8}\text{B}$ folyamattal ellentétben, az analóg $^7\mathrm{Li}(n,\gamma)^8\mathrm{Li}$ reakció esetén a hullámfüggvények belső részei alacsony energián is fontosak a Coulomb-gát hiánya miatt. Noha a kísérleti szórási hosszak reprodukálása a szórási hullámfüggvények aszimptotikus részét lerögzíti, a belső, off-shell rész nincs egyértelműen meghatározva. Ha például a szórási állapotbeli belső nódus kissé nagyobb r-eknél feküdne, az a hatáskeresztmetszet csökkenéséhez vezetne. Azt illusztrálandó, hogy a nódus pozíciója valóban nem egyértelműen meghatározott, az 5.9 ábrán bemutatjuk a [173] standard potenciálhoz (BI) tartozó I = 2 szórási hullámfüggvényt (folytonos vonal) a mikroszkopikus klasztermodellünk hullámfüggvényével (szaggatott vonal) együtt, $E_{\rm cm} =$ 10 keV energiánál. Az aszimptotikus tartományban, r > 7 - 8 fm, a két hullámfüggvény megegyezik. Noha a ⁷Li $(n, \gamma)^8$ Li hatáskeresztmetszethez a hullámfüggvények nagy távolságokig (r > 50 fm) járulékot adnak, az ábrán a két hullámfüggvény között látható kis eltérés jelentős hatáskeresztmetszetbeli differenciához vezet. Míg a folytonos görbéhez tartozó termikus hatáskeresztmetszet (10 keV-ről való 1/v extrapolálás után) 76 mb, addig a szaggatott görbét használva a [173] modell kötött állapotával együtt, 46.3 mb értékhez jutunk, ami jól egyezik a kísérleti értékkel. Ez az egybeesés véletlen is lehet, azonban úgy hisszük, hogy a fenti off-shell effektusban megtaláltuk a ${}^{7}\text{Li}(n,\gamma){}^{8}\text{Li}$ hatáskeresztmetszet problémájának a megoldását.



5.9 ábra: A ⁷Li + n szórás I = 2 csatornaspinhez tartozó hullámfüggvénye a [173] potenciálmodellben (folytonos vonal), illetve a mikroszkopikus klasztermodellünkben (szaggatott vonal). A szórási energia $E_{\rm cm} = 10$ keV.

Hangsúlyozzuk, hogy az off-shell viselkedésnek ez a módosítása az alacsonyenergiájú $^{7}\text{Be}(p,\gamma)^{8}\text{B}$ hatáskeresztmetszetet nem befolyásolja. Nagyobb energiákon azonban az offshell effektusok itt is jelentősek lehetnek. Az 5.10 ábrán látható a mikroszkopikus modellünkből nyert $S_{17}(E)$ asztrofizikai S-faktor E1 komponense, mint az energia függvénye (folytonos vonal), egy tipikus potenciálmodellbeli eredménnyel [177] együtt. Mint látható, a modellünkbeli S_{17} energiafüggése jelentősen eltér a potenciálmodell jóslatától. Fontos, hogy megértsük az $S_{17}(E)$ függvény nagyenergiájú (néhány MeV-es) viselkedését, ha a kísérleti adatokat, különösen a Coulomb-disszociációból jövőket, megbízhatóan akarjuk extrapolálni. A mi modellünk és egy potenciálmodell közötti legfontosabb off-shell különbségek a következők: (i) a ⁷Be és p közötti antiszimmetrizáció jelenléte a mikroszkopikus modellben, (ii) a kontinuum-gerjesztett disztorciós csatornák megléte a mikroszkopikus modellben, és (iii) a szórási hullámfüggvényekbeli nódusok pozíciói közötti esetleges különbségek. Az off-shell effektusok hatását érzékeltetendő, az (5.6) hatáskeresztmetszetet kiszámoltuk a mátrixelembeli antiszimmetrizálás nélkül. Más szóval vesszük az (5.4) hullámfüggvényben az antiszimmetrizátor mögött álló χ relatív mozgási függvényt, és úgy tekintjük mintha az egy potenciálmodellből származna. Az ily módon, egydimenziós integrálként számolható hatáskeresztmetszetet az 5.10 ábra rövid szaggatott vonala jelöli. Látható, hogy ez jelentősen eltér az eredeti mikroszkopikus hatáskeresztmetszettől, és energiafüggése közelebb áll a potenciálmodelléhez.

Az off-shell effektusok hatásainak alaposabb megértése, illetve az "igazi" $S_{17}(E)$ függvény meghatározása egyelőre nem lehetséges, a kísérleti adatok hiánya miatt. A legfőbb problémát az jelenti, hogy nagyobb energiákon az E1-en túl további elektromágneses multipólus komponensek is fontossá válnak. Így nem tudható, hogy egy adott energián $S_{17}(E)$ az egyes komponenseknek milyen keverékéből áll elő. Jelen modellünk, a [174] és [178] modellekhez hasonlóan, az 1.3–1.4 MeV tartományban egy második 1⁺ állapot



5.10 ábra: A ${}^{7}\text{Be}(p,\gamma){}^{8}\text{B}$ reakció mért asztrofizikai *S*-faktorai. A kísérleti adatok ugyanazok mint az 5.3 ábrán. A folytonos és hosszú szaggatott vonalak a mikroszkopikus modellünkből nyert E1 komponenst mutatják az elektromágneses átmeneti mátrixelembeli antiszimmetrizálás figyelembevételével, illetve anélkül. A rövid szaggatott vonal a [177] potenciálmodell eredménye.

létét jósolja (amire viszont nincs kísérleti jelzés). Van továbbá egy 3⁺ állapot a ⁸B magban 2.2 MeV energián. Ezek M1 csúcsokat okoznak a hatáskeresztmetszetben, ami megnehezíti az E1 és M1 komponensek szétválasztását. Jövőbeni Coulomb-disszociációs kísérletek elvben alkalmasak lesznek arra, hogy az egyes elektromágneses multipólusokat külön-külön megmérjék, és így az "igazi" E1 hatáskeresztmetszet meghatározását lehetővé tegyék.

Mint láttuk, számos esetben vetődött fel a jelen dolgozatban bemutatott mikroszkopikus modellen túlmutató leírás iránti igény. Az 5.2 fejezet zárásaként megvizsgálunk egy ilyen irányba mutató problémát. A [181] cikkekben felvetették, hogy a mikroszkopikus modellekben használt Gauss-típusú N–N potenciálok $S_{17}(0)$ túlbecsléséhez vezetnek. Az igazság az, hogy a helyes Yukawa-féle potenciálaszimptotikától való eltérés két ellentétes módon befolyásolhatja $S_{17}(0)$ értékét. Egyrészt a Yukawa-farok a klasztereken belül és azok között erősebb kötéshez vezetne, aminek az "összehúzó" hatása csökkentené $S_{17}(0)$ -t. Másrészt a Yukawa-farok sokkal nagyobb sugarakig terjed ki mint a Gauss-aszimptotika, így a hullámfüggvények könnyebben tudnának a Coulomb-gáton át a külső térbeli tartományokba alagutazni. Ez viszont növekvő hatáskeresztmetszethez vezetne.

E két ellentétes hatás eredőjét tanulmányozandó, olyan számolásokat végeztünk, amelyekben az MN kölcsönhatás $V_{\rm G} = V_{\rm G0} \exp(-r^2/a^2)$ Gauss-potenciáljának aszimptotikus részét egy $V_{\rm E} = V_{\rm E0} \exp(-br)$ exponenciális farokkal helyettesítettük. A potenciálok sima



5.11 ábra: Az MN kölcsönhatás módosított közepes hatótávolságú komponense. A Gauss-alakhoz az exponenciális függvény R = 1, 2, illetve 3 fm sugárnál van csatolva.

illesztése egy R sugárnál, megköveteli a

$$b = \frac{2R}{a^2}, \qquad V_{\rm E0} = V_{\rm G0} e^{R^2/a^2}$$
 (5.19)

összefüggések teljesülését. Jelen vizsgálat céljára nem szükséges a teljes Yukawa-aszimptotika használata, így elég ha csak az exponenciális tagra koncentrálunk. Modellünknek nyilvánvalóan csak a perturbatív régióban van értelme. A potenciálok olyan durva módosításai, amelyek jelentősen megváltoztatnák például a klaszterek energiáit, az egész eljárást megkérdőjeleznék. Ilyen esetben a teljes modellt a kezdetektől kellene felépíteni, valódi Yukawa-erőket használva. Ha egy pionkicserélődési potenciált akarnánk modellezni, akkor b-nek a piontömeg/($\hbar c$)-vel kellene megegyeznie, ami $R \approx 0.54$ fm csatolási sugárhoz vezetne. Ez az erősen nem perturbatív régióban van, így nem fogadható el. Igy egyszerűen az R = 1, 2, és 3 fm értékeket választjuk, mindenféle fizikai igazolás nélkül. Az 5.11 ábrán a módosított közepes hatótávolságú MN-komponens látható ezekre az R értékekre, a teljes erősség renormálása előtt. A renormálás ahhoz szükséges, hogy a ⁸B mag energiáját reprodukáljuk. Az R = 1 fm sugárhoz tartozó potenciál már a nem perturbatív régióban van. Noha az R = 2 és 3 fm sugárhoz tartozó kölcsönhatások jelentősen eltérnek a pionkicserélődési potenciáltól (a piontömegünk túl nagy), alkalmasak arra, hogy a potenciál aszimptotikájának az $S_{17}(0)$ hatáskeresztmetszetre való hatását lemérhessük. Ennek az az oka, hogy az aszimptotikus normálási konstans értéke elsősorban az r = 2-6 fm régióban dől el, ahol jelentős különbségek vannak a Gauss- és exponenciális alakok közt.

Az R = 3 csatolási sugárhoz tartozó kölcsönhatás esetén, a ⁷Be + *p*-típusú modellteret használva a ⁷Be mag kvadrupólmomentuma és az $S_{17}(0)$ alig változik az eredeti MN esethez képest. Az R = 2 fm választás esetén $|Q_7|$ mintegy 0.2 efm²-tel nagyobb mint az MN eredmény, míg $S_{17}(0) = 26.7$ eVb (ami 25 eVb-hoz hasonlítandó). Az MN eredménytől való eltérés nem nagy, ha figyelembe vesszük azt, hogy a modell részletei, például a ⁷Be kötési energiája, is megváltoztak kissé. Az R = 2 fm esetén a kölcsönhatás mintegy 10%kal nagyobb kötési energiát ad a ⁷Be és ⁸B magokra mint az eredeti MN erő. Ez azt jelenti, hogy az exponenciális farok hatása nem hanyagolható el. Másrészt viszont, ha figyelembe vesszük az $S_{17}(0)$ és Q_7 közötti korrelációt (5.6 ábra), az $S_{17}(0)$ -beli változás kevesebb mint 5%. Jelenlegi modellünk tehát azt sugallja, hogy az N–N kölcsönhatás Yukawaaszimptotikája esetleg kismértékben növelheti $S_{17}(0)$ értékét, ha egyáltalán hatással van rá.

Osszefoglalásul elmondhatjuk, hogy a ${}^{7}\text{Be}(p,\gamma){}^{8}\text{B}$ sugárzásos befogási folyamatot egy minden eddiginél realisztikusabb modellben vizsgáltuk. A zérus energiájú hatáskeresztmetszet és a ${}^{7}\text{Be}$ és ${}^{8}\text{B}$ egyes mérhető tulajdonságai között felismert korrelációk segítettek az $S_{17}(0)$ S-faktor legvalószínűbb értékének meghatározásában. A modellünk által jósolt $S_{17}(0)$ érték többé-kevésbé összhangban van a legtöbb Nap-modell által használt $S_{17}(0) =$ 22.4 ± 2.1 eVb adattal [168], noha kissé nagyobb annál. Az újonnan javasolt fenomenologikus értékkel, $S_{17}(0) = 19^{+4}_{-2}$ eVb [169], viszont kissé inkompatibilis. Vizsgálataink szerint egy alacsony $S_{17}(0)$ érték meglehetősen valószínűtlen. Kivéve természetesen azt az esetet, ha modellünkből valamilyen alapvetően fontos alkotórész hiányzik. Jelenleg nincs jelöltünk egy ilyen lehetséges alkotóelemre.

Végül megemlítjük, hogy az általános hiedelemmel ellentétben, egy kis $S_{17}(0)$ érték nem tenné a Nap-neutrinó-problémát kevésbé súlyossá. Mint láttuk, a standard Napmodell jóslatához képest a mért neutrinóhozamok mind a ⁷Be (ϕ_7), mind pedig a ⁸B (ϕ_8) neutrinók fluxusának jelentős hiányát jelzik [188]. Ez a hiány azonban sokkal erősebb ϕ_7 -ben. Egy kisebb $S_{17}(0)$ érték, amellett, hogy csökkentené a ϕ_8 fluxust, a ϕ_7/ϕ_8 arányt növelné, s így a Nap-neutrinó-problémát egyenesen súlyosbítaná.

5.3 Alacsonyenergiás M1 erősség a ${}^{7}\text{Li}(p, \gamma_{0}){}^{8}\text{Be}$ folyamatban

Amint azt az előző alfejezetben láttuk, a ${}^{7}\text{Be}(p,\gamma){}^{8}\text{B}$ reakció kísérleti vizsgálatát elsősorban az nehezíti meg, hogy a ⁷Be atommag radioaktív. A [189] cikk szerzői a ⁷Li $(p, \gamma)^8$ Be folyamatot tanulmányozták, azt remélve, hogy a valamelyest egyszerűbb kísérleti szituáció (a ⁷Li mag stabil) esetleg bepillantást enged a hasonló ${}^{7}\text{Be}(p,\gamma){}^{8}\text{B}$ reakció némely részletébe. A 0 és 80 keV közötti energiákon elvégzett kísérletben jelentős polarizálóképesség (analyzing power) jelenlétét tapasztalták, és azt, hogy a kilépő fotonok nagy előrehátra (forward-backward) aszimmetriával rendelkeznek. Mindezek, szokatlan módon, el nem hanyagolható p-hullámú erősségre utaltak ezeken az alacsony energiákon. Az adatoknak egy átmeneti-mátrixos analízise jelentős M1 erősséget jelzett 80 keV-nél. A [189] cikkben felvetették, hogy a ${}^{7}\text{Be}(p,\gamma){}^{8}\text{B}$ folyamat esetén esetleg hasonló lehet a helyzet. Ha ez így volna, akkor a legalacsonyabb energián ($\approx 100 \text{ keV}$) mért hatáskeresztmetszetek tartalmaznának némi M1 járulékot. Így, mivel az M1 hatáskeresztmetszet a centrifugális gát miatt csökkenő energiákon jelentősen lecsökken, az S-faktor nem közel konstans volna, hanem csökkenő energiával csökkenne, és $S_{17}(0)$ kisebb volna, mint azt jelenleg hisszük. A probléma fontosságát jelzi, hogy a [189] cikk eredményeinek megjelenése után szinte azonnal, több laboratóriumban is foglalkozni kezdtek a kérdéssel.

99

A [190] cikkben felvetették, hogy a ⁷Li(p, γ)⁸Be reakcióban észlelt M1 erősség az $E_{\text{lab}} = 441$ keV energiájú 1⁺ állapot alacsonyenergiájú szárnyától származik. A [191] munkában 100 és 1500 keV között megmérték a reakció asztrofizikai S-faktorát. Az adatok analízisénél ismét azzal a feltevéssel éltek, hogy az M1 erősséget az 1⁺ rezonancia szárnya okozza. Mint a [192] cikkben rámutattak, a [190] és [191] analízisekben használt formulák egy része hibás, és a [190] számolás valójában csak mintegy 2% phullámú járulékot ad az 1⁺ rezonanciától, ami közel sem elegendő a [189] mérésben talált legalább 20%-os járulék értelmezéséhez. A [193] cikkben a p-hullámú M1 erősséget az alacsonyenergiájú rezonanciáktól származtatva, a mért szögeloszlás és polarizálóképesség jó illesztését érték el. A nyert M1 erősség 5.6%, ismét sokkal kisebb mint a mért érték [189]. A ⁸B mag 2⁺; 1 állapotának analóg állapotába történő ⁷Li(p, γ)⁸Be átmenetet mérve nem találtak M1 erősségre utaló jeleket [194]. Ez azt jelenti, hogy a ⁷Be(p, γ)⁸B reakció hatáskeresztmetszetének megszokott extrapolációja valószínűleg korrekt és megbízható. A ⁷Li(p, γ)⁸Be folyamat különböző analízisei közötti diszkrepanciákat azonban továbbra sem értjük.

Ezeket a problémákat egy mikroszkopikus klasztermodellben vizsgáltuk. Munkánk fő motivációja a következő volt. A korábbi vizsgálatokban feltételezték, hogy a ⁷Li(p, γ)⁸Be folyamat alacsonyenergiájú hatáskeresztmetszete egy direkt-befogási E1 járulékból és egy M1 rezonanciatagból tevődik össze. Ez azt jelenti, hogy a 80 keV energián fellépő M1 erősséget szinte kizárólag a 441 keV-es rezonanciatag csúcs/(80 keV) értékeinek aránya szabja meg. Modellünk nem tartalmaz semmilyen előfeltevést az M1 járulék természetére vonatkozóan, így ha az általunk jósolt (441 keV)/(80 keV) S-faktor arány a Breit–Wignermodell jóslatához közel áll, akkor az azt jelenti, hogy az alacsonyenergiájú M1 erősség valóban a rezonanciafaroktól származik.

Modellünkben a ⁸Be mag az $\alpha + t + p$, $\alpha + h + n$, és $\alpha + \alpha$ klaszterizációkból épül fel $(\alpha = {}^{4}\text{He}, t = {}^{3}\text{H}, \text{ és } h = {}^{3}\text{He})$. Hullámfüggvényünk

$$\Psi^{^{8}\mathrm{Be}} = \sum_{l_{1},l_{2},L,S} \mathcal{A}\left\{ \left[\left[\Phi^{\alpha} \Phi^{t} \Phi^{p} \right]_{S} \chi^{\alpha t p}_{[l_{1},l_{2}]L}(\boldsymbol{\rho}_{1},\boldsymbol{\rho}_{2}) \right]_{JM} \right\} + \sum_{l_{1},l_{2},L,S} \mathcal{A}\left\{ \left[\left[\Phi^{\alpha} \Phi^{h} \Phi^{n} \right]_{S} \chi^{\alpha h n}_{[l_{1},l_{2}]L}(\boldsymbol{\rho}_{1},\boldsymbol{\rho}_{2}) \right]_{JM} \right\} + \mathcal{A}\left\{ \left[\phi^{\alpha} \phi^{\alpha} \chi^{\alpha \alpha}_{L}(\boldsymbol{\rho}) \right] \right\}$$
(5.20)

alakú, ahol az összegzések valamennyi lényeges csatornát tartalmazzák. Azon célból, hogy az aszimptotikus tartományban tiszta ⁷Li és ⁷Be állapotok legyenek jelen, a 7 + 1 csatornákban az impulzusmomentumokat az

$$[(S_1, S_2)S, (l_1, l_2)L]J \to [[(l_1, S_1)I_7, S_2]I, l_2]J$$
(5.21)

séma szerint újracsatoljuk. Itt I_7 a hétnukleon-rendszer teljes spinje, I pedig a csatornaspin. A ⁸Be végállapot az $\alpha + \alpha$ csatornában nem kötött, ami elvben konvergenciaproblémákat okozhatna. Itt azonban nem ez a helyzet, mivel a ⁷Li + p és ⁷Be + n csatornákbeli hullámfüggvények az aszimptotikus tartományban ortogonálisak az $\alpha + \alpha$ hullámfüggvényre. Ez lehetővé teszi azt is, hogy a ⁸Be alapállapotot az $\alpha + \alpha$ klaszterizációban álkötött állapotként kezeljük. Az ortogonalitás azt is jelenti, hogy a ⁷Li+ $p \rightarrow \alpha + \alpha$ átmenet hatáskeresztmetszethez való járuléka csekély, és így a ⁸Be alapállapotában fontos a 7 + 1 konfigurációk figyelembevétele. A második fejezetbeli variációs módszerekkel meghatározott kötött és szórási állapotokat felhasználva, a

$$\sigma = \sum_{\Omega,\lambda} \frac{1}{(2I_7 + 1)(2s_2 + 1)} \frac{8\pi(\lambda + 1)}{\hbar\lambda(2\lambda + 1)!!} \left(\frac{E_{\gamma}}{\hbar c}\right)^{2\lambda + 1} \sum_{l_{\omega}, I_{\omega}} (2l_{\omega} + 1)^{-1} |\langle \Psi^{J_f} || \mathcal{M}_{\lambda}^{\Omega} || \Psi^{J_i}_{l_{\omega}, I_{\omega}} \rangle|^2$$
(5.22)

hatáskeresztmetszet kiszámítható. Itt λ az $\mathcal{M}^{\Omega}_{\lambda}$ ($\Omega = E$ vagy M) elektromágneses átmeneti operátor rendje, ω a belépő csatorna, E_{γ} a foton energiája, J_i és J_f pedig a kezdeti- illetve végállapot teljes spinje. A $\Psi^{J_i}_{l_{\omega},I_{\omega}}$ kezdőállapot az egységnyi fluxusú szórási hullámfüggvény egy parciális hulláma.

Modellünkben az $\alpha + t + p$ és $\alpha + h + n$ klaszterizációkban csak a ⁷Li + p és ⁷Be + n konfigurációkat vesszük figyelembe. Az előző alfejezetben látottak alapján, a további átrendeződési csatornák bevétele nem módosítaná lényegesen az eredményeket, amennyiben az alrendszerek tulajdonságait (szeparációs energiák, csatornaküszöbök, méretek stb.) kielégítően reprodukáljuk. A ⁷Li és ⁷Be magok leírásánál alkalmazott paraméterek és az N–N kölcsönhatás megegyeznek a 4.3 alfejezetben használtakkal. Ezek, mint láttuk, a ⁷Li és ⁷Be alrendszerek jó leírását adják. A ⁷Li(g.s.) – ⁷Be(g.s.) és ⁷Li(g.s.) – ⁸Be(g.s.) energia-különbségek szintén közel vannak a kísérleti értékekhez. Megjegyezzük, hogy (5.22)-ben a kísérleti E_{γ} értéket használtuk. Modellünkben a ⁸Be alapállapotába vezető E1, E2, és M1 hatáskeresztmetszeteket határozzuk meg. A ⁸Be széles 2⁺ állapotába történő átmenet egyértelmű leírása a jelenleginél bonyolultabb modellt kívánna meg.

Mivel a végállapot spin-paritása $J^{\pi} = 0^+$, ezért az E1, E2, és M1 átmenetek az 1⁻, 2⁺, illetve 1⁺ kezdeti szórási állapotokból történnek. Az 1⁻ és 2⁺ parciális hullámok nem rezonánsak a ⁷Li + p küszöb fölött, míg az 1⁺ állapotban két rezonancia van jelen $E_{\rm cm} = 386$ keV ($\Gamma = 11$ keV, T = 1), illetve $E_{\rm cm} = 897$ keV ($\Gamma = 138$ keV, T = 0) energián. Az M1 átmenet szerepének vizsgálatához elengedhetetlen a 386 keV-es állapot pontos reprodukálása. Az N–N kölcsönhatás kicserélődési paraméterét mintegy 0.4%-kal csökkentve, a rezonancia 386 keV-en jelentkezett 13 keV szélességgel. A második 1⁺ állapot 1050 keV energiája és 342 keV szélessége jóval a kísérleti értékek fölött van. Ez azt jelenti, hogy modellünkben ez az állapot nem játszik szerepet. Alacsony energián a hiba, amit ezzel elkövetünk, elenyészően csekély. Megjegyezzük még, hogy a kölcsönhatásbeli 0.4%-os módosításnak elhanyagolható hatása van az alrendszerek tulajdonságaira.

A modellünk által jósolt ⁷Li(p, γ_0)⁸Be asztrofizikai *S*-faktor az 5.12 ábrán látható a kísérleti adatokkal együtt. A modellbeli E2 komponens 2–3 nagyságrenddel kisebb mint az E1, így azt nem tüntettük fel. Mint azt vártuk, a második 1⁺ állapot nem ad járulékot. A nem rezonáns E1 komponens és az első 1⁺ rezonancia viszont jól egyezik a kísérlettel, igaz a kísérleti rezonanciacsúcs két-háromszorosa a mienknek. Mint említettük, a ⁷Li + p és ⁷Be + n konfigurációk jelenléte fontos a ⁸Be alapállapotában. Az $\alpha + \alpha$ végállapot hatáskeresztmetszethez való járuléka nagyon kicsi. A ⁸Be magnak ezt a 0⁺ állapotát tekintik az egyik legtökéletesebb kétklaszter- ($\alpha + \alpha$) rendszernek [195]. Azonban mint számításainkból kiderült, a 7 + 1 csatornákat az $\alpha + \alpha$ konfigurációhoz adva mintegy 1-2 MeV energia nyerhető a 0⁺ állapotban. Ez azt jelzi, hogy ez az állapot távol áll a tiszta $\alpha + \alpha$ konfigurációtól.

Modellünkben a 386 keV energián lévő rezonanciaállapot hullámfüggvényében az I = 1 csatornaspinű komponens a domináns. Ez ellentétben áll a kísérleti eredményekkel,



5.12 ábra: A ${}^{7}\text{Li}(p,\gamma_{0})^{8}$ Be reakció asztrofizikai *S*-faktora, mint a ${}^{7}\text{Li} + p$ tömegközépponti energia függvénye. A szaggatott és szaggatott-pontozott görbék a modellünk által jósolt E1 illetve M1 komponenseket jelölik, míg a folytonos görbe a teljes hatáskeresztmetszetet. A kísérleti adatok a [191] cikkből valók.

amelyek az I = 2 komponens vezető szerepét mutatják [196,197]. Hasonló I = 1 dominanciát észleltünk az analóg ⁸Li és ⁸B állapotokban is. Azon célból, hogy megértsük ennek az eredménynek az okát, kiszámítottuk a ⁸Li magbeli (amely a triplet egyetlen részecskestabil állapota) ortogonális (L, S) komponensek súlyát. Az (L, S) = (1, 0), (0, 1), (1, 1), és (2, 1)komponensekre ez rendre 83.4%, 0.03%, 13.3%, és 3.2%. Mivel az (1,0) legnagyobb komponensnek az I = 2 csatornaspinű állapothoz való járuléka nulla, így az I = 1 csatornaspin dominál. A mienkhez nagyon hasonló (L, S) komponensekre jutottak egy makroszkopikus háromtest-modellben, tőlünk teljesen eltérő klaszter-klaszter kölcsönhatásokat használva [198]. Az ottani modell szintén az I = 1 komponens dominanciáját jósolná az A = 8 1^+ ; 1 tripletben. Amennyiben modellünkről kiderülne, hogy mégis hibás csatornaspinarányt jósol, akkor azt feltehetően az N–N kölcsönhatásunk singlet-odd komponensének nem kielégítő volta eredményezné (amit az u > 1 érték okoz). Megjegyezzük, hogy ez a komponens nem játszik szerepet az E1 átmenet leírásában, továbbá a ${}^{7}\text{Be}(p,\gamma){}^{8}\text{B}$ reakcióban sem. Modellünkben az I = 1 és I = 2 járulékokra külön-külön kiszámíthatjuk a csúcs/(80 keV) S-faktor arányokat, amelyekből a 80 keV-en jósolt M1 erősség bármilyen csatornaspin-arányra meghatározható.

A ⁷Li $(p, \gamma)^8$ Be reakció mikroszkopikus leírásának fontosságát érzékeltetendő, megemlítjük, hogy egy potenciálmodellben az I = 2 járulék szinte kizárólag a ⁷Li és ⁷Be



5.13 ábra: Ugyanaz mint az 5.12 ábra, csak lineáris skálán.

magok belső mágneses momentumaiból jönne. Az M1 operátor orbitális része, amely a relatív mozgásból jön, és jóval nagyobb, mint a spinből jövő komponens, egy nulladrendű tenzor a spintérben. Ez azt jelenti, hogy a ⁷Li – p relatív mozgásból jövő, el nem tűnő hatáskeresztmetszet esetén a kezdeti és végállapoti csatornaspineknek meg kell egyezniük. Így, mivel a 0⁺ kezdeti állapot csatornaspinje I = 1, az I = 2 orbitális hatáskeresztmetszet zérus. Mikroszkopikus modellünkben az I = 2 hatáskeresztmetszet elsősorban nukleonki-cserélődési hatásokból származik.

A modellünk által jósolt S-faktort az 5.13 ábrán láthatjuk lineáris skálán. A nem rezonáns E1 komponens igen jó egyezésben van a kísérlettel. Hangsúlyozzuk, hogy ezt az eredményt nem valamiféle illesztéssel értük el; az alrendszerek tulajdonságainak megkövetelt reprodukálása nem hagy szabad paramétert modellünkben. Figyelemre méltó, hogy az E1 komponens alacsony energián megfigyelhető negatív meredekségű energiafüggését, amely nehéz problémát jelent a kísérleti analízisek számára [199], modellünk különösebb erőfeszítés nélkül reprodukálja. Az E1 komponens helyesen adódó abszolút normálása megerősít bennünket abban a hitben, hogy az előző alfejezetben bemutatott ⁷Be $(p, \gamma)^8$ B reakcióbeli hatáskeresztmetszetre vonatkozó jóslataink sincsennek messze a valóságtól. Igaz, a két folyamat az N–N kölcsönhatás komponenseinek nem ugyanazokra a kombinációira érzékeny.

Modellünkben az M1 komponensnek a teljes S-faktorhoz való járuléka 80 keV-en 3.5%. Ha az I = 2/I = 1 csatornaspinbeli arányra a kísérleti 3.2 értéket fogadjuk el, továbbá a 386 keV-nél lévő rezonanciának a kísérleti paramétereit használjuk, akkor az M1 járulék 6.3%, ami konzisztens a [193] cikk eredményével. Ez azt jelenti, hogy a 80 keV energián megjelenő M1 erősség valóban az 1⁺ rezonancia alacsonyenergiájú szárnyától származik. Továbbra sincs azonban magyarázat arra, hogy mi okozza a [189] cikkbeli, ennél jóval nagyobb polarizálóképességet és fotonaszimmetriát. Ezek megértéséhez további kísérletek szükségesek.

Összefoglalásul elmondhatjuk, hogy a ${}^{7}\text{Li}(p, \gamma_{0})^{8}\text{Be}$ folyamatnak minden eddiginél realisztikusabb leírását adtuk. Számításaink megerősítik azt, hogy a kísérletileg észlelt alacsonyenergiájú M1 erősség nagyrészt egy távoli rezonanciától származik. Eredményeink a ${}^{7}\text{Be}(p, \gamma)^{8}\text{B}$ reakció leírására kidolgozott modellünkbe vetett bizalmunkat is jelentősen növelik.

5.4 A 3 H $({}^{3}$ H $, 2n)^{4}$ He és 3 He $({}^{3}$ He $, 2p)^{4}$ He reakciók leírása

Az 5.1 ábrán látható, hogy a ${}^{3}\text{He}({}^{3}\text{He}, 2p){}^{4}\text{He}$ reakció fontos szerepet tölt be a p-p lánc neutrinótermelő és neutrinómentes ágainak kiegyensúlyozásában. Ez utóbbi ág elágazási arányának mintegy 10%-os megváltozása a neutrinóágakban több mint 50%-os változást okozna. Ráadásul a reakció hatáskeresztmetszetének esetleges módosítása (növelése) a ⁷Be és ⁸B neutrinók fluxusát egyaránt érintené (csökkentené). Több mint 25 éve már, hogy felvetődött a gondolat, hogy egy alacsonyenergiájú rezonancia jelenléte a ${}^{3}\text{He}({}^{3}\text{He}, 2p){}^{4}\text{He}$ reakcióban jelentősen megnövelné a hatáskeresztmetszetet, és így a jósolt ⁸B (és ⁷Be) Nap-neutrinó-fluxust a helyes irányba, a kísérletek felé tolná el [200]. Ezzel együtt a ϕ_7/ϕ_8 arány is a kívánatos irányban változna (csökkenne) [201], igaz közel sem eleget. A ${}^{3}\text{He}({}^{3}\text{He}, 2p){}^{4}\text{He}$ reakció jelentősége folyamatos ösztönzést jelentett a hatáskeresztmetszet minél alacsonyabb energiákon történő megmérése irányába. Nem meglepő módon ez az első, és ezidáig egyetlen p-p láncbeli folyamat, amelynek a hatáskeresztmetszetét egészen a napbeli termikus energiákig megmérték. A legutóbbi kísérletben a LUNA kollaboráció $E_{\rm cm} = 20.76$ keV energiáig jutott el, ami jóval a Gamow-ablakon belül van [202]. Noha a kísérletben nem látták jelét a hipotetikus rezonanciának, annak léte alacsonyabb energiákon nem zárható ki. Mint azt a [202] cikkbeli analízis mutatja, akár egy nulla közeli energiájú rezonancia is rendkívüli módon megnövelné a folyamat hatáskeresztmetszetét, s így lecsökkentené a másik ágbeli neutrinófluxusokat (ϕ_7 és ϕ_8 vezető rendben $1/\sqrt{S_{33}(0)}$ módon függ a ${}^{3}\text{He}({}^{3}\text{He}, 2p){}^{4}\text{He}$ folyamat zérus energiájú asztrofizikai S-faktorától). Kísérleti oldalról tehát a méréseknek még alacsonyabb energiák felé való folytatása elkerülhetetlen.

Jelen munkában a ³He(³He, 2*p*)⁴He és ³H(³H, 2*n*)⁴He reakciókat egy mikroszkopikus klasztermodellben vizsgáljuk, kettős céllal. Egyrészt a hipotetikus alacsonyenergiájú rezonancia esetleges jeleit kutatjuk, másrészt tanulmányozzuk a reakciók hatáskeresztmetszeteinek energiafüggését. A ³He(³He, 2*p*)⁴He reakció leírására használt hullámfüggvényünk

$$\Psi^{^{6}\text{Be}} = \sum_{l_{1}, l_{2}, L, S} \mathcal{A}\left\{ \left[\left[\Phi^{\alpha} \Phi^{p} \Phi^{p} \right]_{S} \chi^{\alpha p p}_{[l_{1}, l_{2}]L}(\boldsymbol{\rho}_{1}, \boldsymbol{\rho}_{2}) \right]_{JM} \right\} + \mathcal{A}\left\{ \left[\phi^{h} \phi^{h} \chi^{hh}_{L}(\boldsymbol{\rho}) \right] \right\}$$
(5.23)



5

5.14 ábra: Az $\alpha + p + p$ rendszer $J^{\pi} = 0^+$ állapotához tartozó komplex skálázott Hamilton-operátor energia-sajátértékei. A pontok az elforgatott diszkretizált kontinuum pontjai, míg a kör a ⁶Be mag alapállapoti háromtest-rezonanciája.

alakú, ahol $h = {}^{3}$ He, és valamennyi lényeges impulzusmomentum-komponenst figyelembe vesszük. Az analóg folyamatra hasonló hullámfüggvényt használunk. A klasztereket egyetlen méretparaméterrel leírva és az MN kölcsönhatást használva a ³He+³He és ³H+³H küszöbök 17.11 MeV illetve 15.57 MeV energiánál adódnak, a ${}^{4}\text{He} + N + N$ küszöbhöz viszonyítva. Noha ezek az értékek jelentősen eltérnek a kísérleti adatoktól (12.86 MeV illetve 11.33 MeV), ez várhatóan nem okoz hibát [1]. Az egyetlen problémát az jelentheti, hogy a modellünkbeli túl nagy küszöbfelhasadás miatt a ${}^{4}\text{He} + N + N$ csatornák súlya némileg csökken. A reakciók leírásában a legfontosabb szabadsági fokok a relatív mozgások, így ezek kezelésére különös figyelmet kell fordítanunk. Ami nehézzé teszi a folvamatok vizsgálatát az az a tény, hogy a végállapotban három részecske van a kontinuumban (a ${}^{3}\text{He}({}^{3}\text{He},2p){}^{4}\text{He}$ reakció esetén ráadásul három töltött részecske). Jelenleg mikroszkopikus modellünkben nem tudjuk a teljes háromtest-dinamikát megfelelően kezelni, így modellünk csak egy közelítő leírását adhatja a reakcióknak. Az esetleges rezonanciák létezésének kérdését viszont kellő precizitással tudjuk vizsgálni. Ha ugyanis a ${}^{3}\text{He}({}^{3}\text{He}, 2p){}^{4}\text{He}$ reakció rezonáns, akkor a rezonanciapólus vagy a ${}^{3}\text{He} + {}^{3}\text{He}$, vagy pedig a ⁴He + p + p csatornából ered. Így ezeket a csatornákat külön-külön tanulmányozhatjuk a 2.3 és 3.2 alfejezetekben bemutatott módszerek segítségével.

Meglepő módon a ⁴He + p + p csatorna vizsgálata egyszerűbb. Ennek az az oka, hogy egy ³He + ³He csatornabeli alacsonyenergiájú rezonancia a ⁴He + p + p csatornában magasan fekvő keskeny állapotnak felelne meg, amit könnyű azonosítani. A 3.2 alfejezetben bemutatott komplex skálázást használva számolásokat végeztünk az $\alpha + p + p$ rendszer alacsony impulzusmomentumú J^{π} állapotaira. Az 5.14 ábra a 0⁺ állapothoz tartozó komplex skálázott spektrumot mutatja. Látható, hogy a ⁶Be mag jól ismert alapállapotát megtaláltuk. A ³He(³He, 2p)⁴He folyamatbeli alacsonyenergiájú keskeny rezonancia, ha létezne, Re(E) \approx 10 MeV fölött feküdne, közel a valós tengelyhez. Mint látható, modellünkben nem lép fel ilyen állapot. Más J^{π} parciális hullámban sem találtuk jelét ilyen rezonanciának. Eredményeink megerősítik a [142,143] cikkekbeli makroszkopikus modellek következtetéseit, amelyek szerint az $\alpha + p + p$ rendszer valamennyi magasan fekvő állapota rendkívül széles.

A ³He + ³He csatornában nem használhatjuk a komplex skálázásos módszert. Egy nagyon alacsony energiájú rezonancia mindig összekeveredne az elforgatott kontinuum pontjaival, ami gyakorlatilag lehetetlenné tenné az egyértelmű azonosítását. E helyett a 2.3 alfejezetben bemutatott direkt analitikus folytatást használjuk. Erre az ad lehetőséget, hogy a kéttest-szórás hullámfüggvényének aszimptotikus viselkedését, az $\alpha + p + p$ esettől eltérően, korrektül tudjuk kezelni. Az alacsonyenergiájú ³He + ³He rezonanciák keresése ismét eredménytelenül végződött, amennyiben nem jutottunk ilven állapotok nyomára. Meg kell azonban jegyeznünk, hogy ${}^{3}\text{He} + {}^{3}\text{He}$ modellünk talán túlságosan egyszerű. A $J^{\pi} = 0^+$ állapotban, amely a legvalószínűbb jelölt egy alacsonvenergiájú rezonancia felléptére, a singlet S-hullámú N–N kölcsönhatás játssza a főszerepet. Ez a Pauli-elv miatt van így, ami a ³He klasztereken belüli párosítatlan neutronokat a ${}^{1}S_{0}$ relatív állapotba kényszeríti. Ismeretes, hogy a ${}^{3}\text{He} + {}^{2}\text{H}$ rendszerben a triplet erők jelentős szerepet játszanak, ami az alacsonyenergiájú $3/2^+$ rezonancia megjelenéséhez vezet [9]. A triplet erők, amelyeknek jelen modellünkben nagyon csekély a hatásuk, fontossá válhatnának ha a ³He klasztereken belül figyelembe tudnánk venni a $\approx 10\%$ súlyú *D*-állapotot. Akkor a ³He klaszterekre egy $\left\{ \left[(1, 1/2)1/2, 0 \right] 1/2; \left[(1, 1/2)3/2, 2 \right] 1/2 \right\}$ csatolt csatornás leírást használhatnánk. Itt az $[(S_d, S_p)S, l]I$ csatolási sémát használtuk, ahol S_d és S_p a deuteron illetve proton spinje, S a teljes belső spin, l a deuteron és proton közti pályamomentum, I pedig a ³He teljes spinje. Egy ilyen modell négytest-, ³He + ³He = (d + p) + (d + p), leírást követelne meg, ami a jelen dolgozat keretein túlmutat.

Eredményeinket úgy összegezhetjük, hogy sem az $\alpha + p + p$ csatornában, sem pedig a ³He + ³He rendszerben nem találtunk olyan *S*-mátrixbeli pólusokat, amelyek a p-p folyamatbeli ³He(³He, 2*p*)⁴He reakció hatáskeresztmetszetére jelentős hatással lehetnének. Az $\alpha + p + p$ rendszerre vonatkozó eredményeink valószínűleg a jelenleg elérhető legjobbak, míg a ³He + ³He esetén további érdekes lehetőségek merültek fel.

Mint említettük, a ${}^{3}\text{He}({}^{3}\text{He}, 2p){}^{4}\text{He}$ reakció az egyetlen olyan p-p folyamat, amelynek a hatáskeresztmetszetét a napbeli termikus energiákig ($\approx 20 \text{ keV}$) megmérték. Ilyen alacsony energián már a targetbeli atomok elektronjainak hatása is érződik a laboratóriumban mért hatáskeresztmetszeten. Ez az elektronárnyékolási effektus [203] megjelenik a legutóbbi LUNA mérések ${}^{3}\text{He}({}^{3}\text{He}, 2p){}^{4}\text{He}$ adataiban, azonban hatása nem teljesen értett. Az adatokból kinyert árnyékolási potenciál túl nagynak adódik az elméleti jóslathoz képest. Igaz ugyan, hogy a kísérleti hiba egyelőre jelentős, azonban a potenciálnak józan várakozások szerint nem szabadna nagyobbnak lennie az adiabatikus határnál. Fontos, hogy pontosan megértsük a laboratóriumi elektronárnyékolás folyamatát, hiszen a Napmodellekbe bemenő adatként a csupasz magok hatáskeresztmetszete kerül, amihez a mért adatokból a laboratóriumi elektronárnyékolás hatását le kell vonnunk (a Nap-modellekben pedig a plazma teljesen más jellegű árnyékolását figyelembe kell vennünk).

A jelenlegi bizonytalan kísérleti szituáció arra indított bennünket, hogy a reakciókat a mikroszkopikus modellünkben tanulmányozzuk. Mint említettük, a teljes háromtest-



5.15 ábra: A ${}^{3}\text{He}({}^{3}\text{He}, 2p){}^{4}\text{He}$ (a), illetve ${}^{3}\text{H}({}^{3}\text{H}, 2n){}^{4}\text{He}$ (b) reakciók asztrofizikai *S*-faktora mikroszkopikus modellünkben. A kísérleti adatok a [202] (tele kör és tele háromszög), [204] (üres kör), [205] (üres háromszög) (a), illetve [206] (tele kör), [207] (kereszt), [208] (négyzet), és [209] (háromszög) (b) cikkekből valók.

végállapotot egyelőre nem tudjuk kezelni, ezért ott a 2.2 alfejezetben említett kontinuumdiszkretizált csatolt csatornás módszert használjuk. Az $\alpha - N$, illetve N - N belső relatív mozgásokat 5 – 10 pszeudokötött állapottal diszkretizálva és az így adódó szórási problémát a Kohn–Hulthén-módszerrel megoldva, a szórási mátrixok kiszámíthatók. Az ezekből számolt hatáskeresztmetszeteket az 5.15 ábra mutatja, az asztrofizikai S-faktor szerinti parametrizációt használva.

Az ábrán látható eredmények egy olyan kontinuumdiszkretizációból jönnek, amely a legstabilabbnak mutatkozott az $(\alpha, N) - N$ és $(N, N) - \alpha$ kéttest-szórási szinteken. Más diszkretizációs minták a görbék alakját alig befolyásolják, azonban az abszolút normálást mintegy 5–10% erejéig módosítják. Eredményeink jól egyeznek a [210] cikk eredményeivel. Noha modellterünk mintegy 5–10-szer nagyobb mint a [210] cikkbeli, minden eredményünk hasonló az ottanihoz. Például akárcsak [210], mi is úgy találjuk, hogy a $J^{\pi} = 1/2^{-} \alpha + N$ csatornákat tartalmazó konfigurációk a dominánsak.

Az 5.16 ábra az elektronárnyékolás hatását mutatja az általunk nyert ³He(³He, 2p)⁴He asztrofizikai S-faktorra. A számítás az adiabatikus közelítésben történt, $U_e = 240$ eV árnyékoló potenciált használva. Az alacsonyenergiájú LUNA adatokkal jó egyezést tapasztalunk.

A kísérleti adatokkal való általános egyezés jónak mondható. Látható azonban, hogy alacsony energián a ${}^{3}\text{H}({}^{3}\text{H},2n){}^{4}\text{He}$ reakció esetén szignifikáns eltérés van a legpontosabb kísérlet és a modellünk által jósolt energiafüggés között. Ennek a diszkrepanciának egy lehetséges magyarázata az, hogy modellünk a háromtest-végállapotot nem kielégítően kezeli. Noha, mint láttuk, az S(E) görbe alakja meglehetősen érzéketlen a kontinuum-diszkretizáció részleteire, egy továbbfejlesztett modellbeli leírás hasznos lehetne.

Összegzésként megállapíthatjuk, hogy a ${}^{3}\text{He}({}^{3}\text{He}, 2p){}^{4}\text{He}$ és ${}^{3}\text{H}({}^{3}\text{H}, 2n){}^{4}\text{He}$ reakciókat egy minden eddiginél realisztikusabb modellben írtuk le. Eredményeink alapján egy alacsonyenergiájú rezonancia (amely jelentős hatással lenne a jósolt Nap-neutrinó-fluxusokra) jelenléte meglehetősen valószínűtlen. A számított hatáskeresztmetszetek jó egyezésben


5.16 ábra: Ugyanaz mint az 5.15(a) ábra, kivéve, hogy az elektronárnyékolás hatását is feltüntettük (szaggatott görbe). Az $U_e = 240$ eV adiabatikus árnyékolási potenciált használtuk.

vannak a kísérletekkel, azonban jelentős lehetőségek maradtak még az esetleges tovább-fejlesztett modellekben történő vizsgálatok számára.

6. fejezet

Nukleáris paritássértés

A paritássértés vizsgálata jelentős szerepet töltött és tölt be a gyenge kölcsönhatás természetének megismerésében. Elég ha csak arra gondolunk, hogy a Wu-kísérlet és a Lee–Yang-modell milyen fontos szerepet játszott a gyenge kölcsönhatás Feynman–Gell-Mann-féle V–A elméletének kidolgozásában. Jelenleg a hadronok kvarkszerkezetének kutatását célzó elektrongyorsítós kísérletek (CEBAF, Bates) jelentős része irányul ilyen folyamatok vizsgálatára. A gyenge kölcsönhatás csatolási állandói a Standard Modell paraméterei között szerepelnek. A paritássértő gyenge csatolási állandókat, sok más adattal együtt, felhasználják például a Higgs-tömeg behatárolására irányuló Standard Modellbeli illesztésekben [211]. A leptonikus, szemileptonikus, és különös (strange) nem leptonikus szektorokban a gyenge kölcsönhatás viszonylag jól ismert. Kevésbé mondható ez el azonban a nem különös, nem leptonikus szektorról. Az ilyen irányú, nukleáris paritássértéssel kapcsolatos vizsgálatainkat mutatjuk be ebben a fejezetben, az [A9] és [A15] munkák alapján.

6.1 Motiváció

Az első olyan kísérletről, amely az N–N kölcsönhatásbeli esetleges paritássértést kutatta, a [212] cikkben számoltak be 1957-ben, ugyanabban az évben, amikor a paritássértést β és μ -bomlásban felfedezték. Az azt követő évben Feynman és Gell-Mann megjósolta, hogy két nukleon között léteznie kell egy elsőrendű gyenge (és így paritássértő) kölcsönhatásnak [213]. Ennek igazolása rendkívüli kísérleti kihívásnak bizonyult. Az első meggyőző bizonyítékot a [214] cikkben tették közzé. A kísérleti áttörést az integráló mérési technika alkalmazása jelentette (szemben a korábbi impulzusszámlálással). Ennek megvalósítása egy vákuumbeli inga segítségével, a rendkívül ötletes kísérleti elrendezések egyik legszebb példája. A Standard Modell sikeresen írja le a pontszerű leptonok és kvarkok közötti gyenge kölcsönhatásokat, azonban az összetett hadronok közötti kölcsönhatás teljes meghatározására nem képes. Ennek az az oka, hogy a kvarkok közötti erős szín-kölcsönhatás megváltoztatja a hadronikus gyenge erőt, ami így már nem származtatható le a pontszerű összetevők közötti kölcsönhatásokból. A hadronok közötti gyenge kölcsönhatás meghatározásához szükségünk van az erős kölcsönhatás megbízható elméletére. Noha a QCD valószínűleg egy ilyen elmélet, az alacsonyenergiájú (nem perturbatív) teljes megoldása



6.1 ábra: A paritássértő N–N kölcsönhatás mezonkicserélődési járuléka. Az egyik vertexet a paritássértő gyenge kölcsönhatás kormányozza, míg a másikat az erős kölcsönhatás.

egyelőre nem lehetséges.

Alacsony energiákon a hadronikus gyenge kölcsönhatás egy fenomenologikus áramáram Lagrange-függvénnyel írható le,

$$L = \frac{G_{\rm F}}{\sqrt{2}} (J_W^{\dagger} J_W + J_Z^{\dagger} J_Z) + \text{h.c.}, \qquad (6.1)$$

ahol J_W és J_Z a töltött illetve semleges gyenge áram, G_F a Fermi-féle gyenge csatolási állandó, h.c. pedig az hermitikus konjugáltat jelöli. A J_W és J_Z áramok a kvarkok közötti izospinátmeneteket vezérlő áramok és keveredési szögek (Cabibbo-szög) segítségével fejezhetők ki. Ezeket használva számos kvalitatív megállapítást tehetünk (például, hogy a $\Delta T = 1$ paritássértő izospinátmenetben a semleges áram dominál), azonban a fundamentális tárgyalásmóddal tovább nem léphetünk. Az alacsonyenergiás régióban a paritássértő N–N kölcsönhatásnak kétféle fenomenologikus tárgyalásmódját szokás követni. Az elsőben az N–N kölcsönhatás mátrixelemeit az öt elemi skalár-pszeudoskalár amplitúdó segítségével adják meg. A másodikban a paritássértő N–N kölcsönhatást olyan egyszeres (például π, ρ, ω) és többszörös (például $\pi\pi$) mezonkicserélődési potenciálok járulékaiként írják fel, amelyeknek az egyik nukleon-mezon vertexét a gyenge kölcsönhatás, a másikat pedig az erős kölcsönhatás vezérli (6.1 ábra). A W- és Z-kicserélődés fizikájának összes részlete a mezon-nukleon vertexbe van beolvasztva. A fenomenologikus elem mindkét megközelítésben ott van, hogy az egyes paraméterek értékei nem közvetlenül a Standard Modellből származnak, hanem kísérletileg határozandók meg. A potenciálmodellbeli leírásnak sok előnyös tulajdonsága van, így a továbbiakban azt használjuk.

Alacsony energián a paritássértő potenciálban csak a könnyű mezonok játszanak szerepet. A CP szimmetria ezek közül is számos mezon kicserélődését megtiltja, így a paritássértő (PNC) potenciál jó közelítéssel

$$V^{\rm PNC} \approx V_{\pi^{\pm}} + V_{\rm vectormeson} + V_{2\pi} \tag{6.2}$$

alakban írható fel, ahol a vektormezontag a ρ^{\pm} , ρ^{0} , és ω^{0} kicserélődésekből jön. A (6.2)beli első két tag közvetlenül számolható az erős és paritássértő gyenge mezon-nukleon csatolásokból. Az ehhez tartozó potenciál

$$V^{\text{PNC}}(r) = \frac{f_{\pi}g_{\pi NN}i}{\sqrt{2}} \left(\frac{\boldsymbol{\tau}_{1} \times \boldsymbol{\tau}_{2}}{2}\right)_{z} (\boldsymbol{\sigma}_{1} + \boldsymbol{\sigma}_{2}) \cdot \left[\frac{\mathbf{p}_{1} - \mathbf{p}_{2}}{2M}, f_{\pi}(r)\right]$$

$$- g_{\rho} \left(h_{\rho}^{0}\boldsymbol{\tau}_{1}\boldsymbol{\tau}_{2} + h_{\rho}^{1} \left(\frac{\boldsymbol{\tau}_{1} + \boldsymbol{\tau}_{2}}{2}\right)_{z} + h_{\rho}^{2} \frac{(3\tau_{1}^{3}\tau_{2}^{3} - \boldsymbol{\tau}_{1}\boldsymbol{\tau}_{2})}{2\sqrt{6}}\right)$$

$$\times \left((\boldsymbol{\sigma}_{1} - \boldsymbol{\sigma}_{2}) \cdot \left\{\frac{\mathbf{p}_{1} - \mathbf{p}_{2}}{2M}, f_{\rho}(r)\right\} + i(1 + \chi_{V})(\boldsymbol{\sigma}_{1} \times \boldsymbol{\sigma}_{2}) \cdot \left[\frac{\mathbf{p}_{1} - \mathbf{p}_{2}}{2M}, f_{\rho}(r)\right]\right)$$

$$- g_{\omega} \left(h_{\omega}^{0} + h_{\omega}^{1} \left(\frac{\boldsymbol{\tau}_{1} + \boldsymbol{\tau}_{2}}{2}\right)_{z}\right)$$

$$\times \left((\boldsymbol{\sigma}_{1} - \boldsymbol{\sigma}_{2}) \cdot \left\{\frac{\mathbf{p}_{1} - \mathbf{p}_{2}}{2M}, f_{\omega}(r)\right\} + i(1 + \chi_{S})(\boldsymbol{\sigma}_{1} \times \boldsymbol{\sigma}_{2}) \cdot \left[\frac{\mathbf{p}_{1} - \mathbf{p}_{2}}{2M}, f_{\omega}(r)\right]\right)$$

$$+ g_{\rho}h_{\rho}^{1} \left(\frac{\boldsymbol{\tau}_{1} - \boldsymbol{\tau}_{2}}{2}\right)_{z} (\boldsymbol{\sigma}_{1} + \boldsymbol{\sigma}_{2}) \cdot \left\{\frac{\mathbf{p}_{1} - \mathbf{p}_{2}}{2M}, f_{\rho}(r)\right\}$$

$$- g_{\omega}h_{\omega}^{1} \left(\frac{\boldsymbol{\tau}_{1} - \boldsymbol{\tau}_{2}}{2}\right)_{z} (\boldsymbol{\sigma}_{1} + \boldsymbol{\sigma}_{2}) \cdot \left\{\frac{\mathbf{p}_{1} - \mathbf{p}_{2}}{2M}, f_{\omega}(r)\right\}$$

$$- g_{\rho}h_{\rho}^{1'}i \left(\frac{\boldsymbol{\tau}_{1} \times \boldsymbol{\tau}_{2}}{2}\right)_{z} (\boldsymbol{\sigma}_{1} + \boldsymbol{\sigma}_{2}) \cdot \left[\frac{\mathbf{p}_{1} - \mathbf{p}_{2}}{2M}, f_{\rho}(r)\right]$$
(6.3)

alakú [215]. Itt $g_{\pi NN} = 13.45$, $g_{\rho} = 2.79$, és $g_{\omega} = 8.37$ az ismert mezoncsatolási állandók, $r = |\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|$, $f_{\alpha}(r) = \exp(-m_{\alpha}r)/4\pi r$, ahol m_{α} a π^{\pm} , ρ , illetve ω mezonok tömege, \mathbf{p}_i a nukleonok impulzusai, M a nukleontömeg, $\boldsymbol{\sigma}$ és $\boldsymbol{\tau}$ pedig a spin és izospin Pauli-mátrixok. A skalár és vektor mágneses momentumok értéke $\chi_S = -0.12$, illetve $\chi_V = 3.70$, [...] és {...} pedig kommutátorokat, illetve antikommutátorokat jelölnek. A pion kis tömege miatt a π -kicserélődés várhatóan domináns szerephez jut a $\Delta T = 1$ (izovektor) N–N komponensben (az egyetlen komponens, ahol a π -kicserélődés járulékot ad). A $\Delta T = 0$ (izoskalár) N–N komponenshez mind a ρ -, mind az ω -kicserélődés járulékot ad, míg a $\Delta T = 2$ (izotenzor) kölcsönhatás kizárólag a ρ -kicserélődésből származik. A 2π -kicserélődést részletesen vizsgálták, és azt találták, hogy a (6.3) potenciál tartalmazza annak szinte teljes hatását a ρ -kicserélődésen keresztül.

A nukleáris paritássértéssel kapcsolatos kísérleti és elméleti vizsgálatok legfőbb célja a (6.3) potenciálban fellépő paritássértő csatolási állandók (f, h) meghatározása. Az ilyen irányú vizsgálatokban a fő nehézséget az okozza, hogy a paritássértésre utaló jeleket az erős kölcsönhatás nagyságrendekkel nagyobb ($\approx 1/(G_F m_{\pi}^2) \sim 10^7$) hátterében kell megtalálni. A nukleáris paritássértés számos folyamatban tanulmányozható (például néhánytest-szórás és reakció, kevert paritású doubletek bomlása, nehéz magokon történő polarizált neutronszórás stb.), és az egyes folyamatok különféle mérhető mennyiségeihez (polarizáció, aszimmetria, élettartam stb.) a csatolási állandók különböző kombinációi adnak járulékot. Többfajta rendszeren végezve méréseket, az egyes csatolási állandók elvben meghatározhatók. Az ilyen irányú kísérletek és a belőlük leszűrhető tapasztalatok részletes elemzése megtalálható a [216] és [217] munkákban, a [215] cikk pedig az elméleti alapokat ismerteti kimerítően. Ez utóbbi munkában találhatók a csatolási állandóknak a standard elektrogyenge elmélet alapján meghatározott legvalószínűbb értékei, illetve ésszerű határai. Ezek azonban az elmélet fenomenologikus volta miatt egyelőre inkább csak intelligens jóslatoknak (educated guess) tekinthetők, mintsem szilárd elméleti eredményeknek.

A nukleáris paritássértéssel kapcsolatos problémáknak van két különösen fontos csoportja. Az egyikben olyan folyamatok vannak, amelyek szinte kizárólag csak egyetlen csatolási állandóra vagy izospinbeli komponensre érzékenyek. A másik csoport olyan problémákat tartalmaz, amelyeknek az elmélete szinte egzaktul kezelhető, így nem terhelik őket a szokásos magfizikai bizonytalanságok. Az általunk bemutatandó két probléma, a ⁶Li mag 0⁺ állapotának paritássértő alfa-bomlása, illetve a $p(\vec{n}, \gamma)d$ reakcióbeli fotonaszimmetria, ezen két csoportbeli esetekre ad egy-egy példát.

6.2 A ⁶Li mag 0⁺ állapotának paritássértő alfa-bomlása

A nukleáris paritássértés elméleti vizsgálatában az egyik legfőbb problémát az összetett magok egyértelmű leírásának hiánya okozza. Ennek ellenére nem kerülhetjük el ilyen magok tanulmányozását, hiszen kizárólag a 2-3 nukleont tartalmazó rendszereket vizsgálva (amelyek gyakorlatilag egzaktul kezelhetők) valamennyi csatolási állandó nem határozható meg. További gondot jelent az, hogy a paritássértő N–N kölcsönhatásnak izoskalár, izovektor, és izotenzor tagjai is vannak, és ezek a komplex rendszereken végzett mérésekhez kevert járulékot adnak. Például a jelenleg legtöbbet vizsgált ¹⁹F és ²¹Ne magokbeli kevert paritású doubletek bomlásához mind az izoskalár, mind az izovektor komponens ad járulékot, és ezek szétválasztása nehéznek tűnik [218]. Elméleti szempontból a paritássértő N–N potenciál izovektor komponense kitüntetett figyelmet érdemel, mivel ez a komponens a semleges gyenge áramra érzékeny. A tisztán izovektor jellegű folyamatok ily módon nagy fontossággal bírnak.

Ilyen folyamat a ⁶Li mag 3.56 MeV energián lévő $J^{\pi}, T = 0^+, 1$ állapotának $\alpha + d$ bomlása. Mivel a deuteron spin-paritása 1⁺, a ⁶Li 0⁺ állapotának az $\alpha + d$ csatornába történő bomlása csak úgy lehetséges, ha a kontinuum-végállapot $J^{\pi} = 0^{-}$, azaz a folyamat paritássértő. Mivel a végállapotbeli izospin T = 0, így a bomlás a paritássértő N–N potenciálnak valóban csak az izovektor komponensétől függ. A paritássértő $\alpha + d$ parciális bomlási szélességre vonatkozó legjobb kísérleti felső határ $\Gamma \leq 6.5 \times 10^{-7}$ eV [219]. A folyamat legrészletesebb elméleti modelljei a héjmodellen [220], illetve egy harmonikus oszcillátoros klasztermodellen [221] alapulnak. Azonos paritássértő N–N potenciálokat feltételezve, a két modell nagyságrendileg eltérő paritássértő bomlási szélességeket szolgáltat. Mindkét modell tartalmaz megkérdőjelezhető közelítéseket. A [221] modellben a kezdeti 0⁺ hullámfüggvény meglehetősen sematikus, amennyiben csak egyetlen $\alpha(pn)$ konfigurációt tartalmaz zérus teljes spinnel. A [220] héjmodellel kapcsolatban a legfőbb kérdés az, hogy képes-e az egy olyan, gyengén kötött, igazi háromtest-rendszert ($\alpha + p + n$) helyesen leírni, mint a ⁶Li mag 0⁺ állapota. Ez az állapot egy térbelileg kiterjedt neutronproton haloval rendelkezik [222], amelynek a héjmodellbeli kezelése gyakorlatilag megoldhatatlan feladatot jelent. Egy olyan leírás, amely nem képes ezt a halo-aszimptotikát

reprodukálni, a hullámfüggvényt túlságosan a belső részekre koncentrálja, így várhatóan növeli a bomlási szélességet. Mindezeken túlmenően mindkét létező modell [220,221] egy potenciálmodellt használ az $\alpha + d$ szórás leírására, ami inkonzisztens a kötött állapot kezelésével.

Jelen munkában a fenti folyamatot egy olyan mikroszkopikus klasztermodell keretében tárgyaljuk, amely az $\alpha + p + n$ térben gyakorlatilag teljesnek tekinthető. Modellünk helyesen írja le a 0⁺ kötött állapot kiterjedt térbeli szerkezetét, és a kötött állapottal konzisztens szórási állapotot használ. Paritássértő N–N potenciálként a (6.3) kölcsönhatás izovektor komponensét használjuk a [216]-beli átdefiniált csatolási állandókkal,

$$F_{\pi} = f_{\pi}g_{\pi NN}/\sqrt{32}, \quad F_1 = -g_{\rho}h_{\rho}^1/2, \quad G_1 = -g_{\omega}h_{\omega}^1/2.$$
 (6.4)

A paritássértő $\alpha + d$ bomlási szélességet perturbatíve számoljuk,

$$\Gamma_{\alpha d}^{\rm PNC} = \hbar W_{fi} = 2\pi \left| \langle \Psi^{\alpha d} | \hat{V}^{\rm PNC} | \Psi^{^{6}{\rm Li}} \rangle \right|^{2} \varrho(E_{f}), \tag{6.5}$$

ahol $\varrho(E_f)$ a kontinuumállapotok sűrűsége a végállapoti $E_f=(3.563-1.475)=2.088$ MeV energián. A modellünkbeli ⁶Li kezdeti állapot

$$\Psi = \sum_{l_1, l_2, L, S} \sum_{i=1}^{N_{\alpha}} \mathcal{A} \left\{ \left[\left[\Phi^{\alpha_i} \Phi^p \Phi^n \right]_S \chi^{\alpha_i pn}_{[l_1, l_2]L}(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2) \right]_{JM} \right\} + \mathcal{A} \left\{ \left[\left[\Phi^t \Phi^h \right]_S \chi^{th}_L(\boldsymbol{\rho}_{th}) \right]_{JM} \right\}$$
(6.6)

alakú, amely megengedi a alfa-részecske lélegző gerjesztéseit, és a $t + h = {}^{3}H + {}^{3}He$ átrendeződést is. Mint a 4.2 alfejezetben láttuk, egy ilyen modell kiválóan reprodukálta a ⁶He mag neutronhalo-szerkezetét, így a jelen problémában szereplő ⁶Li magbeli 0⁺ állapot (amely a ⁶He mag alapállapotának analóg állapota) esetére is megfelelő. A kontinuumbeli végállapot hullámfüggvénye szintén a 4.2 alfejezetbeli szórási állapothoz hasonló alakú,

$$\Psi_{JM}^{\alpha d} = \mathcal{A}\left\{\left[\left[\Phi^{\alpha_{1}}\Phi^{d_{1}}\right]_{S}g_{L}^{\alpha_{1}d_{1}}(E,\boldsymbol{\rho}_{\alpha d})\right]_{JM}\right\} + \sum_{\substack{i=1\\i+j>2}}^{N_{\alpha}}\sum_{j=1}^{N_{d}}\mathcal{A}\left\{\left[\left[\Phi^{\alpha_{i}}\Phi^{d_{j}}\right]_{S}\chi_{L}^{\alpha_{i}d_{j}}(E,\boldsymbol{\rho}_{\alpha d})\right]_{JM}\right\} + \mathcal{A}\left\{\left[\left[\Phi^{t}\Phi^{h}\right]_{S}\chi_{L}^{th}(E,\boldsymbol{\rho}_{th})\right]_{JM}\right\},$$

$$(6.7)$$

ahol $L = 1, S = 1, J^{\pi} = 0^{-}$, és E az $\alpha + d$ relatív mozgási energia a tömegközépponti rendszerben. A (6.7) hullámfüggvény mind az alfa-részecske, mind pedig a deuteron lélegző módusainak figyelembevételét megengedi. A belső állapotok méretparaméterei és a hullámfüggvénybeli egyéb paraméterek megegyeznek a 4.2 alfejezetben használtakkal. A (6.5) mátrixelemben az $\alpha + d$ végállapot egy olyan hullámfüggvény időtükrözött alakja, amely egy exp($i\mathbf{kr}$) bejövő síkhullámból és szórt gömbhullámokból tevődik össze. A síkhullám L = 1 állapotra való vetítése után nyerhető a (6.7)-beli g szórási hullámfüggvény . Ennek normálása a síkhullám alakjával konzisztensen történik, azaz $\rho_{\alpha d} \rightarrow \infty$ esetén

$$g_1^{\alpha_1 d_1}(E, \boldsymbol{\rho}_{\alpha d}) \to \sqrt{4\pi} Y_{1m}(\hat{\boldsymbol{\rho}}_{\alpha d}) (k\rho_{\alpha d})^{-1} \Big(F_1(k\rho_{\alpha d}) \cos \delta + G_1(k\rho_{\alpha d}) \sin \delta \Big), \tag{6.8}$$

aholka hullámszám, F_1 és G_1 a Coulomb-függvények, δ pedig az $\alpha+d$ szórásbeli 3P_0 fázistolás.



6.2 ábra: Az $\alpha + d$ szórásbeli ³ P_0 szórási fázistolás az általunk használt négy modelltérben (pontozott görbe: (i), pontozott-szaggatott görbe: (ii), rövid szaggatott görbe: (iii), illetve folytonos görbe: (iv)). A hosszú szaggatott görbe a [118] cikkbeli optikai potenciálban számolt fázistolás, míg a pontok az ugyanazon cikkből való kísérleti adatok.

Modellünk hullámfüggvénye a hattest Hilbert-térnek egy nagy, és fizikailag lényeges részét tartalmazza. Noha modellünk jelenleg valószínűleg az elérhető legjobb konzisztens, és dinamikailag korrekt leírását adja a paritássértő folyamatnak, ennek ellenére vannak korlátai. Ezen korlátok becsléséhez az alfa-részecske lélegző módusait és az átrendeződési csatornákat fokozatosan bekapcsolva, olyan számítások sorozatát hajtjuk végre, amelyek egyre összetettebb modellteret használnak. A (6.5) mátrixelemben szereplő hullámfüggvényeket a 2.1 és 2.2 alfejezetekben ismertetett variációs módszerekkel határozzuk meg. A paritássértő mátrixelem számításának részleteit máshol ismertetjük részletesen [223].

Négy különböző, és egyre komplexebb modellteret tekintünk: (i) nincsenek α lélegző módusok $(N_{\alpha} = 1)$ és t + h átrendeződési csatornák: $\{\alpha_1 + p + n\}$; (ii) $N_{\alpha} = 1$ és a t + h csatorna jelen van: $\{\alpha_1 + p + n; t + h\}$; (iii) $N_{\alpha} = 3$ és a t + h csatorna nincs jelen: $\{\alpha_3 + p + n\}$; (iv) $N_{\alpha} = 3$ és a t + h csatorna jelen van: $\{\alpha_3 + p + n; t + h\}$. Paritásőrző erős N–N kölcsönhatásként az MN erőt használjuk, amely u = 0.92 illetve u = 0.98 kicserélődési paraméterek mellett (kissé különböző spin-pálya erőket használva) kiválóan reprodukálja az N + N és $\alpha + N$ szórási fázisokat egy $\{\alpha_3 + N, T + d\}$ illetve $\{\alpha_1 + N\}$ modellben (v.ö. a 4.2 alfejezetben írottakkal). Itt az u paramétert az egyes modellterekben úgy módosítjuk, hogy ezáltal a ⁶Li-beli 0⁺ állapot energiáját (ami az $\alpha + p + n$ küszöbhöz viszonyítva -0.137 keV) az egyes modellek pontosan reprodukálják. Ezek az u-beli módosítások meglehetősen csekélyek, például a (iv) teljes modellünkben mintegy 0.7% körüli érték. Hullámfüggvényeinkben az (L, S) = (0, 0) illetve (1, 1) ortogonális komponensek súlya 86.5–89.5%, illetve 13.5–10.5% között van a négy modelltérben, jó egyezésben a 4.2 alfejezetbeli értékekkel.

Az egyes modellterekben nyerhető $0^- \alpha + d$ fázistolások a 6.2 ábrán láthatók, a kísérleti adatokkal és a [118] cikkbeli optikai potenciál jóslatával együtt. A bomlási folyamatbeli

Modell	$\Gamma^{\mathrm{PNC},\pi}_{\alpha d}$ (eV)
$\{\alpha_1 + p + n\}$	1.06×10^{-9}
$\{\alpha_1 + p + n; t + h\}$	4.92×10^{-10}
$\{\alpha_3 + p + n\}$	2.15×10^{-9}
$\{\alpha_3 + p + n; t + h\}$	3.55×10^{-9}

6.1 táblázat: Paritássértő $\alpha + d$ bomlási szélesség az általunk használt négy különböző modelltér esetén. A paritássértő N–N potenciálnak csak a pion-tagját vettük figyelembe.

E = 2.09 MeV végállapoti energián valamennyi modellünk kissé alulbecsli a fázistolás abszolút értékét, és a (iv) teljes modell jóslata esik legközelebb a kísérleti adathoz. Lentebb vizsgálni fogjuk a 2.09 MeV-es fázistolásnak a bomlási szélességre gyakorolt hatását.

A ⁶Li mag alacsonyenergiájú $\alpha + d$ spektrumát mind a négy modellünk jól reprodukálja. A legjobb egyezés az { $\alpha_1 + p + n, t + h$ } modellben érhető el, ahol a $J^{\pi}, T=1^+, 0$ (alapállapot), 3⁺, 0, és 2⁺, 0 állapotok -1.42 MeV, 0.64 MeV ($\Gamma = 0.012$ MeV), illetve 4.25 MeV ($\Gamma = 2.78$ MeV) energiáknál adódnak, míg a megfelelő kísérleti értékek: -1.475 MeV, 0.71 MeV ($\Gamma = 0.024$ MeV), illetve 2.83 MeV ($\Gamma = 1.7$ MeV). Valamennyi energia az $\alpha + d$ küszöbhöz viszonyítva értendő. A deuteron kötési energiája és az $\alpha + d$ küszöbnek az $\alpha + p + n$ küszöbhöz viszonyított helyzete minden esetben korrektül, a kísérleti értéken adódik. A ⁵He + p és ⁵Li + n küszöbök szintén a megfelelő helyen találhatók (a 3.6 alfejezetben meghatározott ⁵He és ⁵Li energiákat "kísérleti" energiákként elfogadva), míg a t + h csatorna küszöbe 4–5 MeV-vel magasabban van a kísérleti értéknél.

A 6.1 táblázatban a négy modellből nyerhető paritássértő bomlási szélesség látható, a (6.3) potenciálból csak a pion-tagot használva, és az F_{π} csatolási állandó értékére a [215] cikkbeli legjobb becslést elfogadva. Az egyes modellek eredményei közti eltérés majdnem egy nagyságrend. Azon célból, hogy ezeknek a nagy eltéréseknek az okát megértsük. néhány tesztszámolást végeztünk. Ugy találtuk, hogy a bomlási szélesség csak mérsékelten függ a 2.09 MeV-nél jósolt $\alpha + d$ fázistolástól. Ha a legjobb modellünkben egy olyan szórási hullámfüggvényt használtunk, amely a [118] optikai potenciálbeli fázistolást reprodukálta, akkor $\Gamma_{\alpha d}^{\text{PNC}}$ mintegy 50%-kal megnőtt. Ellenőriztük a Γ szélességnek a 0⁺ állapot kötési energiájára való érzékenységét is egy olyan számolással, amely a legegyszerűbb modellünkben az eredeti u = 0.98 kicserélődési paramétert használta. A kötési energia 350 keV-vel csökken, ami a Γ szélességben mintegy 15%-os csökkenéshez vezet. A gyengébb kötés nyilvánvalóan lecsökkenti a hullámfüggvény belső részének súlyát, ami Γ csökkenését eredményezi. Megyizsgáltuk a hullámfüggvények (L, S) = (0, 0) és (1, 1) ortogonális komponenseinek szerepét olyan számolásokkal, amelyekben csak az egyik illetve másik komponenst tartottuk meg, a helyes kötési energiát az u változtatásával minden esetben reprodukálva. Az $\{\alpha_1 + p + n\}$ modelltér esetén a (0,0) illetve (1,1) komponensek külön-külön 2.13×10^{-10} eV illetve 2.23×10^{-8} eV szélességekhez vezetnek. Ezek az értékek a $\Gamma = 1.06 \times 10^{-9}$ eV eredménnyel hasonlítandók össze, amelyet mindkét komponenst figyelembe véve kapunk. Noha, mint látható, Γ értéke erősen függ az (L, S) = (1, 1) komponens súlyától, ez egyedül nem magyarázhatja a 6.1 táblázatbeli különbségeket, mivel ezen komponens súlya mind a négy modellben nagyjából azonos.

A 6.2 táblázatban megadjuk a 0+ kötött állapoti hullámfüggvény $(L,S)\,=\,(0,0)$

Modell	$M_{00} \ (\sqrt{\mathrm{eV}})$	$M_{11} \ (\sqrt{\mathrm{eV}})$
$\{\alpha_1 + p + n\}$	-14.5	44.6
$\{\alpha_1 + p + n; t + h\}$	-12.8	33.4
$\{\alpha_3 + p + n\}$	16.0	27.0
$\{\alpha_3 + p + n; t + h\}$	32.1	23.1

6.2 táblázat: A ⁶Li magbeli 0⁺ kötött állapot (L, S) = (0, 0) és (1, 1) ortogonális komponenseinek járuléka a (6.5)-beli paritássértő mátrixelem pion-tagjához. A járulék $M_{LS} = -i\sqrt{2\pi\varrho(E_f)}\langle\Psi_{LS}^{6\text{Li}}|\hat{V}_{\pi}^{\text{PNC}}|\Psi^{\alpha d}\rangle/F_{\pi}$ módon van definiálva, ahol $\Psi^{6\text{Li}} = \Psi_{00}^{6\text{Li}} + \Psi_{11}^{6\text{Li}}$ a teljes hullámfüggvény az egyes modellekben.

és (1,1) komponenseinek a paritássértő mátrixelemhez való járulékát a négy modelltér esetére. Látható, hogy a (0,0) komponens járuléka az alfa-részecske lélegző módusainak bekapcsolásakor előjelet vált. Ez nyilvánvalóan a mátrixelemben megjelenő ellenkező előjelű tagok valamilyen kioltó hatásának a következménye. Ezen kioltó hatás jelenléte figyelmeztető jel arra nézve, hogy az egymással nem konzisztens módon előállított kötött és szórási állapotok használata [220,221] veszélyes lehet. Hasonló effektust találtunk a 4.2 alfejezetben a ⁶He mag béta-bomlásának vizsgálata során.

Mivel Γ csak mérsékelten függ a szórási állapot részleteitől, a kioltó hatás eredetének a kötött állapot hullámfüggvényében kell lennie. Mivel a paritássértő kölcsönhatás mátrixeleme nem írható fel olyan formában, amely csak a relatív mozgást tartalmazza, ezért nem tudjuk közelebbről meghatározni a (0,0) komponens előjelváltást okozó tulajdonságát. Az egyes α -beli lélegző módusok járulékait vizsgálva azt találjuk, hogy noha ezen módusok szerepe jelentős, ők maguk nem felelősek az előjelváltásért. A 4.2 alfejezetbeli esethez hasonlóan, jelenlétük esetleg megváltoztatja a kötött állapoti hullámfüggvény nóduspozícióit.

Mint a 6.1 táblázatból látható, eredményeink nem várt módon erősen függenek a használt modelltértől. Ez annál is meglepőbb, mivel modellünk az A = 6 rendszerek más, alacsonyenergiájú tulajdonságait meglehetősen jól reprodukálja. Ezen modellfüggőség ellenére, vizsgálataink befejezéseként, a (iv) legjobb modellünket és a teljes paritássértő kölcsönhatást használva meghatároztuk a teljes Γ szélességet. Ez, az egyes csatolási állandók függvényében

$$\Gamma_{\alpha d}^{\rm PNC} = (55.2 \cdot F_{\pi} + 9.26 \cdot F_1 + 6.59 \cdot G_1)^2 \quad \text{eV}$$
(6.9)

alakban adódik. A 6.3 táblázatban megadjuk Γ értékét az irodalomban használt különféle csatolási állandók esetére. Mint látható, a különböző csatolási állandók által jósolt bomlási szélességek között mintegy egy nagyságrendnyi különbség van. Az összehasonlítás kedvéért a 6.3 táblázatban megadjuk a csak pion-tagot tartalmazó paritássértő potenciál által jósolt szélességeket is. Mivel a ρ - és ω -járulékok kicsik, ezért ezek a szélességek ugyancsak egy nagyságrendnyi különbséget mutatnak az egyes csatolási állandókra vonatkozó modellek között.

Végezetül érdemes összehasonlítani eredményeinket a [220,221] cikkek eredményeivel. A [215] cikkbeli legvalószínűbb csatolási állandókat használva ezekben a modellekben, a pion-tag 1.3×10^{-8} eV illetve 1.1×10^{-11} eV szélességekhez vezet. A [221] cikk szerzői

Csatolási állandók	$\Gamma^{\rm PNC}_{\alpha d}$ (eV)	$\Gamma^{\mathrm{PNC},\pi}_{\alpha d}$ (eV)
DDH [215]	3.97×10^{-9}	3.55×10^{-9}
DZ [224]	4.28×10^{-10}	2.22×10^{-10}
FCDH [225]	1.73×10^{-9}	1.21×10^{-9}

6.3 táblázat: A ⁶Li mag paritássértő $\alpha + d$ bomlásának bomlási szélessége legjobb modellünkben. Az első oszlop a teljes szélességet tartalmazza, míg a második oszlopban a pion-tag áll. Az egyes Γ értékeket (6.9) segítségével, különféle, az irodalomban ismert gyenge csatolási állandókat használva nyertük.

a kötött állapot leírásában csak az (L, S) = (0, 0) komponenst vették figyelembe, ami részben magyarázhatja az általuk jósolt bomlási szélesség kicsinységét. A [220] cikkbeli (L, S) súlyok, 89.4% illetve 10.4% a (0, 0) illetve (1, 1) komponensekre, hasonlóak a mi modellünk által jósoltakhoz. A [220] cikkel szemben, a mi modellünkből hiányzik a deuteron *D*-állapota (a mi paritásőrző N–N potenciálunk tisztán *S*-hullámú deuteronra lett kidolgozva). A [220] cikk szerint a deuteron *D*-állapotának figyelembevétele mintegy 50%-kal növeli Γ értékét. Ez alapján úgy tűnik, hogy a modellünk által szolgáltatott bomlási szélesség körülbelül a fele a [220] által jósoltnak. A [220]-beli nagyobb szélességnek részben oka lehet az, hogy a [220] cikkben használt szórási potenciál túlságosan vonzó. Eredményeink nem erősítik meg a [221] cikk azon jóslatát, hogy a paritássértő potenciál ω -komponense jelentős járulékot ad a bomlási szélességhez. Mint (6.9)-ből látszik, az ω -tag járuléka meglehetősen kicsi.

Összefoglalásként azt mondhatjuk, hogy a ⁶Li mag 0⁺ állapotának paritássértő $\alpha + d$ bomlását első ízben vizsgáltuk egy dinamikailag konzisztens, realisztikus mikroszkopikus modellben. Eredményeink szerint a paritássértő bomlási szélesség meglehetősen érzékeny az $\alpha + p + n$ modelltéren túli szabadsági fokokra. Legjobb modellünk, amely valószínűleg nem érte el a teljes konvergenciát, $\Gamma_{\alpha d}^{\rm PNC} = 3.97 \times 10^{-9}$ eV bomlási szélességet jósol, ami jóval kisebb mint a jelenlegi $\Gamma_{\alpha d}^{\rm PNC} \leq 6.5 \times 10^{-7}$ eV kísérleti felső határ [172]. Modellünket lényegesen meghaladó modellekbeli számolásokat valószínűleg csak akkor érdemes végezni, ha a kísérleti érzékenység nagyságrendekkel növelhető (vannak is ilyen tervek [120]). Az ilyen számolások azonban redkívül nehéznek ígérkeznek, mivel a ⁶Li mag 0⁺ állapotának térbelileg kiterjedt halo-szerű természetét és az $\alpha + d$ szórást egyidejűleg, konzisztens módon kell kezelniük, ahogy azt a mi modellünk teszi.

6.3 Paritásőrző gamma-aszimmetria n + p befogásban

A $p(n, \gamma)d$ sugárzásos befogási reakció és annak inverz folyamata, a $d(\gamma, n)p$ fotodezintegráció, fontos szerepet játszottak és játszanak a néhánytest-rendszerek vizsgálatában. A termikus energián mért 330 mb befogási hatáskeresztmetszet mintegy 10%-kal nagyobbnak bizonyult az elméleti jóslatoknál. Ez a diszkrepancia jelentette az első szilárd bizonyítékát annak, hogy a mezonkicserélődési áramok fontos szerepet játszanak a magreakciókban [226]. A fotodezintegrációban megfigyelt előreirányuló (0°) protonok vártnál nagyobb száma pedig azt jelezte, hogy a relativisztikus hatások alacsony energiákon is fontosak [227]. A p+n rendszer nagy jelentőségét az adja, hogy a rá vonatkozó számítások gyakorlatilag egzaktul, a szokásos magfizikai bizonytalanságoktól mentesen végezhetők. Éppen ez az a tulajdonság, amely ezt a rendszert a nukleáris paritássértéssel kapcsolatos kutatások ideális eszközévé teszi.

Az első kísérlet, amely a $p(\vec{n}, \gamma)d$ befogásból származó fotonok cirkuláris polarizációjának kimutatására irányult, nem vezetett eredményre. A bremsstrahlung által keltett cirkuláris fotonok hátteréből nem sikerült a nukleáris paritássértésre utaló jeleket kiszűrni. A továbbfejlesztett kísérlet a $P_{\gamma} = (1.8 \pm 1.8) \times 10^{-7}$ felső határértéket eredményezte a cirkuláris polarizációra [228], ami összhangban van az elméletileg várt 0.6×10^{-7} körüli értékkel. Olyan kísérleti pontosság elérése, amely lehetővé tenné nemcsak P_{γ} felső határának, hanem konkrét értékének a kinyerését is, meglehetősen nehéznek tűnik a gammapolariméterek tipikusan kis polarizálóképessége miatt. Míg P_{γ} mérése a ρ - és ω -kicserélődéshez tartozó paritássértő gyenge csatolási állandók meghatározásában játszana fontos szerepet, addig a $p(\vec{n},\gamma)d$ reakcióban mérhető gamma-aszimmetriáért (A_{γ}) elsősorban az F_{π} csatolási állandó a felelős [217]. Így az A_{γ} fotonaszimmetria precíz mérése az F_{π} csatolási állandó tiszta és elméleti bizonytalanságoktól mentes meghatározásához vezethet. Ezzel első ízben kaphatnánk feleletet arra a kérdésre, hogy F_{π} összhangban van-e a Standard Modellből számolt értékkel [215], vagy jelentősen kisebb annál. A ¹⁸F mag egy kevert paritású doubletjének vizsgálata [218], és számos más jelzés ugyanis ez utóbbi eshetőségre látszik utalni [218]. Ha ez igaznak bizonyulna, akkor ez azt is jelenthetné, hogy a csatolási állandók értékét a nukleáris közeg módosíthatja.

A $p(\vec{n}, \gamma)d$ befogásbeli A_{γ} aszimmetria mérését a nagy intenzitású, polarizált, hideg neutronnyalábok kifejlesztése tette lehetővé. Az első ilyen irányú kísérletet az ILL nagyfluxusú reaktoránál végezték, és az eredmények első elemzése az $A_{\gamma} = (-6 \pm 21) \times 10^{-8}$ értékhez vezetett [229]. Az végső analízis is csak egy finomított felső határértéket volt képes szolgáltatni, amely szerint $A_{\gamma} = (-1.5 \pm 4.7) \times 10^{-8}$ [230]. Mivel a mérés pontosságát főképpen a statisztikus hiba korlátozta, várható, hogy egy jobb statisztikájú mérés akár egy nagyságrendnyi javulást is eredményezhet. A Los Alamosi Neutroncentrumban (LANSCE, korábban LAMPF) jelenleg egy olyan kísérlet tervezése folyik, amely várhatóan képes lesz elérni ezt a célt [231].

A kísérletben egy transzverz irányban polarizált neutronnyaláb esik be egy polarizálatlan proton targetre. Tegyük fel, hogy koordinátarendszerünk z tengelye párhuzamos a neutron impulzusának \mathbf{k}_n vektorával, a neutron \mathbf{s}_n polarizációja pedig párhuzamos az x tengellyel. A kijövő foton \mathbf{k}_{γ} impulzusa θ szöget zár be a \mathbf{k}_n vektorral, míg ϕ a \mathbf{k}_n és \mathbf{k}_{γ} , illetve a \mathbf{k}_n és \mathbf{s}_n vektorok síkjai által bezárt szög. Valamennyi szöget a tömegközépponti rendszerben mérünk, ahol a teljes impulzus nulla, míg valamennyi impulzus a laboratóriumi rendszerben értendő, ahol a proton nyugalomban van. A bennünket érdeklő mérhető mennyiség A_{γ} , a fotoneloszlásnak a polarizáció irányához viszonyított aszimmetriája. Az egyetlen olyan paritásőrző (PC) skalár, amely a \mathbf{k}_n , \mathbf{s}_n , és \mathbf{k}_{γ} vektorokból felépíthető, és ennek az elrendezésnek felel meg az $\mathbf{s}_n \cdot [\mathbf{k}_n \times \mathbf{k}_{\gamma}]$ mennyiség, míg az egyetlen paritássértő (PNC) pszeudoskalár az $\mathbf{s}_n \cdot \mathbf{k}_{\gamma}$ kifejezés. Az előbbi jobb-bal (sin $\theta \sin \phi$) aszimmetriához vezet, míg az utóbbi fel-le (sin $\theta \cos \phi$) aszimmetriához.

Az eltérő szimmetria miatt a két járulék elvben tökéletesen szétválasztható egy tö-



6.3 ábra: Szegmentált fotondetektor sematikus ábrázolása. Itt csak négy szegmenst tüntettünk fel, egy valódi detektorban ennél jóval több található.

kéletes detektorban. A valóságban a fotonok detektálása a 6.3 ábrán sematikusan bemutatott szegmentált detektor segítségével történik. A nyaláb az ábra síkjára merőlegesen, a detektor középvonalában esik be. Amennyiben a jobb- és a baloldali szegmensek detektálási hatásfoka (acceptance) nem tökéletesen szimmetrikus, akkor a jobb-bal aszimmetria (azaz $A_{\gamma}^{\rm PC}$) olyan hátteret ad, amely fel-le aszimmetriával (azaz $A_{\gamma}^{\rm PNC}$ -vel) rendelkezik. Egy gondosan megtervezett detektorban a fel-le aszimmetriának a jobb-bal aszimmetriából jövő szennyeződése tipikusan 1% alá szorítható. Kérdés, hogy elégséges-e ez ahhoz, hogy az $A_{\gamma}^{\rm PNC}$ jelnek az $A_{\gamma}^{\rm PC}$ háttér általi szennyezése elhanyagolható legyen. A [229,230] kísérletben *feltételezték*, hogy $A_{\gamma}^{\rm PC}$ elhanyagolhatóan kicsi. Olyan kísérletek tervezésénél azonban, amelyek az $A_{\gamma}^{\rm PNC}$ aszimmetria meghatározásában a felső határérték mérésén túl akarnak lépni, mindenképpen fontos $A_{\gamma}^{\rm PC}$ pontos ismerete. Amennyiben az derülne ki, hogy $A_{\gamma}^{\rm PC}$ túlságosan nagy, úgy a neutronnyalábot longitudinálisan polarizálva kellene a targetre vezetni, ami a paritásőrző aszimmetria eltűnéséhez vezetne. Ez, azon túl, hogy egy spinrotátort tenne szükségessé, komoly kísérleti problémákhoz vezetne. Ilyen esetben ugyanis az $A_{\gamma}^{\rm PNC}$ aszimmetria az előre-hátra irányban jelentkezne, azaz a beeső nyaláb tengelyében. Mint látható, $A_{\gamma}^{\rm PC}$ értékének pontos ismerete a kísérleti elrendezés tervezéséhen alapvető fontossággal bír.

Célunk az, hogy modern nukleon-nukleon kölcsönhatásokat használva meghatározzuk $A_{\gamma}^{\rm PC}$ értékét. Ez az adat egyébként nemcsak az $A_{\gamma}^{\rm PNC}$ mérésére vonatkozó kísérletben játszik fontos szerepet, hanem egy, a fent részletezett PC aszimmetriát felhasználó, jövőben tervezendő polarizációs monitor kalibrálásában is felhasználható.

A $p(\vec{n}, \gamma)d$ folyamat leírásában a [232] cikkbeli utat követjük (és a $\hbar = c = 1$ rendszert használjuk). Modellünkben elhanyagoljuk a nukleonok belső szerkezetéből, illetve a mezonkicserélődési áramoktól származó esetleges korrekciókat. Mint látni fogjuk, ez utóbbi például, a termikus hatáskeresztmetszet esetével ellentétben, nem játszik lényeges szerepet. A befogási folyamat paritásőrző differenciális hatáskeresztmetszete

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = I_0(\theta) \Big[1 + P_t B(\theta) \sin \phi \Big]$$
(6.10)

alakban írható fel, ahol P_t a beeső neutron transzverzális polarizációja, θ és ϕ pedig

a fentebb definiált szögek. Látható, hogy longitudinális polarizáció esetén ($P_t = 0$) a hatáskeresztmetszet ϕ értékétől független, azaz a PC aszimmetria valóban nem lépne fel. Az $I_0(\theta)$ függvény, amely a polarizálatlan differenciális hatáskeresztmetszetet határozza meg,

$$I_{0}(\theta) = \frac{\omega^{2}}{4k^{2}} \sum_{M=0}^{2} \sum_{L'=L} \sum_{L=1}^{2} (2 - \delta_{M0})(2 - \delta_{LL'}) \left\{ \left[d_{1M}^{(L)}(\theta) d_{1M}^{(L')}(\theta) + d_{1-M}^{(L)}(\theta) d_{1-M}^{(L')}(\theta) \right] \right. \\ \times \operatorname{Re} \sum_{s=0}^{1} \sum_{m^{d}=-1}^{1} \left[(s \ M + m^{d} | E^{(L)} | m^{d})(s \ M + m^{d} | E^{(L')} | m^{d})^{*} + (s \ M + m^{d} | M^{(L)} | m^{d})(s \ M + m^{d} | M^{(L')} | m^{d})^{*} \right] \\ + \left[d_{1M}^{(L)}(\theta) d_{1M}^{(L')}(\theta) - d_{1-M}^{(L)}(\theta) d_{1-M}^{(L')}(\theta) \right] \\ \times \operatorname{Re} \sum_{s=0}^{1} \sum_{m^{d}=-1}^{1} \left[(s \ M + m^{d} | E^{(L)} | m^{d})(s \ M + m^{d} | M^{(L')} | m^{d})^{*} + (s \ M + m^{d} | M^{(L)} | m^{d})(s \ M + m^{d} | E^{(L')} | m^{d})^{*} \right] \right\}$$

$$(6.11)$$

alakú. Itt k a relatívn-pimpulzus, $d_{mm'}^{(J)}$ a redukált forgásmátrix [233], és az elektromos és mágneses multipólusokat az $\boldsymbol{\epsilon} \exp(i\mathbf{k}_{\gamma}\cdot\boldsymbol{\xi})$ elektromágneses tér szokásos

$$\boldsymbol{\epsilon} \exp(i\mathbf{k}_{\gamma} \cdot \boldsymbol{\xi}) = \sum_{LM} D_{M\mu}^{(L)}(0, -\theta, -\phi) \left(\frac{2\pi(2L+1)}{L(L+1)}\right)^{1/2} \\ \times \left\{ -\frac{i^{L+1}}{\omega} \boldsymbol{\nabla} \left[\left(1 + \xi \frac{d}{d\xi}\right) j_{L}(\omega\xi) Y_{LM}(\theta, \phi) \right] - i^{L+1} \omega \boldsymbol{\xi} j_{L}(\omega\xi) Y_{LM}(\theta, \phi) \\ - \mu i^{L} j_{L}(\omega\xi) \left[\mathbf{L} Y_{LM}(\theta, \phi) \right] \right\}$$

$$(6.12)$$

sorfejtésével nyerhetjük. Itt $\boldsymbol{\epsilon}$ a foton polarizációs vektora, $\boldsymbol{\xi}$ a nukleonkoordináta, $\mathbf{k}_{\gamma}(\omega)$ a foton impulzusa (energiája), $D_{M\mu}^{(L)}$ pedig a standard forgásmátrix. A kapcsos zárójelen belüli első két tag az elektromos multipólust tartalmazza, míg az utolsó tag a mágneses multipólus. A (6.10)-beli, fotonaszimmetriához vezető tag

$$I_{0}(\theta)B(\theta) = -\frac{\omega^{2}}{\sqrt{2}k^{2}} \operatorname{Im} \sum_{LL''m^{d}} \left\{ \left[d_{1-m^{d}}^{(L)}(\theta) d_{11-m^{d}}^{(L')}(\theta) - d_{1m^{d}}^{(L)}(\theta) d_{1m^{d}-1}^{(L')}(\theta) \right] \right. \\ \times \left[(10|E^{(L)}|m^{d})(11|E^{(L')}|m^{d})^{*} + (10|M^{(L)}|m^{d})(11|M^{(L')}|m^{d})^{*} - (00|E^{(L)}|m^{d})(11|E^{(L')}|m^{d})^{*} - (00|M^{(L)}|m^{d})(11|M^{(L')}|m^{d})^{*} \right] \\ + \left[d_{1-m^{d}}^{(L)}(\theta) d_{11-m^{d}}^{(L')}(\theta) + d_{1m^{d}}^{(L)}(\theta) d_{1m^{d}-1}^{(L')}(\theta) \right] \left[(10|E^{(L)}|m^{d})(11|M^{(L')}|m^{d})^{*} + (10|M^{(L)}|m^{d})(11|E^{(L')}|m^{d})^{*} - (00|E^{(L)}|m^{d})(11|M^{(L')}|m^{d})^{*} - (10|M^{(L)}|m^{d})(11|E^{(L')}|m^{d})^{*} \right] \right\}$$

$$(6.13)$$

alakban írható fel az elektromágneses multipólus-mátrixelemek segítségével. A k relatívn-p impulzus és a fotonenergia kapcsolatát az

$$\omega = \sqrt{k^2 + M^2} - \frac{M_d^2}{4\sqrt{k^2 + M^2}} \tag{6.14}$$

összefüggés adja, ahol M_d a deuteron tömege, M pedig a nukleontömeg. A fenti kifejezésekben szereplő $(\ldots | \ldots | \ldots)$ mátrixelemek bra oldalán n+p szórási állapot található, míg a ket oldalon a deuteron kötött állapota.

Nagyon alacsony energiákon, a d függvények és a mátrixelemek szimmetriatulajdonságainak felhasználásával, a (6.10)-beli $B(\theta)$ függvény $B(\theta) = A_{\gamma}^{\text{PC}} \sin \theta$ alakra egyszerűsödik, ahol A_{γ}^{PC} a keresett gamma-aszimmetria. Látható, hogy visszanyertük a várt $\mathbf{s}_n \cdot [\mathbf{k}_n \times \mathbf{k}_{\gamma}]$ alakot.

A mátrixelemekben szereplő kötött és szórási állapotok meghatározására számos nagy pontosságú módszer létezik. Mi a G. Payne által kifejlesztett köbös spline sorfejtéses (cubic spline expansion) módszert használtuk [234], aminek a részleteit itt nem tárgyaljuk. Ennek segítségével a kéttest-szórási Schrödinger-egyenletet valamennyi parciális hullámban megoldottuk. A J teljes impulzusmomentum egy adott értéke négy egyenlethez vezet, amelyek az l pályamomentum és s spin négyféle lehetséges kombinációjához tartoznak. Az egyenletek közül kettő, (l = J, s = 0) és (l = J, s = 1), csatolatlan. A [232] cikket követve ezek megoldásait a $\lambda = 2$ illetve $\lambda = 4$ cimkékkel látjuk el. A másik két egyenlet, (l = J - 1, s = 1) és (l = J + 1, s = 1), csatolt, és két független reguláris megoldása létezik. Ezek a $\lambda = 1$ illetve $\lambda = 3$ cimkéket viselik, ahol $\lambda = 1$ ahhoz a megoldáshoz tartozik, amely a zérus csatolási határesetben az l = J - 1 állapottal egyezik meg. A hullámfüggvények origóbeli értéke zérus, aszimptotikusan pedig

$$v_{ls\lambda}^J(kr) \to \sin\left(kr - \frac{1}{2}l\pi + \delta_\lambda^J\right)$$
 (6.15)

módon viselkednek. A numerikus megoldás során valamennyi függvényt köbös spline-függvények teljes halmazán fejtettük sorba [235], és a sorfejtési együtthatókat meghatározva előállítottuk a szórási megoldásokat. A csatolt kötött állapoti problémát hasonló módon oldottuk meg, a megfelelő határfeltétel figyelembevételével. A hullámfüggvények pontosságát a [232] cikkbeli eredményekkel összevetve teszteltük, és számos parciális hullámban 1%-nál jobb egyezést kaptunk. Ezenkívül a termikus befogási hatáskeresztmetszetet kétféle módon kiszámolva kiváló egyezést kaptunk a [236] cikkbeli eredménnyel.

A paritásőrző gamma-aszimmetriára vonatkozó számolásainkban a Reid soft core (RSC) [237], Argonne AV14 [238], és Nijmegen Reid93 [239] kölcsönhatásokat használtuk. Az első generációs RSC potenciál a ${}^{1}S_{0}$ parciális hullámban, ami alacsony energián főszerepet játszik, a p + p szórási adatokat reprodukálja. A modernebb AV14 kölcsönhatás és a második generációs (a teljes szórási adatbázist 450 MeV laboratóriumi energiáig χ^{2} /data ≈ 1 jósággal illesztő) Reid93 potenciál az n + p szórási adatokat reprodukálja. Az RSC potenciál egyszerű formája miatt hasznos az esetleges numerikus tesztek céljára. Ezen túlmenően, ezt a potenciált használva jó becslést kaphatunk arra, hogy az $A_{\gamma}^{\rm PC}$ aszimmetria milyen erősen függhet a használt kölcsönhatástól. Az RSC, AV14, és Reid93 kölcsönhatások 0.003 eV laboratóriumi neutronenergia esetén rendre $A_{\gamma}^{\rm PC} = 0.607 \times 10^{-8}$,

 $A_{\gamma}^{\rm PC} = 0.668 \times 10^{-8}$, illetve $A_{\gamma}^{\rm PC} = 0.665 \times 10^{-8}$ értékekre vezetnek. A kölcsönhatástól való gyenge függés oka az, hogy a fotonaszimmetria kifejezésében mátrixelemek hányadosai szerepelnek, így a ${}^{1}S_{0}$ csatornabeli erő hatásai nagyrészt kimosódnak.

Egy gondosan megtervezett fotondetektor tipikus feloldását figyelembe véve, az általunk nyert eredmény azt jelzi, hogy $A_{\gamma}^{\rm PC}$ nem befolyásolja jelentősen az $A_{\gamma}^{\rm PNC}$ aszimmetria mérését. Kivéve azt az esetet, ha ez utóbbi a várakozásokhoz képest egy nagyságrenddel Az általunk jósolt $A_{\gamma}^{\rm PC}$ érték kellőképpen modellfüggetlennek kisebbnek bizonyulna. tűnik ahhoz, hogy a PC aszimmetriát esetleg hideg neutronok polarizációs monitoraként használják fel. Végül megemlítjük, hogy számításaink szerint az $A_{\gamma}^{\rm PC}$ aszimmetria sok nagyságrenden keresztül lineárisan függ a neutronenergiától, abban a tartományban ahol a $B(\theta) = A_{\gamma}^{\text{PC}} \sin \theta$ reláció érvényes. Ez azt jelenti, hogy a fotonaszimmetria egy adott kísérleti energia esetén az általunk nyert A_{γ}^{PC} értéket felhasználva könnyen meghatározható. Végül érdemes szót ejteni a mezonkicserélődési effektusok, általunk elhanyagolt, hatásáról. Ennek nagyságrendjét a következőképpen becsülhetjük meg. Mint említettük, a termikus hatáskeresztmetszetben a mezonkicserélődési effektusok mintegy 10% korrekcióhoz vezetnek. Ez jóval kisebb mint a potenciáltól való függés, ami az RSC és AV14 eredményei között 100%-os eltérésre vezet. Ennek alapján, mivel az $A_{\gamma}^{\rm PC}$ -beli mezonkicserélődési korrekciók valószínűsíthetően szintén jóval kisebbek mint a potenciálbeli érzékenység, a mezonkicserélődési járulékok jelen esetben elhanyagolhatónak tekinthetők.

Osszefoglalásul megállapíthatjuk, hogy kiszámítottuk a polarizált hideg neutronoknak hidrogénen történő befogásakor keletkező fotonok paritásőrző aszimmetriáját. Eredményeinket közvetlenül felhasználták a LANSCE laboratóriumban előkészítés alatt álló kísérlet tervezésében. Amennyiben a kísérletben sikerül a kitűzött célt elérni, úgy az F_{π} paritássértő gyenge csatolási állandó pontos értéke meghatározható lesz.

7. fejezet Összefoglalás és kitekintés

A dolgozatban bemutatott eredményeinket az egyes alfejezetek végén röviden összefoglaltuk. Ebben a fejezetben az általános tanulságokat vonjuk le, röviden megemlítünk néhány további alkalmazási lehetőséget, továbbá vázoljuk a dolgozatban tárgyalt témák várható fejlődési irányait.

Munkánk legfőbb tanulsága az, hogy a könnyű atommagok szerkezetének és reakcióinak megértésében a néhánytest-dinamika játssza a főszerepet. Ez azt jelenti, hogy a magokat felépítő klaszterek belső szerkezetét elhanyagoló makroszkopikus modelleket használva is kiváló eredmények érhetők el akkor, ha a legfontosabb szabadsági fokok dinamikáját helyesen kezeljük. A mikroszkopikus modellek nagy jelentősége, a fontos szabadsági fokok megtalálásán túl, elsősorban az átrendeződési csatornák jelenlétét igénylő rendszerek leírásában, az off-shell effektusok felderítésében és a mikroszkopikus szubstruktúra hatásainak (pl. spektroszkópiai faktorok) meghatározásában van. Az általunk bemutatott példákkal (elsősorban a harmadik és negyedik fejezetben) remélhetőleg sikerült érzékeltetnünk azt, hogy a mégoly kifinomult mikroszkopikus modellek (elsősorban a héjmodell különféle változatai) is csődöt mondhatnak vagy hibás eredményre vezethetnek, ha a néhánytest-dinamikát nem megfelelő módon kezelik. Mivel a magok túlnyomó részének leírása héjmodelleken alapul, és ezeket a módszereket egyre gyakrabban kezdik a stabilitástól távoli izotópokra alkalmazni, úgy hisszük, hogy eredményeink fontosak lehetnek a néhánytest-dinamika és a soktest-dinamika közötti kapcsolat kiépítésében. A harmadik fejezetben bemutatott vizsgálatainkkal éppen csak bepillantottunk a lehetséges alkalmazások óriási területére. Noha az A = 5-re vonatkozó legújabb kompiláció [240] már az általunk használt elveket fogadja el kiindulási alapként, nyilvánvaló, hogy a magok energiaszintjeinek és más tulajdonságainak korrekt dinamikájú modellekben történő vizsgálatában rendkívül sok még a tennivaló. Véleményünk szerint a korrekt dinamikai modellek, például a kontinuum-héjmodell, nagy jövő előtt állnak, elsősorban a stabilitástól távoli magok területén.

Úgy hisszük, hogy a mára már klasszikussá vált halo-magok (⁶He, ¹¹Li, ⁸B) területén nem várnak ránk további rendkívüli meglepetések. A ¹¹Li szerkezetét (és gerjesztését) továbbra sem tökéletesen értjük, azonban véleményünk szerint ennek legfőbb oka a ¹⁰Li alrendszer különleges természetében (virtuális állapot) rejlik. A halo-magok kísérleti vizsgálata egyre inkább a nagyobb tömegszám-tartományok felé tolódik el. Az ilyen rendszerek elméleti leírása igazi kihívás lesz a mikroszkopikus modellek számára. Jelenleg a legbiztatóbbnak a klasztermodellnek négy-, öt-, hat- stb., klaszterre történő kiterjesztése látszik. Ez a megközelítés már eddig is számos szép eredményhez vezetett [241]. A legnagyobb problémát egy ilyen modellben az alrendszereket konzisztens módon leírni képes effektív N–N kölcsönhatás konstruálása jelentheti. Amint egyre több klaszter jelenik meg a leírásban, úgy egyre nehezebb azt biztosítani, hogy az N–N erő valamennyi alrendszert kvalitatíve helyesen kezelje. Ennek hiányában viszont a modell elveszítené prediktív erejét. Egy másik fontos továbblépési iránynak a háromtest-szórási aszimptotika explicit kezelése látszik. Ennek segítségével teljes részletességgel megérthetnénk például a ⁶He (vagy ¹¹Li) mag kontinuumában alacsony energián megjelenő dipóluserősség koncentrációjának igazi természetét. De segíthetne egy ilyen modell például a ⁹Be magbeli $1/2^+$ állapot klasszikus problémájának a megoldásában is.

A néhánytest-rendszerek (asztrofizikai jelentőségű) reakcióinak vizsgálatában megítélésünk szerint az ab initio Monte Carlo módszerek hozhatnak döntő áttörést. Ezek a módszerek elvileg képesek lesznek például a p-p lánc valamennyi reakcióját a legmodernebb N–N kölcsönhatások és a teljes elektrogyenge áramstruktúra figyelembevételével, numerikusan egzakt módon kezelni. Ez azt jelenti, hogy a nukleoni szintű leírást használva várhatóan ez lesz ezen reakciók "végső modellje". Jelenleg ez a program ott tart, hogy képes az A < 8 magokat kezelni, azonban az egyes magok kísérleti energiáinak (és így a küszöbenergiáknak és szeparációs energiáknak) a pontos reprodukálása egyelőre nem lehetséges [75]. A következő lépésben olyan, egymással konzisztens N–N és 3N erőket kell kidolgozni, amelyek egy relativisztikus leírásban képesek az összes p-héjú mag energiáját egyszerre reprodukálni. Ha ez a (rendkívül ambiciózus) program sikeresnek bizonyul, úgy semmi akadálya nem lesz az alacsonyenergiájú hatáskeresztmetszetek számolásának. A nagyobb energiákra történő alkalmazásokat a Monte Carlo modellekbeli precíz szórási módszerek hiánya egyelőre gátolja. Az egyszerűbb, "fenomenologikus" mikroszkopikus modelleknek továbbra is lesz létjogosultságuk, például a nagyobb energiák illetve tömegszámok tartományában. Példaként említhetjük a ${}^{12}C(\alpha, \gamma){}^{16}O$ és $\alpha + \alpha + \alpha$ $n \rightarrow {}^{9}$ Be reakciókat, amelyek hatáskeresztmetszetei kulcsfontosságú szerepet játszanak a nukleáris asztrofizikában. Az előbbi, amely talán a nukleáris asztrofizikai kutatások "Holy Grail"-jének tekinthető, a nehéz elemek szintézisét alapvetően befolyásolja, míg az utóbbi a szupernova-nukleoszintézis csíra (seed) magjainak kialakulásában, s így az r-folyamat megértésében bír nagy jelentőséggel. Ahhoz, hogy ezeket a folyamatokat (és egyéb asztrofizikai reakciókat) vizsgálhassuk, egyrészt a modellünket kell háromnál több klaszter kezelésére alkalmassá tennünk, másrészt a háromtest-végállapot leírását kell tökéletesítenünk.

A $p(\vec{n}, \gamma)d$ folyamat kísérleti vizsgálata, amennyiben sikeresnek bizonyul, rendkívül jelentős lesz a nukleáris paritássértésbeli pion-nukleon csatolási állandó megismerésében. A többi csatolási állandó meghatározásához azonban további precíz kísérletek és számolások szükségesek. Elméleti szempontból a fő kihívást a nukleoni és kvark szint közötti átmenet gyakorlatban megoldható modelljének megalkotása jelenti. Az általános vélemény szerint egy ilyen szerep betöltésére a királis perturbációszámításnak van jó esélye [242]. Ez az effektív térelmélet a QCD nem lényeges szabadsági fokainak kiintegrálásával egy olyan modellt valósít meg, amely fundamentális alapokról indul, de mezoni és nukleoni szabadsági fokokat használ. Néhány esetben a modell igen gyümölcsözőnek bizonyult (például [243]). A széleskörű alkalmazhatóság kérdését a jövőbeni vizsgálatok fogják megválaszolni.

Åltalánosságban elmondhatjuk, hogy a dolgozatban bemutatott valamennyi témában jelentős fejlődés várható a közeljövőben. Az elméleti néhánytest-fizika napjainkban megfigyelhető előretörésében a jövőben is várhatóan a számítástechnika robbanásszerű fejlődése fogja a fő hajtóerőt jelenteni, valamint az a tény, hogy a számolások viszonylag közelítésmentesen végigvihetők.

Utószó

A dolgozatban többször hangsúlyoztam, hogy a magfizika az elmúlt években egy új és izgalmas fejlődési szakaszába lépett, és napjainkban éli második virágkorát. Remélhetőleg a bemutatott eredményekkel is sikerült ezt az állítást alátámasztani. Ha ez, a magfizika mai helyzetéről alkotott vélemény igaz, az azt jelentheti, hogy ma érdemes magfizikával foglalkozni, és egyetemi hallgatókat erre bátorítani. Megítélésem szerint a(z) (anyagilag és erkölcsileg) fejlett világban ez így is van. Kérdés azonban, hogy Magyarországon is ez-e a helyzet. Saját, meglehetősen negatív tapasztalataim alapján, a válasz egyértelműen *nem*. Személy szerint nem látom azt, hogy egy magfizikában specializálódott hallgató hogyan juthatna a jövőben becsületes úton álláshoz a magyarországi akadémiai szférában, így nem tudnék senkit nyugodt lelkiismerettel a magfizika választására buzdítani.

Köszönetnyilvánítás

Jelen dolgozatot az Eötvös Loránd Tudományegyetem Atomfizikai Tanszékén írtam. Köszönettel tartozom Kiss Ádámnak és Patkós Andrásnak, hogy lehetővé tették számomra azt, hogy tanszékükön dolgozzam.

A bemutatott munkákban társszerzőim voltak: Daniel Baye, Alex Brown, Ben Gibson, Gerry Hale, Steven Karataglidis, Steve Koonin, Karlheinz Langanke, Steve Moszkowski, Heinz Oberhummer, Jerry Payne, Rudi Pichler, Rubby Sherr és Tim Shoppa. Együttműködésünkből, diszkusszióinkból és vitáinkból sokat tanultam. A dolgozat sok ötletüket és elképzelésüket tartalmazza. Külön kiemelném Prof. Langankét, aki páratlan szakmai tudásával, közvetlen stílusával és emberi nagyságával példaképül áll előttem. Nagy hatással volt rám Chris Adami és Scott Pratt személyisége, és az a rendkívüli eredetiség és virtuozitás, amivel a fizikát művelik.

Tudományos pályafutásom az MTA debreceni Atommagkutató Intézete Elméleti Fizikai Osztályán indult. Mindig szívesen és jó érzéssel gondolok az ott eltöltött évekre. Az akkori csoport – Gyarmati Borbála, Kruppa András, Lovas Rezső, Papp Zoltán, Pál Károly, Varga Kálmán, Vertse Tamás és Végh László – remek társaság volt.

Köszönettel tartozom Lovas Rezsőnek, amiért a dolgozatot elolvasta és számos hasznos módosítást javasolt.

Végül szeretnék köszönetet mondani szüleimnek, akik mindig meg tudták őrizni pozitív életszemléletüket és erkölcsi tartásukat.

Publikációim az értekezés témájában

- [A1] A. Csótó, Neutron halo of ⁶He in a microscopic model, Phys. Rev. C48, 165 (1993).
- [A2] A. Csótó, Proton skin of ⁸B in a microscopic model, Phys. Lett. B**315**, 24 (1993).
- [A3] A. Csótó and D. Baye, Microscopic description of the beta delayed deuteron emission from ⁶He, Phys. Rev. C49, 818 (1994).
- [A4] A. Csótó, Three-body resonances by complex scaling, Phys. Rev. C49, 2244 (1994).
- [A5] A. Csótó, Three-body resonances in ⁶He, ⁶Li, and ⁶Be, and the soft dipole mode problem of neutron halo nuclei, Phys. Rev. C49, 3035 (1994).
- [A6] A. Csótó, K. Langanke, S. E. Koonin, and T. D. Shoppa, ${}^{7}\text{Be}(p,\gamma){}^{8}\text{B}$ cross section and the properties of ${}^{7}\text{Be}$, Phys. Rev. C52, 1130 (1995).
- [A7] B. A. Brown, A. Csótó, and R. Sherr, Coulomb displacement energy and the lowenergy astrophysical S_{17} factor for the ${}^{7}\text{Be}(p,\gamma){}^{8}\text{B}$ reaction, Nucl. Phys. A**597**, 66 (1996).
- [A8] A. Csótó, H. Oberhummer, and R. Pichler, Searching for three-nucleon resonances, Phys. Rev. C53, 1589 (1996).
- [A9] A. Csótó and K. Langanke, Parity-violating α -decay of the 3.56-MeV J^{π},T=0⁺,1 state of ⁶Li, Nucl. Phys. A**601**, 131 (1996).
- [A10] A. Csótó and S. Karataglidis, Low-energy M1 strength in the ${}^{7}\text{Li}(p, \gamma_{0})^{8}\text{Be reaction}$, Nucl. Phys. A607, 62 (1996).
- [A11] A. Csótó and G. M. Hale, S-matrix and R-matrix determination of the low-energy ⁵He and ⁵Li resonance parameters, Phys. Rev. C55, 536 (1997).
- [A12] A. Csótó, Off-shell effects in the energy dependence of the ${}^{7}\text{Be}(p,\gamma){}^{8}\text{B}$ astrophysical S factor, Phys. Lett. B**394**, 247 (1997).
- [A13] A. Csótó and G. M. Hale, Nature of the first excited state of ⁴He, Phys. Rev. C55, 2366 (1997).
- [A14] R. Pichler, H. Oberhummer, A. Csótó, and S. A. Moszkowski, Three-alpha structures in ¹²C, Nucl. Phys. A618, 55 (1997).

- [A15] A. Csótó, B. F. Gibson, and G. L. Payne, Parity conserving γ asymmetry in n-p radiative capture, Phys Rev. C56, 631 (1997).
- [A16] A. Csótó and K. Langanke, Effects of ⁸B size on the low-energy ⁷Be $(p, \gamma)^{8}$ B cross section, Nucl. Phys. A636, 240 (1998).
- [A17] A. Csótó and K. Langanke, Large-space cluster model calculations for the ${}^{3}\text{He}({}^{3}\text{He},2p){}^{4}\text{He}$ and ${}^{3}\text{H}({}^{3}\text{H},2n){}^{4}\text{He}$ reactions, Nucl. Phys. A, in press.
- [A18] A. Csótó and G. M. Hale, Search for excited states in ³H and ³He, Phys. Rev. C, in press.
- [A19] A. Csótó, On the three-body continuum spectrum of ⁶He, nucl-th/9807016.

Egyéb kapcsolódó saját publikációk

- [B1] A. Csótó, Localization of shadow poles by complex scaling, Phys. Rev. A48, 3390 (1993).
- [B2] S. G. Cooper, R. S. Mackintosh, A. Csótó, and R. G. Lovas, Local ⁴He-p potentials from resonating-group method phase shifts, Phys. Rev. C50, 1308 (1994).
- [B3] A. Csótó, Reply to "Comment on 'Three-body resonances of ⁶He, ⁶Li, and ⁶Be, and the soft dipole mode problem of neutron halo nuclei' ", Phys. Rev. C52, 2809 (1995).
- [B4] A. Csótó, On the balance of the solar p-p chain, nucl-th/9505034 (1995).
- [B5] A. Csótó and R. G. Lovas, Comment on "Large-space shell-model calculations for light nuclei", Phys. Rev. C53, 1444 (1996).
- [B6] A. Csótó, ${}^{7}\text{Be}(p,\gamma){}^{8}\text{B}$ and the high-energy solar neutrino flux, Heavy Ion Physics 6, 103 (1997).
- [B7] A. Csótó, Importance of core polarization in halo nuclei, LA-UR-97-1690, nuclth/9704054 (1997).
- [B8] A. Csótó, Nuclear physics input for solar models, LA-UR-97-4993, nucl-th/9712033 (1997).
- [B9] A. Csótó and G. M. Hale, S-matrix studies of resonances in A=3, 4, 5, 6, and 12 nucleon systems, Nucl. Phys. A631, 783c (1998).
- [B10] J. Humblet, A. Csótó, and K. Langanke, R-matrix and K-matrix analysis of elastic $\alpha \alpha$ scattering, Nucl. Phys A638, 714 (1998).
- [B11] H. Oberhummer, R. Pichler, and A. Csótó, The triple-alpha process and its anthropic significance, nucl-th/9810057 (1998).

Irodalomjegyzék

- Csótó A., Könnyű atommagok szerkezetének és reakcióinak mikroszkopikus leírása, Egyetemi doktori értekezés, Kossuth Lajos Tudományegyetem, Debrecen, 1992 (Elérhető az interneten, a http://nova.elte.hu/~csoto honlapon).
- [2] S. P. Merkur'ev, Sov. J. Nucl. Phys. 19, 222 (1974); Ann. Phys. (N. Y.) 130, 395 (1980); L. M. Delves, Nucl. Phys. 20, 275 (1960).
- [3] A. Kievsky, M. Viviani, and S. Rosati, Phys. Rev. C56, 2987 (1997).
- [4] D. V. Fedorov and A. S. Jensen, Phys. Lett. B389, 631 (1996).
- [5] Gyarmati B., A Gamow-állapotokról, Kandidátusi értekezés, Debrecen, 1971.
- [6] M. Kamimura, Prog. Theor. Phys. Suppl. 62, 236 (1977).
- [7] N. Austern, Y. Iseri, M. Kamimura, M. Kawai, G. Rawitscher, and M. Yahiro, Phys. Rep. 154, 125 (1987).
- [8] R. G. Newton, *Scattering Theory of Waves and Particles* (Springer, New York, 1982).
- [9] A. Csótó, R. G. Lovas, and A. T. Kruppa, Phys. Rev. Lett. 70, 1389 (1993).
- [10] I. J. Thompson and A. R. Barnett, Comp. Phys. Commun. 36, 363 (1985); J. Comp. Phys. 64, 490 (1986).
- [11] Y. K. Ho, Phys. Rep. **99**, 1 (1983).
- [12] Proceedings of the Sanibel Workshop on Complex Scaling, 1978 [Int. J. Quantum Chem. 14, 343 (1978)].
- [13] M. Reed and B. Simon, Methods of Modern Mathematical Physics (Academic Press, New York, 1978).
- [14] J. Aguilar and J. M. Combes, Commun. Math. Phys. 22, 269 (1971); E. Balslev and J. M. Combes, Commun. Math. Phys. 22, 280 (1971); B. Simon, Commun. Math. Phys. 27, 1 (1972).
- [15] E. Brändas and P. Froelich, Phys. Rev. A16, 2207 (1977); R. Yaris and P. Winkler, J. Phys. B11, 1475 (1978).
- [16] H. A. Bethe and M. E. Rose, Phys. Rev. 51, 283 (1937).
- [17] A. B. Volkov, Nucl. Phys. **74**, 33 (1965).
- [18] D. R. Thompson, M. LeMere, and Y. C. Tang, Nucl. Phys. A268, 53 (1977); I. Reichstein and Y. C. Tang, Nucl. Phys. A158, 529 (1970).

- [19] F. Tanabe, A. Tohsaki, and R. Tamagaki, Prog. Theor. Phys. 53 (1975) 677.
- [20] P. Heiss and H. H. Hackenbroich, Phys. Lett. B30, 373 (1969).
- [21] R. A. Arndt, R. H. Hackman, and L. D. Roper, Phys. Rev. C15, 1002 (1977).
- [22] A. Csótó and R. G. Lovas, Phys. Rev. C46, 576 (1992).
- [23] H. Eikemeier and H. H. Hackenbroich, Nucl. Phys. A169, 407 (1971).
- [24] D. C. Zheng, J. P. Vary, and B. R. Barrett, Phys. Rev. C50, 2841 (1994).
- [25] F. Ajzenberg-Selove, Nucl. Phys. A490, 1 (1988).
- [26] V. I. Kukulin, V. M. Krasnopol'sky, V. T. Voronchev, and P. B. Sazonov, Nucl. Phys. A453, 365 (1986); V. I. Kukulin, V. N. Pomerantsev, Kh. D. Razikov, V. T. Voronchev, and G. G. Ryzhikh, Nucl. Phys. A586, 151 (1995).
- [27] B. V. Danilin, M. V. Zhukov, A. A. Korsheninnikov, and L. V. Chulkov, Sov. J. Nucl. Phys. 53, 45 (1991); B. V. Danilin, M. V. Zhukov, S. N. Ershov, F. A. Gareev, R. S. Kurmanov, J. S. Vaagen, and J. M. Bang, Phys. Rev. C43, 2835 (1991).
- [28] N. W. Schellingerhout, L. P. Kok, S. A. Coon, and R. M. Adam, Phys. Rev. C48, 2714 (1993).
- [29] A. U. Hazi and H. S. Taylor, Phys. Rev. A1, 1109 (1970).
- [30] R. G. Lovas and M. A. Nagarajan, J. Phys. A15, 2383 (1982).
- [31] Y. Matsui, Phys. Rev. C22, 2591 (1980); A. Eskandarian and I. R. Afnan, Phys. Rev. C46, 2344 (1992).
- [32] P. Froelich, K. Szalewicz, and R. Stab, Phys. Lett. A129, 321 (1988).
- [33] J. P. Svenne, T. A. Osborn, G. Pisent, and D. Eyre, Phys. Rev. C40, 1136 (1989).
- [34] C-Y. Hu and A. K. Bhatia, Phys Rev. A42, 5769 (1990); P. Froelich, A. Flores-Riveros, and S. A. Alexander, Phys. Rev. A46, 2330 (1992).
- [35] Y. Suzuki, Nucl. Phys. A528, 395 (1991).
- [36] B. V. Danilin, M. V. Zhukov, J. S. Vaagen, and J. M. Bang, Phys. Lett. B302, 129 (1993); L. S. Ferreira, E. Maglione, J. M. Bang, I. J. Thompson, B. V. Danilin, M. V. Zhukov, and J. S. Vaagen, Phys. Lett. B316, 23 (1993).
- [37] W. Tobocman, Nucl. Phys. A**357**, 293 (1981).
- [38] Y. Gan, M. Gong, C. Wu, and C. Bao, Comp. Phys. Commun. 34, 387 (1985).
- [39] A. Csótó, B. Gyarmati, A. T. Kruppa, K. F. Pál, and N. Moiseyev, Phys. Rev. A41, 3469 (1990).
- [40] E. Balslev, in *Resonances-Models and Phenomena*, Ed. S. Albeverio, L. S. Ferreira, and L. Streit, Lecture Notes in Physics Vol. **211** (Springer-Verlag, Berlin, 1984), p. 27.
- [41] B. Simon, Int. J. Quantum Chem. 14, 529 (1978).
- [42] D. R. Tilley, H. R. Weller, and H. H. Hasan, Nucl. Phys. A474, 1 (1987).

- [43] K. Möller and Yu. V. Orlov, Sov. J. Part. Nucl. **20**, 569 (1989).
- [44] J. Sperinde, D. Frederickson, R. Hinkins, V. Perez-Mendez, and B. Smith, Phys. Lett. B32, 185 (1970).
- [45] L. E. Williams, C. J. Batty, B. E. Bonner, C. Tschalär, H. C. Benöhr, and A. S. Clough, Phys. Rev. Lett. 23, 1181 (1969).
- [46] R. I. Jibuti and R. Ya. Kezerashvili, Nucl. Phys. A437, 687 (1985).
- [47] A. Stetz *et al.*, Nucl. Phys. A457, 669 (1986).
- [48] M. Yuly et al., Phys. Rev. C55, 1848 (1997); M. Palarczyk et al., Phys. Rev. C58, 645 (1998).
- [49] W. Glöckle, Phys. Rev. C18, 564 (1978).
- [50] D. V. Aleksandrov, E. Yu. Nikol'skii, B. G. Novatskii, and D. N. Stepanov, JETP Lett. 59, 320 (1994).
- [51] A. L. Barabanov, JETP Lett. **61**, 7 (1995).
- [52] A. Kievsky, S. Rosati, M. Viviani, C. R. Brune, H. J. Karwowski, E. J. Ludwig, and M. H. Wood, Phys. Lett. B406, 292 (1997).
- [53] W. Benenson, Nucl. Phys. A588, 11c (1995).
- [54] I. J. Thompson and M. V. Zhukov, Phys. Rev. C49, 1904 (1994).
- [55] W. Glöckle, *The Quantum Mechanical Few-Body Problem* (Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1983).
- [56] L. P. Kok, Phys. Rev. Lett. 45, 427 (1980).
- [57] M. Kamimura, Phys. Rev. A38, 621 (1988); H. Kameyama, M. Kamimura, and Y. Fukushima, Phys. Rev. C40, 974 (1989).
- [58] A. Nogga, D. Hüber, H. Kamada, and W. Glöckle, Phys. Lett. B409, 19 (1997).
- [59] G. M. Hale, R. E. Brown, and N. Jarmie, Phys. Rev. Lett. 59, 763 (1987).
- [60] G. M. Hale and A. Csótó, to be published.
- [61] C. R. Chen, G. L. Payne, J. L. Friar, and B. F. Gibson, Phys. Rev. C39, 1261 (1989).
- [62] R. A. Malfliet and J. A. Tjon, Nucl. Phys. A127, 161 (1969).
- [63] T. C. Black, H. J. Karwowski, E. J. Ludwig, A. Kievsky, S. Rosati, and M. Viviani, Nucl. Phys. A631, 680c (1998).
- [64] E. E. Salpeter, Phys. Rev. 88, 547 (1952); Ap. J. 115, 326 (1952); Ann. Rev. Nucl. Sci. 2, 41 (1953); Phys. Rev. 107, 516 (1957); G. K. Öpik, Proc. Roy. Irish Acad. A54, 49 (1951).
- [65] F. Hoyle, D. N. F. Dunbar, W. A. Wenzel, and W. Whaling, Phys. Rev. 92, 1095 (1953); F. Hoyle, Ap. J. Suppl. 1, 121 (1954).
- [66] J. L. Visschers and R. van Wageningen, Phys. Lett. B34, 455 (1971); M. Vallierès,
 H. T. Coelho, and T. K. Das, Nucl. Phys. A271, 95 (1976).

- [67] Y. Fukushima and M. Kamimura, J. Phys. Soc. Japan Suppl. 44, 225 (1978); M. Kamimura, Nucl. Phys. A351, 456 (1981); P. Descouvement and D. Baye, Phys. Rev. C36, 54 (1987).
- [68] A. C. Hayes and S. M. Sterbenz, Phys. Rev. C52, 2807 (1995).
- [69] S. A. Afzal, A. A. Z. Ahmad, and S. Ali, Rev. Mod. Phys. 41, 247 (1969).
- [70] S. Marsh, Nucl. Phys. A**389**, 45 (1982).
- [71] M. Freer *et al.*, Phys. Rev. C49, R1751 (1994).
- [72] J. D. Barrow and F. J. Tipler, *The anthropic cosmological principle* (Clarendon Press, Oxford, 1986); M. S. Longmair, in *Confrontation of cosmological theories* with observations, Ed. B. Carter (Reidel, Dortrecht, 1974), p. 291.
- [73] C. E. Rolfs and W. S. Rodney, *Cauldrons in the Cosmos* (The University of Chicago Press, Chicago, 1988).
- [74] J. Carlson, V. R. Pandharipande, and R. B. Wiringa, Nucl. Phys. A401, 59 (1983);
 R. B. Wiringa, Phys. Rev. C43, 1585 (1991).
- [75] J. Carlson, Phys. Rev. C38, 1879 (1988); B. S. Pudliner, V. R. Pandharipande, J. Carlson, and R. B. Wiringa, Phys. Rev. Lett. 74, 4396 (1995); B. S. Pudliner, V. R. Pandharipande, J. Carlson, S. C. Pieper, and R. B. Wiringa, Phys. Rev. C56, 1720 (1997).
- [76] W. Glöckle and H. Kamada, Phys. Rev. Lett. **71**, 971 (1993).
- [77] M. Viviani, A. Kievsky, and S. Rosati, Few-body Syst. 18, 25 (1995).
- [78] J. Carlson, V. R. Pandharipande, and R. B. Wiringa, Nucl. Phys. A424, 47 (1984).
- [79] A. de Shalit and J. D. Walecka, Phys. Rev. 147, 763 (1966); B. R. Barrett, Phys. Rev. 154, 955 (1967); T. T. S. Kuo and J. B. McGrory, Nucl. Phys. A134, 633 (1969); P. P. Szydlik, J. R. Borysowicz, and R. F. Wagner, Phys. Rev. C6, 1902 (1972); P. P. Szydlik, Phys. Rev. C1, 146 (1970); A. G. M. van Hees and P. W. M. Glaudemans, Z. Phys. A315, 223 (1984).
- [80] J. J. Bevelacqua and R. J. Philpott, Nucl. Phys. A275, 301 (1977); J. J. Bevelacqua, Can. J. Phys. 57, 1833 (1979).
- [81] R. Ceuleneer, P. Vandepeutte, and C. Semay, Phys. Rev. C38, 2335 (1988); R. Ceuleneer, P. Vandepeutte, and C. Semay, Phys. Lett. B196, 303 (1987); R. Ceuleneer and P. Vandepeutte, Phys. Rev. C31, 1528 (1985).
- [82] D. R. Tilley, H. R. Weller, and G. M. Hale, Nucl. Phys. A541, 1 (1992).
- [83] D. C. Zheng, B. R. Barrett, L. Jaqua, J. P. Vary, and R. J. McCarthy, Phys. Rev. C48, 1083 (1993).
- [84] D. C. Zheng, B. R. Barrett, J. P. Vary, W. C. Haxton, and C. L. Song, Phys. Rev. C52, 2488 (1995).
- [85] P. Navrátil and B. R. Barrett, Phys. Rev. C54, 2986 (1996).
- [86] Y. Suzuki, K. Arai, Y. Ogawa, and K. Varga, Phys. Rev. C54, 2073 (1996).

- [87] H. M. Hofmann and G. M. Hale, Nucl. Phys. A613, 69 (1997).
- [88] P. N. Shen, Y. C. Tang, Y. Fujiwara, and H. Kanada, Phys. Rev. C31, 2001 (1985).
- [89] R. Beck, F. Dickmann, and R. G. Lovas, Ann. Phys. **173**, 1 (1987).
- [90] A. C. Fonseca, Phys. Rev. C40, 1390 (1989); A. C. Fonseca, B. F. Gibson, and D. R. Lehman, Phys. Rev. C48, 2528 (1993).
- [91] R. J. Eden and J. R. Taylor, Phys. Rev. **133**, B1575 (1964).
- [92] B. C. Pearce and B. F. Gibson, Phys. Rev. C40, 902 (1989).
- [93] R. M. Potvliege and R. Shakeshaft, Phys. Rev. A38, 6190 (1988); M. Dörr and R. M. Potvliege, Phys. Rev. A41, 1472 (1990).
- [94] Yu. G. Balashko, I. Ya. Barit, and Y. A. Goncharov, Sov. Phys. JETP 9, 1378 (1959).
- [95] Yu. G. Balashko, I. Ya. Barit, L. S. Dul'kova, and A. B. Kurepin, Sov. Phys. JETP 19, 1281 (1964).
- [96] N. Jarmie and R. C. Allen, Phys. Rev. **114**, 176 (1959).
- [97] N. Jarmie, M. G. Silbert, D. B. Smith, and J. S. Loos, Phys. Rev. **130**, 1987 (1963).
- [98] M. E. Ennis and A. Hemmendinger, Phys. Rev. 95, 772 (1954).
- [99] C. L. Woods, F. C. Barker, W. N. Catford, L. K. Fifield, and N. A. Orr, Aust. J. Phys. 41, 525 (1988); F. C. Barker and C. L. Woods, Aust. J. Phys. 38, 563 (1985).
- [100] M. U. Ahmed and P. E. Shanley, Phys. Rev. Lett. **36**, 25 (1976).
- [101] J. E. Bond and F. W. K. Firk, Nucl. Phys. A287, 317 (1977).
- [102] P. Schwandt, T. B. Clegg, and W. Haeberli, Nucl. Phys. A163, 432 (1971).
- [103] M. J. Balbes, G. Feldman, L. H. Kramer, H. R. Weller, and D. R. Tilley, Phys. Rev. C43, 343 (1991).
- [104] V. D. Efros and H. Oberhummer, Phys. Rev. C54, 1485 (1996).
- [105] S. Aoyama, Phys. Rev. C**59**, 531.
- [106] I. Tanihata *et al.*, Phys. Rev. Lett. 55, 2676 (1985); I. Tanihata *et al.*, Phys. Lett. B160, 380 (1985); I. Tanihata *et al.*, Phys. Lett. B206, 592 (1988).
- [107] P. G. Hansen and B. Jonson, Europhys. Lett. 4, 409 (1987).
- [108] M. V. Zhukov, B. V. Danilin, D. V. Fedorov, J. M. Bang, I. J. Thompson, and J. S. Vaagen, Phys. Rep. 231, 151 (1993).
- [109] I. Tanihata, D. Hirata, T. Kobayashi, S. Shimoura, K. Sugimoto, and H. Toki, Phys. Lett. B289, 261 (1992).
- [110] T. T. S. Kuo, F. Krmpotić, and Y. Tzeng, Phys. Rev. Lett. 78, 2708 (1997).
- [111] D. R. Lehman and W. C. Parke, Phys. Rev. C28, 364 (1983); W. C. Parke and D. R. Lehman, Phys. Rev. C29, 2319 (1984).
- [112] J. Wurzer and H. M. Hofmann, Phys. Rev. C55, 688 (1997); nucl-th/9704044.

- [113] K. Riisager *et al.*, Phys. Lett. B**235**, 30 (1990).
- [114] M. J. G. Borge *et al.*, Nucl. Phys. A560, 664 (1993).
- [115] P. Descouvement and C. Leclercq-Willain, J. Phys. G18, L99 (1992).
- [116] M. V. Zhukov, B. V. Danilin, L. V. Grigorenko, and N. B. Shul'gina, Phys. Rev. C47, 2937 (1993).
- [117] D. Baye, Y. Suzuki, and P. Descouvemont, Prog. Theor. Phys. 91, 2 (1994).
- [118] L. C. McIntyre and W. Haeberli, Nucl. Phys. A91, 382 (1967); B. Jenney, W. Grüebler, V. König, P. A. Schmelzbach, and C. Schweizer, Nucl. Phys. A397, 61 (1983).
- [119] J. Carlson, D. O. Riska, R. Schiavilla, and R. B. Wiringa, Phys. Rev. C44, 619 (1991).
- [120] I. Mukha, personal communication (1997).
- [121] T. Minamisono *et al.*, Phys. Rev. Lett. **69**, 2058 (1992).
- [122] I. Tanihata, in: Proceedings of the International Symposium on structure and reactions of unstable nuclei (Niigata, Japan, 1991), Eds. K. Ikeda and Y. Suzuki (World Scientific, Singapore, 1991).
- [123] H. Kitagawa and H. Sagawa, Phys. Lett. B**299**, 1 (1993).
- [124] K. Riisager and A. S. Jensen, Phys. Lett. B**301**, 6 (1993).
- [125] P. Descouvement and D. Baye, Phys. Lett. B292, 235 (1992).
- [126] Y. Fujiwara and Y. C. Tang, Phys. Rev. C28, 1869 (1983).
- [127] A. Weller *et al.*, Phys. Rev. Lett. **55**, 480 (1985).
- [128] W. J. Vermmer *et al.*, Phys. Lett. B138, 365 (1984).
- [129] E. Liatard *et al.*, Europhys. Lett. **13**, 401 (1990).
- [130] J. H. Kelley *et al.*, Phys. Rev. Lett. **77**, 5020 (1996).
- [131] K. Ikeda, in: Proceedings of the International Symposium on structure and reactions of unstable nuclei (Niigata, Japan, 1991), Eds. K. Ikeda and Y. Suzuki (World Scientific, Singapore, 1991); Y. Suzuki and K. Ikeda, Phys. Rev. C38, 410 (1988).
- [132] N. Poppelier, L. Wood, and P. Glaudemans, Phys. Lett. B157, 120 (1985); Y. Suzuki and Y. Toshaka, Nucl. Phys. A517, 599 (1990); A. C. Hayes and D. Strottman, Phys. Rev. C42, 2248 (1990).
- [133] T. Kobayashi, Nucl. Phys. A538, 343c (1992).
- [134] S. B. Sakuta *et al.*, Europhys. Lett. **22**, 511 (1993).
- [135] F. Brady *et al.*, Phys. Rev. Lett. **51**, 1320 (1983).
- [136] B. V. Danilin, M. V. Zhukov, J. S. Vaagen, and J. M. Bang, Phys. Lett. B302, 129 (1993).
- [137] L. S. Ferreira, E. Maglione, J. M. Bang, I. J. Thompson, B. V. Danilin, M. V. Zhukov, and J. S. Vaagen, Phys. Lett. B316, 23 (1993).

- [138] B. V. Danilin and M. V. Zhukov, Phys. At. Nucl. 56, 460 (1993).
- [139] H. M. Hofmann and W. Zahn, Nucl. Phys. A368, 29 (1981).
- [140] V. G. Emelyanov, V. I. Klimov, and V. N. Pomerantsev, Phys. Lett. B157, 105 (1985).
- [141] D. Sackett *et al.*, Phys. Rev. C48, 118 (1993).
- [142] B. V. Danilin, T. Rogde, S. N. Ershov, H. Heiberg-Andersen, J. S. Vaagen, I. J. Thompson, and M. V. Zhukov, Phys. Rev. C55, R577 (1997); S. N. Ershov, T. Rogde, B. V. Danilin, J. S. Vaagen, I. J. Thompson, and F. A. Gareev, Phys. Rev. C56, 1483 (1997); B. V. Danilin, I. J. Thompson, J. S. Vaagen, and M. V. Zhukov, Nucl. Phys. A632, 383 (1998).
- [143] S. Aoyama, S. Mukai, K. Katō, and K. Ikeda, Prog. Theor. Phys., 93, 99 (1995);
 94, 343 (1995); K. Katō, S. Aoyama, S. Mukai, and K. Ikeda, Nucl. Phys. A588, c29 (1995).
- [144] J. Jänecke *et al.*, Phys. Rev. C54, 1070 (1996).
- [145] A. Cobis, D. V. Fedorov, and A. S. Jensen, Phys. Rev. Lett. 79, 2411 (1997); Phys. Lett. B424, 1 (1998); Nucl. Phys. A631, c793 (1998); nucl-th/9804057.
- [146] A. Cobis, Ph.D. Thesis, University of Aarhus, 1997.
- [147] I. R. Afnan, Aust. J. Phys. 44, 201 (1991).
- [148] J. N. Bahcall, Neutrino astrophysics (Cambridge University Press, Cambridge, 1989); J. N. Bahcall and M. H. Pinsonneault, Rev. Mod. Phys. 67, 781 (1995).
- [149] W. Hampel, Phys. Lett. B**388**, 384 (1996).
- [150] R. Davis Jr., Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 48, 284 (1996).
- [151] J. N. Abdurashitov et al., Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 48, 299 (1996).
- [152] Y. Fukuda *et al.*, Phys. Rev. Lett. **81**, 1158 (1998).
- [153] Y. Fukuda *et al.*, Phys. Rev. Lett. **77**, 1683 (1996).
- [154] L. Wolfenstein, Phys. Rev. D17, 2369 (1978); Phys. Rev. D20, 2634 (1979); S. P. Mikheyev and A. Yu. Smirnov, Sov. J. Nucl. Phys. 42, 913 (1985); Nuovo Cimento C9, 17 (1986).
- [155] R. W. Kavanagh, Nucl. Phys. **15**, 411 (1960).
- [156] P. D. Parker, Phys. Rev. **150**, 851 (1966); Astrophys. J. **153**, L85 (1968).
- [157] R. W. Kavanagh, T. A. Tombrello, J. M. Mosher, and D. R. Goosman, Bull. Am. Phys. Soc. 14, 1209 (1969); R. W. Kavanagh, in: *Cosmology, Fusion, and Other Matters*, Ed. F. Reines (Colorado Associated University Press, Boulder, 1972) p. 169.
- [158] F. J. Vaughn, R. A. Chalmers, D. Kohler, and L. F. Chase, Phys. Rev. C2, 1657 (1970).
- [159] C. Wiezorek, H. Kräwinkel, R. Santo, and L. Wallek, Z. Phys. A282, 121 (1977).

- [160] B. W. Filippone, A. J. Elwyn, C. N. Davids, and D. D. Koetke, Phys. Rev. Lett. 50, 412 (1983); Phys. Rev. C28, 2222 (1983).
- [161] Motobayashi et al., Phys. Rev. Lett. 73, 2680 (1994).
- [162] F. Hammache *et al.*, Phys. Rev. Lett. **80**, 928 (1998).
- [163] T. Kikuchi *et al.*, Eur. J. Phys. **3**, 213 (1998).
- [164] L. Weissman *et al.*, Nucl. Phys. A630, 678 (1998).
- [165] G. Baur, C. A. Bertulani, and H. Rebel, Nucl. Phys. A458, 188 (1986); C. A. Bertulani and G. Baur, Phys. Rep. 163, 300 (1988).
- [166] K. Langanke and T. D. Shoppa, Phys. Rev. C49, R1771 (1994); Phys. Rev. C51, 2844(E) (1995); M. Gai and C. A. Bertulani, Phys. Rev. C52, 1706 (1995); K. Langanke and T. D. Shoppa, Phys. Rev. C52, 1709 (1995); C. A. Bertulani, Nucl. Phys. A587, 318 (1995).
- [167] H. Esbensen and G. F. Bertsch, Phys. Lett. B359, 13 (1995); H. Esbensen and G. F. Bertsch, Nucl. Phys. A600, 37 (1996).
- [168] C. W. Johnson, E. Kolbe, S. E. Koonin, and K. Langanke, Astrophys. J. 392, 320 (1992).
- [169] E. G. Adelberger *et al.*, Rev. Mod. Phys. **70**, 1265 (1998).
- [170] R. F. Christy and I. Duck, Nucl. Phys. 24, 89 (1961).
- [171] T. A. Tombrello, Nucl. Phys. A71, 459 (1965).
- [172] R. G. H. Robertson, Phys. Rev. C7, 543 (1973).
- [173] F. C. Barker, Aust. J. Phys. **33**, 177 (1980).
- [174] K. H. Kim, M. H. Park, and B. T. Kim, Phys. Rev. C35, 363 (1987).
- [175] E. Kolbe, K. Langanke, and H. J. Assenbaum, Phys. Lett. B214, 169 (1988).
- [176] H. Krauss, K. Grün, T. Rauscher, and H. Oberhummer, Ann. Phys. (Leipzig) 2, 258 (1993).
- [177] H. M. Xu, C. A. Gagliardi, R. E. Tribble, A. M. Mukhamedzhanov, and N. K. Timofeyuk, Phys. Rev. Lett. 73, 2027 (1994).
- [178] P. Descouvemont and D. Baye, Nucl. Phys. A567, 341 (1994).
- [179] F. C. Barker, Nucl. Phys. A588, 693 (1995).
- [180] R. Shyam, I. J. Thompson, and A. K. Dutt-Mazumder, Phys. Lett. B371, 1 (1996).
- [181] A. M. Mukhamedzhanov and N. K. Timofeyuk, JETP Lett. 51, 282 (1990); Sov. J. Nucl. Phys. 51, 431 (1990).
- [182] J. A. Nolen and J. P. Schiffer, Ann. Rev. Nucl. Sci. 19, 471 (1969).
- [183] S. Schlomo, Rep. Prog. Phys. 41, 957 (1978).
- [184] J. P. Schiffer, G. C. Morrison, R. H. Siemssen, and B. Zeidman, Phys. Rev. 164, 1274 (1967).
- [185] G. B. Liu and H. T. Fortune, Phys. Rev. C38, 1985 (1988).
- [186] J. S. Al-Khalili and J. A. Tostevin, Phys. Rev. Lett. 76, 3903 (1996).
- [187] F. Ajzenberg-Selove and T. Lauritsen, Nucl. Phys. A227, 1 (1974).
- [188] N. Hata and P. Langacker, Phys. Rev. D56, 6107 (1997).
- [189] R. M. Chasteler, H. R. Weller, D. R. Tilley, and R. M. Prior, Phys. Rev. Lett. 72, 3949 (1994).
- [190] C. Rolfs and R. W. Kavanagh, Z. Phys. A**350**, 93 (1994).
- [191] D. Zahnow, C. Angulo, C. Rolfs, S. Schmidt, W. H. Schulte, and E. Somorjai, Z. Phys. A351, 229 (1995).
- [192] H. R. Weller and R. M. Chasteler, Z. Phys. A**352**, 353 (1995).
- [193] F. C. Barker, Aust. J. Phys. 48, 813 (1995).
- [194] M. A. Godwin, R. M. Chasteler, C. M. Laymon, R. M. Prior, D. R. Tilley, and H. R. Weller, Phys. Rev. C53, R1 (1996).
- [195] K. Wildermuth and Y. C. Tang, A Unified Theory of the Nucleus (Vieweg, Braunschweig, 1977).
- [196] B. Mainsbridge, Nucl. Phys. **21**, 1 (1960).
- [197] V. Meyer, H. Müller, H. H. Staub, and R. Zurmühle, Nucl. Phys. 27, 284 (1961).
- [198] N. B. Shul'gina, B. V. Danilin, V. D. Efros, J. M. Bang, J. S. Vaagen, and M. V. Zhukov, Nucl. Phys. A597, 197 (1996).
- [199] M. A. Godwin *et al.*, Phys. Rev. C56, 1605 (1997).
- [200] W. A. Fowler, Nature 238, 24 (1972); V. N. Fetisov and Y. S. Kopysov, Phys. Lett. B40, 602 (1972).
- [201] V. Castellani, S. Degl'Innocenti, and G. Fiorentini, Astron. Astrophys. 271, 601 (1993).
- [202] M. Junker, Phys. Rev. C57, 2700 (1998); C. Arpesella *et al.*, Phys. Lett B389, 452 (1996).
- [203] H. J. Assenbaum, K. Langanke, and C. Rolfs, Z. Phys. A**327**, 461 (1987).
- [204] A. Krauss, H. W. Becker, H. P. Trautvetter, and C. Rolfs, Nucl. Phys. A467, 273 (1987).
- [205] M. R. Dwarakanath, Phys. Rev. C9, 805 (1974).
- [206] R. E. Brown and N. Jarmie, Radiat. Eff. 92, 45 (1986); N. Jarmie and R. E. Brown, Nucl. Inst. Meth. B10-11, 405 (1985).
- [207] H. M. Agnew *et al.*, Phys. Rev. **84**, 862 (1951).
- [208] V. I. Serov, S. N. Abramovich, and L. A. Morkin, Sov. J. At. Energy 42, 66 (1977).
- [209] A. M. Govorov, K. Li, G. M. Ostetinskii, V. I. Salatski, and I. V. Sozor, Sov. Phys. JETP 15, 266 (1962).

- [210] P. Descouvemont, Phys. Rev. C50, 2635 (1994).
- [211] J. Erler and P. Langacker, hep-ph/9809352, to appear in the Proceedings of the 5th International WEIN Symposium.
- [212] N. Tanner, Phys. Rev. **107**, 1203 (1957).
- [213] R. P. Feynman and M. Gell-Mann, Phys. Rev. **109**, 193 (1958).
- [214] V. M. Lobashov, V. A. Nazarenko, L. F. Saenko, L. M. Smotriskii, and O. I. Kharkevich, JETP Lett. 5, 59 (1967); Phys. Lett B25, 104 (1967).
- [215] B. Desplanques, J. F. Donoghue, and B. R. Holstein, Ann. Phys. (N. Y.) 124, 449 (1980).
- [216] E. G. Adelberger and W. C. Haxton, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 35, 501 (1985).
- [217] W. Haeberli and B. R. Holstein, in Symmetries and fundamental interactions in nuclei, Ed. W. C. Haxton and H. Henley (World Scientific, 1995), p. 17.
- [218] M. Horoi and B. A. Brown, Phys. Rev. Lett. **74**, 231 (1995).
- [219] R. G. H. Robertson *et al.*, Phys. Rev. C29, 755 (1984).
- [220] R. G. H. Robertson and B. A. Brown, Phys. Rev. C28, 443 (1983).
- [221] V. V. Burov, V. M. Dubovik, S. G. Kadmensky, Yu. M. Tchuvil'sky, and L. A. Tosunyan, J. Phys. G12, 509 (1986).
- [222] K. Arai, Y. Suzuki, and K. Varga, Phys. Rev. C51, 2488 (1995).
- [223] A. Csótó, to be published.
- [224] V. M. Dubovik and S. V. Zenkin, Ann. Phys. (N. Y.) **172**, 100 (1986).
- [225] G. B. Feldman, G. A. Crawford, J. Dubach, and B. R. Holstein, Phys. Rev. C43, 863 (1991).
- [226] G. E. Brown and D. O. Riska, Phys. Lett. B38, 193 (1972); M. Gari and A. H. Huffman, Phys. Rev. C7, 994 (1973).
- [227] J. L. Friar, B. F. Gibson, and G. L. Payne, Phys. Rev. C30, 441 (1984).
- [228] V. A. Knyazkov *et al.*, Nucl. Phys. A**417**, 209 (1984).
- [229] J. F. Cavagnac, B. Vignon, and R. Wilson, Phys. Lett. B67, 148 (1977).
- [230] J. Alberi *et al.*, Can. J. Phys. **66**, 542 (1988).
- [231] W. M. Snow *et al.*, nucl-ex/9804001 (1998).
- [232] F. Partovi, Ann. Phys. (N. Y.), 27, 79 (1964).
- [233] A. R. Edmonds, Angular momentum in quantum mechanics (Princeton University Press, Princeton, 1968).
- [234] G. L. Payne, Lect. Notes Phys. **273**, 64 (1987).
- [235] P. M. Prenter, Splines and Variational Methods (Wiley, New York, 1975).
- [236] H. Arenhövel and M. Sanzone, Few-Body Syst. Suppl. 3, 1 (1991).

- [237] R. V. Reid, Ann. Phys. (N. Y.) 50, 441 (1968); B. Day, Phys. Rev. C24, 1203 (1981).
- [238] R. B. Wiringa, R. A. Smith, and T. A. Ainsworth, Phys. Rev. C29, 1207 (1984).
- [239] V. G. J. Stoks, R. A. M. Klomp, M. C. M. Rentmeester, and J. J. de Swart, Phys. Rev. C48, 792 (1993); V. G. J. Stoks, R. A. M. Klomp, C. P. F. Terheggen, and J. J. de Swart, Phys. Rev. C49, 2950 (1994).
- [240] D. R. Tilley *et al.*, TUNL e-print.
- [241] K. Varga and Y. Suzuki, Phys. Rev. C52, 2885 (1995).
- [242] S. Weinberg, Phys. Lett. B251, 288 (1990); Nucl. Phys. B363, 3 (1991); Phys. Lett. B295, 114 (1992).
- [243] D. B. Kaplan, M. J. Savage, R. P. Springer, and M. B. Wise, e-print nuclth/9807081.