

Podolyák Zsolt

**A ^{70}As ÉS ^{73}As ATOMMAGOK
SZERKEZETE**

PhD disszertáció

Témavezető: Fényes Tibor

a fiz. tud. doktora

MTA ATOMKI

Debrecen

1995

Tartalomjegyzék

1	Bevezetés	3
2	Kísérleti módszerek és berendezések	9
2.1	Magreakciók, gyorsítók, céltárgyak	9
2.2	γ spektrométerek. A γ sugárzások azonosítása. Sémaépítés . .	10
2.3	Paritásmeghatározás	14
2.4	Spinmeghatározás	16
2.4.1	Szögeloszlás vizsgálata	16
2.4.2	Hauser–Feshbach analízis	18
2.5	Adatfeldolgozás	18
3	Kísérleti eredmények	19
3.1	A ^{70}As atommagra vonatkozó kísérleti eredmények	19
3.1.1	A ^{70}As atommag nívósémája	29
3.2	A ^{73}As atommagra vonatkozó kísérleti eredmények	36
3.2.1	A ^{73}As atommag nívósémája	37
4	A kísérleti eredmények elméleti értelmezése	46
4.1	A parabola szabály	47
4.1.1	Az alacsonyán fekvő ^{70}As állapotok természete. Parabola szabály számítások	54
4.2	A kölcsönható bozon(–fermion–fermion) modell (IB(FF)M)	56
4.2.1	A ^{70}As atommagra vonatkozó IBFFM parametrizáció, eredmények	59

4.2.2	A ^{73}As atommagra vonatkozó IBFM parametrizáció, eredmények	66
4.3	Szuperszimmetria	69
4.3.1	Szuperszimmetriaszámítás a ^{73}As és ^{74}Se atommagra .	70
5	Összefoglalás	74
	Az értekezés témakörében megjelent közlemények	78
	Summary	81
	Köszönetnyilvánítás	83
	Függelék	84
	Irodalomjegyzék	99

1 Bevezetés

A jelen munka része az ATOMKI magspektroszkópai osztályán folyó kutatási programnak, melynek témája: "Atommagok szerkezetének vizsgálata ciklotron nyalábokban". A programon belül elsősorban a páratlan rendszámú és páratlan neutrons számú atommagokat vizsgáljuk, különös tekintettel azok dinamikus szimmetriáira. A Ga-As tartományban tanulmányozott magokat az 1. ábrán tüntettük fel.

A program kísérleti részét a következők indokolják:

a) Rendelkezésre áll egy 103 cm-es izokrón ciklotron, ami többféle, változtatható energiájú nyalábot szolgáltat. $(p,n\gamma)$, $(\alpha,n\gamma)$ stb. magreakciókkal lehetőség nyílik mind a részecskés, mind a kollektív gerjesztési nívók előállítására, a nívók fokozatos gerjesztésére stb. Mindez ideális feltételeket biztosít in-beam magspektroszkópai vizsgálatokhoz.

b) Az osztály sokévi munkával kifejlesztett egy ciklotron nyalábon világviszonylatban unikális szupravezető mágneses spektrométert, ami kitűnő hatásfokot és jó energiafeloldást biztosít a konverziós elektron spektroszkópia részére.

c) Rendelkezésre állnak nagy hatásfokú és jó energiafelbontású Ge(HP) detektorok, nukleáris elektronika stb. színvonalas γ -spektroszkópai vizsgálatokhoz.

d) A páratlan-páratlan atommagok nívósémája a vizsgált Ga-As tartományban méréseink előtt igen hiányos volt. Egyes magoknál 1,2 MeV-ig több mint 40 nívó van és ebből mindössze 2-3 nívóra volt egyértelmű spin-paritás adat.

A program célja nem csupán magadatok szerzése, hanem a vizsgált

atommagok szerkezetének teljeskörű leírása magelméleti számításokkal.

Az elméleti számítások indokai:

a) A Zágrábi Egyetem elméleti fizikai kutatócsoportja kifejlesztett egy világszínvonalon álló számítógép programot a páratlan–páratlan atommagok leírására a kölcsönható bozon modell keretében. E programot az osztály munkatársai korábban adaptálták a debreceni számítógépekre. A számítógép program lehetőséget ad mind a páros–páros, mind a páratlan tömegszámú és páratlan–páratlan atommagok leírására bármilyen $A > 60$ magtartományban (gömbyszerű, átmeneti, deformált).

b) Ha a program paramétereit illesztjük a zömében általunk mért adatokhoz, lehetőség nyílik számos, eddig még kísérletileg meg nem határozott magadat megjósására (pl. magnyomatékok, élettidők).

c) Az elméleti analízis alapján lehetőség adódik a magszerkezetet meghatározó kölcsönhatások szerepének, erősségének, jellegének tisztázására.

A program keretében a páratlan–páratlan ^{70}As és az egyszer páratlan ^{73}As atommagok szerkezetének kutatásával foglalkoztam. Célom ezen atommagok alacsonyenergiás szerkezetének feltárása volt.

A ^{70}As atommag szerkezetére vonatkozó korábban megjelent munkák listáját, a használt reakciókat, elvégzett kísérleteket, meghatározott adatokat és elméleti számításokat az I. táblázat tartalmazza. Ugyanezek a ^{73}As magra vonatkozóan a II. táblázatban találhatóak.

Az irodalomból megállapítható, hogy mindkét atommag nívósémája gyengén ismert és az elméleti számítások is hiányosak. A ^{70}As esetében 1 MeV gerjesztési energia alatt 27 magállapotot ad meg az NDS összefoglaló értékelés [5], melyek közül csak háromnak van egyértelműen meghatározott spin–paritás értéke. Belső konverziós együttható mérést még senki sem vég-

1. *ábra.* Az MTA ATOMKI Magspektroszkópai Osztályán a 3004. számú OTKA program keretében tanulmányozott atommagok. Z : rendszám, N : neutrons szám. A folytonos keretben levő magokat kísérletileg is vizsgáltuk, a szaggatott keretben levőkre pedig elméleti számításokat végeztünk. A stabil izotópokat vastag vonallal aláhúztuk.

zett. Az egyszerű γ , $\gamma\gamma$ -koincidencia, gerjesztési függvény és szögeloszlás mérések zömét ma már elavultnak számító technikával végezték a 70-es években. A ^{73}As esetében is hasonló a helyzet. Belső konverziós együttható mérést itt sem végeztek, valamint $(p,n\gamma)$ reakcióból $\gamma\gamma$ -koincidencia mérést sem. Az egyértelműen meghatározott spin-paritás értékek száma öt volt 1500 keV alatt [15].

Vizsgálataim során a $^{70,73}\text{As}$ atommagokat $(p,n\gamma)$ reakcióban gerjesztettem. Ezeknél a reakcióknál a magba bevitt impulzusnyomaték kicsi, így különösen alkalmas a kisspinű alacsonyenergiájú állapotok vizsgálatára. A kísérleteket az ATOMKI ciklotronán és Van de Graaff generátorán végeztem. A mérésekhez jó energiafelbontású, nagy hatásfokú HPGe γ -spektrométereket

(esetenként Compton–pajzzsal) és szupravezető mágneses lencse plusz Si(Li) elektronspektrométert használtam.

γ , $\gamma\gamma$ -koincidencia, konverzióelektron spektrum, γ szögeloszlás és relatív nívóhatáskeresztmetszet méréseket végeztem különböző bombázó nyaláb energiákon. A mért mennyiségekből új nívósémát építettem fel, majd meghatároztam a nívók spinjét, paritását, valamint az átmenetek multipolaritását, elágazási és keveredési arányait.

A ^{70}As atommag kísérleti adatainak elméleti értelmezését a parabolaszabály és a kölcsönható bozon–fermion–fermion modell (IBFFM) segítségével végeztük. Az egyszer páratlan ^{73}As esetén az IBFM-t alkalmaztuk. A kísérletileg vizsgált $^{70,73}\text{As}$ magra és ezek páros–páros Ge és egyszer páratlan As szomszédaira számoltuk a magállapotok hullámfüggvényét, átmeneti valószínűségeket, elektromos és mágneses nyomatékokat. A kísérleti és elméleti eredmények összevetéséből meghatároztuk az alacsonyan fekvő állapotok szerkezetét (a hullámfüggvény főkomponensét). A ^{73}As atommagra nyert új kísérleti eredmények, a természetben nagyon ritka, magfizikai értelemben vett szuperszimmetria létének ellenőrzését tette lehetővé.

A munkám során használt kísérleti módszereket és berendezéseket a 2. fejezetben írtam le. A kísérleti eredményeket a 3. fejezet tartalmazza, míg ezek elméleti értelmezése a 4. fejezetben található. Az utolsó fejezetben összefoglaltam a kutatásaim során végzett kísérleteket, az elért eredményeket. Az 1995-ös év első felében lehetőségem volt öt hónapot a Padovai Egyetemen és a Legnaro-i Nemzeti Laboratóriumbanban dolgoznom, EMSPS (European Mobility Scheme for Physics Students) ösztöndíjjal. Az ott végzett munkámat a függelékben ismertetem, dióhéjban.

2 Kísérleti módszerek és berendezések

2.1 Magreakciók, gyorsítók, céltárgyak

A ^{70}As és ^{73}As atommagokat (p,n) reakcióban gerjesztettük. A (p,n) reakcióra jellemző, hogy viszonylag kicsi a magba bevitt impulzusnyomaték. Mivel a páros–páros magok alapállapotú impulzusnyomatéka (spinje) 0, főként a kis spinű ^{70}As állapotok gerjesztődnek. Az egyszer páratlan ^{73}Ge céltárgy alapállapotú spinje $9/2$ s ezért a ^{73}As legerősebben gerjesztett állapotainak viszonylag magas a spinje. Ez a tény megnehezíti a spinmeghatározást a kisspinű állapotok esetén.

A proton nyalábot az ATOMKI 103 cm átmérőjű izokron ciklotrona [16] valamint 3 MeV alatti energiákon az 5 MV névleges feszültségű Van de Graaff generátora szolgáltatta. A ciklotron számunkra legfontosabb paraméterei [17]: a gyorsítható protonok energiája 3–20 MeV, energiastabilitása 0,3 %. Ugyanezek a paraméterek a VdG gyorsítóra [18]: 0,5–4,8 MeV protonenergia és 1 keV-nél jobb energiastabilitás.

A $^{70,73}\text{Ge}$ céltárgyakat elektronbombázásos párologtatással készítettük. A párologtatások 40 μg vastag szén hátlapra történtek. Egyetlen kivétel a ^{70}As szögeloszlásmérésben használt céltárgy volt, ahol a pontosabb mérés érdekében 2 mm széles céltárgyat használtunk, ezt 0,34 mg/cm^2 vastag mylar fóliára párologtattuk. A céltárgyak 0,3–0,8 mg/cm^2 vastagságúak voltak. A γ -sugárzások azonosítását megkönnyítendő a többi stabil Ge izotópból is készültek dúsított céltárgyak.

A különböző céltárgyak izotópösszetételét és a megfelelő (p,n) reakciók reakcióenergiáját a III. táblázat tartalmazza.

III. táblázat. A dúsított Ge céltárgyak izotópösszetétele és a ${}^A\text{Ge}(p,n){}^A\text{As}$ reakciók reakcióenergiája.

	Céltárgy	Izotópok				
		${}^{70}\text{Ge}$	${}^{72}\text{Ge}$	${}^{73}\text{Ge}$	${}^{74}\text{Ge}$	${}^{76}\text{Ge}$
Izotóp- összetétel ^a) (%)	${}^{70}\text{Ge}$	97.10	1.18	0.27	1.20	0.25
	${}^{72}\text{Ge}$	0.29	98.20	0.29	1.04	0.18
	${}^{73}\text{Ge}$	3.14	4.91	81.60	9.12	1.23
	${}^{74}\text{Ge}$	0.22	0.38	0.15	99.10	0.15
	${}^{76}\text{Ge}$	0.92	1.66	0.51	2.31	94.60
$Q_{(p,n)}$, (MeV) [19]		-7.00	-5.14	-1.12	-3.34	-1.71

^a) A szállító cég (Techsnabexport, Moszkva) műbizonylatai alapján.

A teljes nívósémához vezető út első lépése a céltárgyból jövő γ sugárzások azonosítása és a sémaépítés.

2.2 γ spektrométerek. A γ sugárzások azonosítása. Sémaépítés

A ${}^{70}\text{Ge}$ -ban dúsított céltárgyból, protonnal való bombázáskor, a ${}^{70}\text{As}$ vonalain kívül sok más, szennyező γ és röntgen sugárzást is detektálunk. Ilyenek az egyes arzén izotópok vonalai (a Ge céltárgy nem 100%-os dúsítása miatt), a germánium izotópok vonalai (p,p') reakcióból és β bomlásból, valamint a céltárgy közelében levő egyéb anyagokból (tantál, ólom, alumínium, vas stb.) jövő γ és röntgen sugárzás, szobaháttér stb. A vonalazonosítás érdekében γ spektrumokat vettünk fel p+ ${}^{70,72,73,74,76}\text{Ge}$ reakciónál különböző izotópösszetételű dúsított céltárgyakat használva. Besugárzás után a bomlásból származó γ spektrumokat is megvizsgáltuk. A ${}^{70}\text{Ge}$ (p,p') reakcióból származó vonalainak azonosítása céljából a céltárgyat $E_p \simeq Q_{(p,n)}$ energiájú protonnyalábbal bombáztuk.

A ${}^{73}\text{As}$ esetén viszonylag egyszerűbb a helyzet, az alacsony bombázó

energia miatt a többi As atommag nem gerjesztődik (p,n) reakcióból. Ekkor a legerősebb szennyező vonalak $^{73}\text{Ge}(p,p')^{73}\text{Ge}$ és $^{73}\text{Ge}(p,\gamma)^{74}\text{As}$ reakciókból származnak.

A vizsgált magokhoz tartozó γ sugárzások azonosítása mindezek után sem lehet teljes, ugyanis a dublett, triplett stb. vonalakat az egyszerű γ mérés adott felbontása miatt nem lehet megkülönböztetni. Ez koincidenciaméréssel lehetséges, mivel az azonos vagy közel azonos energiájú γ sugárzások általában különböző koincidenciakapcsolatokkal rendelkeznek.

Sémaépítéshez a legnagyobb segítséget a koincidenciamérés adja. Ehhez előbb az egyedi koincidenciaeseményekből a szimmetrizált koincidencia mátrixot kellett előállítani, ebből az egyik tengelyre vett projekciót, majd a mátrixot szeletelve a kapu (gate) spektrumokat. Ez utóbbiakból egyszerűen meghatározhatók a koincidenciakapcsolatok. A koincidenciakapcsolatokat vizsgálva felépíthető a nívóséma. Nehezíti a dolgot a hosszú élettartamú állapotok léte. A sémaépítést [20] elősegíti, illetve ellenőrzi:

- az elvégzett küszöbenergiamérés,
- a különböző energiákon meghatározott γ elágazási arány,
- energiamérleg (energiaillés),
- intenzitásmérleg,
- koincidenciaintenzitások stb.

A méréseket a magspektroszkópai osztály nyalábcatornáin végeztük (2. ábra). Az egyszerű γ mérésekhez egy 25 %-os és, egy Compton elnyomásos 20 %-os koaxiális Ge(HP) detektort használtunk. A hatásfokértékek a $7,5\text{ cm} \times 7,5\text{ cm}$ -es hengeres NaI(Tl) detektorhoz viszonyítva értendők, $E_\gamma = 1332,5\text{ keV}$ energiánál. A γ sugárzások pontos energiáit $\theta = 90^\circ$ -os mérésben határoztuk meg (θ a nyalábirányhoz viszonyított detektálási szög),

2. *ábra.* A mérések során használt magspektroszkópai nyalábsatornák.

3. *ábra.* A négydetektoros koincidenca mérés során használt elektronika blokksémája. Jelölések: Ge a detektor, PA előerősítő, A erősítő, TFA időzítő erősítő, CFD állandó arányú diszkriminátor, CO. UNIT koincidenca egység, GG kapujel generátor, ADC analóg–digitál átalakító, PC személyi számítógép.

ilyenkor a Doppler–eltolódás miatt csúcseltolódás nincs, csak csúcskiszélesedés. Az intenzitásmeghatározás $\theta = 125^\circ$ -nál történt, ekkor a szögeloszlásból származó hiba minimális ($P_2(\cos \theta) = 1$, lásd később a szögeloszlásmérésnél). A γ sugárzások pontos energiájának és (relatív)intenzitáshoz szükséges detektor hatásfok meghatározásához ^{133}Ba , ^{152}Eu és ^{207}Bi etalon források [21] γ és röntgen vonalait használtuk.

A ^{70}As koincidienciamérésénél a két Ge(HP) detektor 125° illetve 235° -os szögben volt elhelyezve a nyalábirányhoz viszonyítva (2B. ábra). A ^{73}As esetén négy Ge(HP) detektorral mértünk. Az ATOMKI-ban ez volt az első ilyen jellegű négy detektoros mérés. A használt elektronika blokksémája a 3. ábrán látható.

A nívóséma felépítése után meg kellett határoznunk a nívók paritását és spinjét.

2.3 Paritás meghatározás

A paritás többféleképpen is meghatározható. Mi a belső konverziós elektronmérésből vezettük le. A módszer lényege [22, 23] a következő:

Az atommag legerjesztődése két állapot között nem csak γ sugárzás kibocsátással történhet, bizonyos valószínűséggel elektronkibocsátás is lehetséges (belső konverziós elektron). Ezek az elektronhéjakról lökődnek ki $E = E_\gamma - E_{köt}$ kinetikus energiával. Az elektronkibocsátási valószínűséget a belső konverziós együtthatóval jellemezhetjük, definíciója:

$$\alpha = \frac{I_{e^-}}{I_\gamma} \quad (1)$$

ahol I az intenzitás. A konverziós együttható több tagból tevődik össze:

$$\alpha = \alpha_K + \alpha_L + \alpha_M + \dots \quad (2)$$

ahol α_K annak felel meg, hogy az elektron a K héjról származik, stb. A belső konverziós együttható erősen függ az átmenet energiájától (E növekedésével csökken), a mag rendszámától (Z növekedésével nő), a héjtól, melyről az elektron kilökődik (a héj sugarának növekedésével csökken), a konverzióval versengő γ sugárzás jellegétől (τ -mágneses vagy elektromos) és multipolaritásától (a γ multipolaritással nő) [23]. Mivel $\alpha_K > \alpha_L > \alpha_M$, kísérletileg általában α_K meghatározása a legegyszerűbb. Ugyanakkor a belső konverziós együtthatók elméleti értékei is ismeretesek [24]. Összehasonlítva a kísérleti és az elméleti értéket, általában meghatározható a γ sugárzás mágneses vagy elektromos mivolta (τ) és az általa elvitt impulzusnyomaték (L). Ha az átmenethez tartozó két állapot közül egyik paritása és spinje ismert, figyelembe véve a paritás és impulzusmomentum megmaradás elvét valamint a γ sugárzás tulajdonságait, meghatározható a másik állapot paritása, és a spinjére bizonyos korlátokat kapunk.

Az alábbi IV. táblázat összefoglalja a legfontosabb γ átmeneteket $|\Delta J|$ néhány értéke mellett, a kezdeti és végállapot megegyező illetve különböző paritásai esetén [25].

IV. *táblázat.* A megmaradási tételekből következő kiválasztási szabályok az elektromágneses sugárzásra.

Az impulzusnyomaték változása $ \Delta J $	A paritás változása a kezdeti és végállapot között	
	$\Delta\pi = -1$	$\Delta\pi = +1$
0(0 \rightarrow 0)	tiltott	tiltott
0(1/2 \rightarrow 1/2)	E1	M1
0($J \rightarrow J$)	E1(M2)	M1(E2)
1	E1(M2)	M1(E2)
2	M2(E3)	E2(M3)
3	E3(M4)	M3(E4)

A zárójelbe tett kifejezés jelzi, hogy milyen hozzákeveredés lehet az uralkodó sugárzáshoz.

A konverziós együttható meghatározásához azonos bombázó nyaláb energián kell mérnünk a γ és az elektron sugárzás intenzitását. Az elektronspektrumokat az ATOMKI-ban megépített szupravezető mágneses lencse plusz Si(Li) típusú spektrométerrel (SMLS) [26, 27, 28] vettük fel (2E. ábra). A detektorok és a céltárgy közé helyezett γ és pozitron abszorbensek a háttér csökkentését szolgálják. Ugyanakkor miattuk csak azon energiájú elektronok jutnak el a detektorokba amelyek energiája egy, a mágneses térerősség által meghatározott energiaintervalumba esik. Ezért a mágneses teret separtetni kell. Ugyancsak a háttér csökkentjük azáltal, hogy elektronikusan kizárjuk azon eseményeket, amikor a detektort egy nem az áteresztési intervalumba eső energiájú elektron éri (pl. szekunder elektronok). Egy harmadik, általam is használt háttércsökkentési módszer az elektron–bombázónyaláb koincidencia mérés. Ezáltal a β bomlás (pl. $^{72}\text{As} \rightarrow e^+ + ^{72}\text{Ge}$) utáni elektronok (a ^{72}Ge -nak van egy erős E0 vonala) egy része kiszűrhető. A SMLS transzmis-

sziója a két detektorra 10 %. Az α_K értékek meghatározásánál megbecsültük az elektronok szögeloszlásának hatását is. Ehhez ismernünk kell a hozzá tartozó γ sugárzás szögeloszlását, a normált-irány-részecske paramétereit (normalized directional particle parameters) [29] és a véges térszög korrekciós együtthatókat [28]. Az elektronspektrométer hatásfokgörbéjét ^{133}Ba és ^{152}Eu [21] források segítségével határoztuk meg. Ez általában jól egyezett a számolt $B\rho = \sqrt{(E_e/m_0c^2 + 1)^2 - 1}$ értékkel. Mivel relatív intenzitásokat mértünk, az α_K mérés eredményét normálnunk kellett a már előzőleg ismert α_K -jú átmenetekre. Egy másik lehetséges módszer, hogy az α_K/α_L arányt határozzuk meg, ami ugyancsak függ az átmenet jellegétől és multipolaritásától, de csak gyengén.

2.4 Spinmeghatározás

Mint láttuk a konverziós elektronmérés eredménye a nívók lehetséges spinértékeinek tartományát szűkíti. A nívóséma bomlási tulajdonságai ugyancsak. Ennél szelektívebb spinmeghatározást tesz lehetővé az általunk is elvégzett szögeloszlásmérés és Hauser–Feshbach analízis módszerek.

2.4.1 Szögeloszlás vizsgálata

A magreakcióban létrejövő gerjesztett mag számára a bombázó részecske iránya (és az erre merőleges irány) kitüntetett irányt képez. Ehhez képest a spinbeállítás különböző valószínűségű, ezért a γ sugárzás intenzitása általában szögfüggést mutat [30, 20, 31]. Ez elméletileg a következő összefüggéssel írható le:

$$W(\theta) = \sum_k \rho_k(J_i) \frac{F_k(L, L, J_f, J_i) + 2\delta F_k(L, L', J_f, J_i) + \delta^2 F_k(L', L', J_f, J_i)}{1 + \delta^2} \times P_k(\cos \theta) \quad (3)$$

ahol J_i , J_f a kezdeti illetve a végállapot spinje, L és L' a két versengő γ sugárzás multipolaritása, δ a multipól keveredési arány: $\delta^2 = L'$ intenzitása/ L intenzitása, $k_{max} \leq 2 \cdot \min[J_i, \max(L, L')]$ (esetünkben $k = 0, 2, 4$ kellett figyelembe venni). Tehát egy γ sugárzás szögeloszlása

$$W(\theta) = 1 + a_2 P_2(\cos \theta) + a_4 P_4(\cos \theta) \quad (4)$$

alakba írható.

Vagyis amennyiben ismerjük pl. a végállapot J_f spinjét, az L és L' multipolaritásokat, és a δ multipól keveredési arányt (ennek körülbelüli értékét), a kísérleti és elméleti szögeloszlás összehasonlításából meghatározható a kezdeti állapot J_i spinje.

Ha egy adott állapot csak direkt reakcióban (nincs γ rácsorgás) jön létre, $\rho_k(J_i) = \alpha_k(J_i) B_k(J_i)$ alakba írható, ahol α_k az úgynevezett gyengülési együttható.

A közbenső mag modell alapján működő CINDY számítógépprogram [32] segítségével kiszámoltuk az elméleti a_2 és a_4 paramétereket $\delta = 0$ és $\delta = \infty$ keveredés esetében. B_k és F_k táblázatokban megtalálható [30]. $\alpha_k(J_i) = a_k(\delta = 0)/B_k F_k(\delta = 0) = a_k(\delta = \infty)/B_k F_k(\delta = \infty)$. Ha γ rácsorgás is van, az α_k gyengülési együttható meghatározása kissé bonyolultabb [31].

A szögeloszlásmérésből kapott adatokat az ANDIST programmal [31] dolgoztuk fel. Ez a program egyrészt a mért primér adatokból meghatározza a kísérleti a_2 és a_4 értékeket, másrészt kiszámolja az elméleti szögeloszlást különböző δ keveredési arányokra (az α_K gyengülési együttható bemenő adatként szerepel). Ezután meghatározza a különböző szögeknél adott kísérleti és elméleti szögeloszlások különbségének négyzetösszegét, ez az ú.n. χ^2 érték. χ^2 -et a δ multipól keveredési arány függvényében ábrázoltuk. Az ábra segítségével következtetések vonhatók le a kezdeti állapot spinjére és a multipól

keveredési arány értékére vonatkozóan.

2.4.2 Hauser–Feshbach analízis

A magállapotok energiájuktól és spinjüktől (és paritásuktól) függően különböző mértékben gerjesztődnek a magreakció során [33]. A kísérleti és elméleti reakcióhatáskeresztmetszetet összehasonlítva meghatározható a nívó spinje. A kísérleti relatív gerjesztés a nívóra rámenő illetve lejövő intenzitások különbsége: $\sigma_{kis} = I(ról) - I(rá)$. Ehhez természetesen a séma teljes ismerete szükséges. Az elméleti értékeket a statisztikus közbensőmag modell [34] alapján működő CINDY program [32] segítségével számoltuk. Az optikai potenciál valós részét Wood–Saxon alakfaktorúnak tekintettük, az imaginárius részt pedig ennek deriváltja (felületi abszorpció). A Moldauer korrekciót is tekintetbe vettük [32]. A ^{70}As atommag esetén a neutron csatornákon kívül az összes ismert (p,p') csatornát is figyelembe vettük 4.5 MeV energiáig. A ^{73}As esetében nem csak a (p,p') reakciót hanem a nagy hatáskeresztmetszetű (p, γ) reakciócsatornákat is tekintetbe kellett venni.

2.5 Adatfeldolgozás

A mérések során a spektrumokat 4096 vagy 8192 csatornában vettük fel. Az egy-, illetve kétdimenziós spektrumokat DOS és UNIX operációs rendszerű számítógépeken dolgoztuk fel. Az egydimenziós spektrumok analíziséhez általában a FORGAMMA [35] programot használtuk.

3 Kísérleti eredmények

3.1 A ^{70}As atommagra vonatkozó kísérleti eredmények

A ^{70}As atommagot $^{70}\text{Ge}(p,n\gamma)$ reakcióban vizsgáltuk. A bombázó nyaláb energiáját 7,59–8,7 MeV, intenzitását 3–400 nA között változtattuk. Egyszerű γ spektrumokat 7,59, 7,75, 7,89 és 8,23 MeV protonenergiáknál vettünk fel (lásd a 4. ábra felső részét). A $\gamma\gamma$ -koincidenciamérés $E_p = 8,5$ MeV-en történt, melynek során kb. 16 millió esemény gyűlt össze. A koincidenciaablak szélessége 60 ns, félértékszélessége 15 ns volt. Az 5. ábrán négy darab gate (kapu) spektrum látható. A $^{70}\text{Ge}(p,n\gamma)^{70}\text{As}$ reakcióhoz azonosított γ sugárzások energiája, intenzitása valamint koincidenciakapcsolatai az V. táblázatban vannak megadva. A szögeloszlásmérést $E_p = 8,2$ MeV energián $\theta = 90^\circ, 109,5^\circ, 118,1^\circ, 125,3^\circ, 131,8^\circ$ -os szögekben végeztük. Egy ellenőrző mérésre is sor került $\theta = 103,6^\circ, 114,1^\circ, 121,8^\circ, 128,6^\circ, 135,0^\circ$ -nál. A véges térszög korrekciós együtthatók [31, 36] értékei: $Q_2 = 0,995$ és $Q_4 = 0,987$. A számításokhoz használt optikai potenciál paramétereket a VII. táblázat tartalmazza. A számításnál csak olyan kezdeti állapotot vettünk figyelembe, amelynek paritása megfelel a konverziós elektron mérés eredményének, spinje pedig a végállapotétól legfeljebb két egységben különbözik. A γ rácsorgást is figyelembe vettük [30, 31], bár mint számításaink mutatták az általa okozott változás általában kicsi volt. Néhány γ sugárzás χ^2 tesztjét a 6. ábrán láthatjuk. A γ szögeloszlásmérés eredményét a VI. táblázat tartalmazza. A keveredési arány (δ) hibája $\chi^2 = \chi^2 + 1$ értéknek felel meg [31]. Az elvégzett γ méréseknél a detektorok feloldása 2,0–2,2 keV volt az 1332,5 keV-es ^{60}Co vonalra, a Compton-háttér csökkentés 1:3.

4. *ábra.* A $^{70}\text{Ge}(p,n\gamma)^{70}\text{As}$ reakció tipikus γ és konverziós–elektron spektruma. Az N_γ és N_e - beütésszám skálák a spektrumok első részére érvényesek. Csak a legerősebb ^{70}As vonalak energiáit adjuk meg. K, L, M a megfelelő konverziós–elektron vonalat jelöli.

A konverziós elektronok spektrumát a γ sugárzással együtt mértük 8,1 és 8,7 MeV bombázó proton energiáknál. Normáláshoz a ^{70}Ge 176,17 keV-es tiszta E2 [5] vonalának elméleti α_K értékét [24] használtuk. Egy harmadik mérést $E_p = 8,23$ MeV-nél végeztünk. Ekkor az elektronspektrumot a nyalábbal koincidenciában mértük, és a ^{70}As előzőleg meghatározott M1 multipolaritású 244,10 keV-es vonalára normáltunk. A három mérésből meghatározott belső konverziós együtthatók hibán belül egyeztek. Az elektronok szögeloszlásából adódó hiba általában sokkal kisebb volt a statisztikus hibánál. A kapott belső konverziós együttható értékek (ICC) és a meghatározott illetve már előzőleg ismert multipolaritások az V. táblázatban vannak

5. *ábra.* Néhány kiválasztott $\gamma\gamma$ -koincidencia spektrum, háttérlevonás után. Az $N_{\gamma\gamma}$ beütésszámskálák a spektrumok első részére érvényesek. A csúcsok mellett a γ -vonal energiáját tüntettük fel keV-ben.

6. *ábra.* Néhány ^{70}As átmenet redukált χ^2 próbája $\arctan \delta$ függvényében, ahol δ^2 az átmenet E2/M1 vagy M2/E1 intenzitásaránya. A görbék mellett feltüntettük a hozzátartozó, számítások során feltételezett spin-paritás értékeket. Az összes rendelkezésre álló adat alapján elfogadott értéket bekarikáztuk. A szaggatott vonal a redukált χ^2 érték 0,1 %-os konfidencia szintjét jelzi.

feltüntetve. Az elméleti és kísérleti α_K -k a 7. ábrán láthatók. Az elektronmérések során a legvékonyabb céltárgyakat használtuk, hogy a bennük fellépő energiaveszteség minél kisebb legyen. Az elektronspektrométer energiafeloldása $\simeq 2,7$ keV volt 967 keV -nél.

7. ábra. Tiszta M1, M2, E1, E2 ^{70}As átmenetek elméleti konverziós együtthatói (görbék) és a kísérleti értékek (pontok hibával megadva) a γ sugárzás energiájának függvényében.

A γ és $\gamma\gamma$ mérések eredményeként felépített ^{70}As nívóséma 1 MeV-es gerjesztettség alatt közel teljesnek tekinthető. Ezért az egyes állapotok relatív hatáskeresztmetszete az átmenetek intenzitásából számítható. A σ_{LEV} elméleti számításához használt optikai potenciál paramétereket proton esetén [37, 38], neutronra pedig [37, 39] közleményekből vettük. Egyetlen kivétel a valós diffuzitási paraméter protonok esetén, melynek értékét csökkentettük annak érdekében, hogy jobban figyelembe vegye a Coulomb gát magassá-

gát. Erre azért volt szükség mert a bombázó protonnyaláb energiája közel volt a Coulomb gát magasságához. A használt optikai potenciál paraméter értékeit a VII. táblázat tartalmazza.

VII. *táblázat.* A Hauser–Feshbach analízisnél és a γ szögeloszlásnál használt optikai potenciál paraméterek. A V , W és V_{so} potenciálok MeV-ben, az r sugár és a diffuzitás fm-ben van megadva.

	V	W	V_{so}	r_{re}	r_{im}	a_{re}	a_{im}	Hiv.
p+ ⁷⁰ Ge	58.72-0.55 <i>E</i>	11.5	7.5	1.25	1.25	0.45	0.47	[38]
n+ ⁷⁰ As	47.01-0.267 <i>E</i> - -0.0018 <i>E</i> ²	9.52- -0.053 <i>E</i>	6.2	1.29	1.25	0.66	0.48	[39]

Az elméleti és kísérleti hatáskeresztmetszetek összenormálását a pozitív paritású nívók esetén a 235 keV-es 1⁺ [1] állapotra végeztük. A kísérleti és elméleti értékek jobb egyezése érdekében a negatív paritású nívókat a 383 keV-es 2⁻-ra normáltuk. A kapott eredményeket négy különböző bombázó nyaláb energián a 8. ábra mutatja.

3.1.1 A ⁷⁰As atommag nívósémája

A sémát főként a $\gamma\gamma$ -koincidenciamérés alapján építettük fel, de az energia- és intenzitásmérleget, a γ sugárzások gerjesztési függvényét stb. is figyelembe vettük. A javasolt energiaséma alsó része a 9. ábrán, felső része a 10. ábrán látható. A meghatározott γ elágazási arányok nagy része új, a többi pedig jó egyezést mutat Ten Brink és munkatársai (p,n) reakcióból illetve β bomlásból származó adataival [1, 2].

A nívók spinjét és paritását a bomlási sajátságokból, a mért belső konverziós együtthatókból, Hauser–Feshbach analízisből és a γ szögeloszlásmérés eredményéből határoztuk meg. Természetesen figyelembe vettük az irodalomban meglevő adatokat [1, 2, 3, 4, 5] is, főleg a ⁷⁰Se β^+ bomlásából a log *ft*

8. *ábra.* A $^{70}\text{Ge}(p,n\gamma)^{70}\text{As}$ reakció nívóinak relatív kísérleti hatáskeresztmetszetei (pontok hibával feltüntetve) a ^{70}As nívóenergiáinak függvényében. A görbék az elméleti Hauser–Feshbach számítások eredményét mutatják. N normálási pontot jelöl.

értékek [1] jelentettek nagy segítséget. A spinhozzárendelést mutatja a VIII. táblázat.

A ^{70}As általunk javasolt nívósémája jól egyezik Ten Brink és munkatársaiéval, akik ugyancsak $(p,n\gamma)$ reakcióban vizsgálták [2], de nem mond ellen a β^+ bomlásból [1] vagy más reakciókból meghatározott sémáknak [3, 4] sem. A legfontosabb eltérések a következők:

-az általunk javasolt nívóséma 16 új nívót, 60 új γ átmenetet, 27 új multipolaritást és sok új spin–paritás értéket tartalmaz a legutóbbi, 1993-as összefoglaló értékeléshez [5] viszonyítva.

-Ten Brink és munkatársai nívósémája egy kérdőjeles 39,4 keV-es nívót tartalmaz [2], amit egy 344 keV-es átmenet táplál. Véleményünk szerint a γ spektrumban a 39,4 keV-nek megfelelő csúcs a 49 keV-es sugárzás K röntgen emissziós csúcsa. Ezt az energiája és intenzitása is alátámasztja [42]. A koincidenciamérés alapján a 344 keV-es átmenetet máshová helyeztük el a sémában.

-Ten Brink és munkatársai szerint [2] a 626 keV-es állapot 458,5 keV-es átmenettel bomlik. Méréseink szerint a 458 keV-es sugárzás dublett. Az erősebb komponens a 81,5 keV-es nívót táplálja, a gyengébb a 166,7 keV-est. A 626,0 és 625,0 keV-es állapotok [2] helyett mi csak egyet javasolunk, 625,2 keV energiával.

Az általunk meghatározott spin és paritás értékek jó egyezésben vannak az előzőleg $\log ft$ [1], szögeloszlás [3, 4] és lineáris polarizációs mérésekből [4] adódókkal. Viszont a mi J^π értékeink több esetben is különböznek Ten Brink és munkatársai [2] Hauser–Feshbach analízisből adódó eredményeitől. Ennek fő oka, hogy az ő számításaik más nívósémán alapultak.

9. *ábra.* A ^{70}As atommag $(p,n\gamma)$ reakcióból meghatározott nívósémájának alacsony gerjesztési energiájú része. A γ átmeneteket jelölő nyílak végeire tett pontok az általunk mért $\gamma\gamma$ -koincidencia kapcsolatokat jelölik. Az átmenetek energiája után multipolaritásukat, a γ elágazási arányokat és hibáit tüntettük fel. D és Q jelentése: dipól illetve kvadrupól átmenet.

10. *ábra.* A ^{70}As atommag $(p,n\gamma)$ reakcióból meghatározott nívósémájának magasabb gerjesztési energiájú része. Az ábra bal oldalán az NDS legutolsó kompilációjának [5] eredményét tüntettük fel; ez a nehézionreakciókban gerjesztett nagyspinű állapotokat is tartalmazza.

3.2 A ^{73}As atommagra vonatkozó kísérleti eredmények

A ^{73}As atommagot $(p,n\gamma)$ reakcióban vizsgáltuk 1,92, 2,27, 2,45, 2,75 és 4,0 MeV bombázó proton energián. A nyalábintenzitás értéke 0,1–1 μA közötti volt. A 11. ábra felső részén egy egyszerű γ spektrumot ábráztunk. A 4 MeV-en végzett $\gamma\gamma$ koincidenciamérés során kb. 30 millió esemény gyűlt össze. 50 ns széles időablakkal dolgoztunk. A viszonylag magas proton energia lehetővé tette, hogy 1,5 MeV gerjesztési energiáig a nívókat felülről jövő átmenetekből is lássuk.

11. *ábra.* A $^{73}\text{Ge}(p,n\gamma)^{73}\text{As}$ reakció tipikus γ és konverziós–elektron spektruma. Csak a legerősebb ^{73}As vonalak energiáit adjuk meg. K, L, M a megfelelő konverziós–elektron vonalat jelöli.

A konverziós elektronspektrumot 4 MeV bombázó energián mértük. A konverziós együtthatók normálását a ^{74}As 271,67 keV-es feszített E2 átmenetének [43] elméleti értékére [24] végeztük. A 11. ábra alsó részére egy

elektronspektrumot rajzoltunk fel.

A IX. táblázat a $^{73}\text{Ge}(p,n\gamma)$ reakcióhoz azonosított γ sugárzások energiáját, intenzitását, koincidencia kapcsolatait, a belső konverziós együtthatókat és az általunk meghatározott illetve az irodalomból ismert multipolaritásokat tartalmazza. Csak a 2,75 MeV-es mérésben is látott γ átmenetek koincidenziakapcsolatait tüntettük fel.

A γ és $\gamma\gamma$ mérések eredményeként felépített ^{73}As nívóséma 1,4 MeV-es gerjesztési energiáig teljesnek tekinthető, s ezáltal Hauser–Feshbach analízis végzésére nyílt lehetőség. 1,92, 2,27 és 2,75 MeV bombázó proton energián végeztünk Hauser–Feshbach analízist, és a 428 keV-es $9/2^+$ állapotra [15] normáltunk.

3.2.1 A ^{73}As atommag nívósémája

Az általunk felépített nívóséma alsó része a 12., felső része pedig a 13. ábrán látható. Az általunk megadott legnagyobb energiájú állapot 1344 keV-en van, fölötte egy kb. 150 keV-es nívómentes rész következik, a korábbi irodalommal egybehangzóan [15]. A feltüntetett elágazási arányok a különböző energiákon végzett mérésekből adódóak átlaga. A nívóenergiákat az összes γ sugárzás energiájára illesztettük, hibájuk minden esetben kisebb mint 0,2 keV. A γ sugárzások zömét koincidenzában felülről is megfogtuk a magas bombázó energiának köszönhetően.

Minden általunk észlelt nívót az irodalomban már legalább egyszer láttak [15]. Merwe és mts. [12] által (p,n) reakcióban neutron repülési időt mérve gyengén látott 628 és 674 keV-es állapotok nálunk nem léteznek. A 715 keV-nél $(^3\text{He},d)$ reakcióban látott nívó [9] nálunk ugyancsak hiányzik. Heits és mts. [14] szerint a 928,9 keV-es állapototról a 862 keV-es γ sugárzás

ered. A koincidencia mérésünk alapján ezt az átmenetet az 1178 keV-es nívó fölé helyeztük, s ezáltal a jelzett nívó is megszűnt. Az 1078 keV-es állapot a korábban javasoltakkal ellentétben [12, 8, 15] nem tűnik dublettnak. Ez a nívó minden bombázó energián gyengén gerjesztett. Ez ellentmond Merwe és mts. [12] direkt neutron mérésének. Schrader és mts. [8] $l_p=1+3$ transzfer impulzusnyomatékot mértek az 1073 ± 5 keV-es csúcsra, de a csúcsnak ^{71}As szennyezése is volt.

12. ábra. A ^{73}As atommag $(p,n\gamma)$ reakcióból meghatározott nívósémájának alacsony gerjesztési energiájú része. A γ átmeneteket jelölő nyílak végeire tett pontok az általunk mért $\gamma\gamma$ -koincidencia kapcsolatokat jelölik. Az átmenetek energiája után a γ elágazási arányokat és hibáját valamint a multipolaritást tüntettük fel.

13. *ábra.* A ^{73}As atommag $(p,n\gamma)$ reakcióból meghatározott nívósémájának magasabb gerjesztési energiájú része.

Az általunk meghatározott elágazási arányok jól egyeznek az irodalommal [15] az 1293,39 keV-es nivå kivételével, ahol egy korábban fel nem bontott dublettet sikerült szétválasztanunk a koincidenciamérés alapján.

A paritásokat az átmenetek multipolaritásából vezetük le, az alapállapot negatív paritásából kiindulva. Az ilyen módon meghatározott parítások vagy megegyeztek az irodalommal vagy újak voltak. Az egyetlen kivétel az 1218 keV-es állapot, ahol a korábbi értékkel ellentétben ($I(d,^3\text{He})=1$) [10] mi pozitív paritást adunk meg a konverziós együttható mérés alapján.

A nívók spinjét Hauser–Feshbach analízisből határoztuk meg. A kapott eredmények összhangban vannak a bomlási tulajdonságokkal, a mért konverziós együtthatókkal és a transzfer reakciós eredményekkel. Kettő kivételével minden spinérték az NDS kompillációban [15] megadott határok között van. Az 1302 és 1324 keV-es állapotok nálunk kissé jobban gerjesztettek mint ahogy azt Merwe és mts. [12] (p,n) reakciót követő direkt neutron méréséből kapták.

4 A kísérleti eredmények elméleti értelmezése

A ^{70}As és ^{73}As atommagok elméleti leírására mindeddig kevés próbálkozás történt, valószínűleg a kísérleti adatok hiányossága miatt.

A ^{70}As alacsony energiás állapotait részletesen csak Ten Brink és mts. [2] számolták. Kváziproton–kvázi-neutron modellt használtak Schiffer maradék kölcsönhatás figyelembevételével és kettős szenioritással. A magot szférikusnak tekintették és a fonon szabadsági fokokat elhanyagolták. Már az alapállapotot sem sikerült helyesen reprodukálniuk.

A ^{73}As mag esetén a legfontosabb elméleti számítások Toki és mts. [44] illetve Ten Brink és mts. [13] nevéhez fűződik. Toki és mts. részecske+rotor modellt használtak változó tehetetlenségi nyomatékú aszimmetrikus rotort feltételezve. Csak a pozitív paritású állapotok energiaspektrumát számolták ki. Ten Brink és mts. a ^{73}As leírására Alaga klaszter–vibrációs modelljét [45] használták. Három protonból álló klasztert csatoltak egy harmonikus vibrátorhoz. A maximális fononszám három volt. Mindkét számítás jól leírja az egyes paritásokhoz tartozó alsó 4–6 állapotot. Efölött azonban egyes számolt, illetve mért állapotoknak nincs megfelelője.

Az új kísérletileg kapott magadatok a korábbiaknál megbízhatóbb számításokat tesz lehetővé. A kétszer páratlan $^{70}_{33}\text{As}_{37}$ atommag tulajdonságait parabolaszabály és kölcsönható–bozon–fermion–fermion számítás alapján értelmeztük. Az egyszer páratlan $^{73}_{33}\text{As}_{40}$ magra kölcsönható–bozon–fermion valamint szuperszimmetria számítást végeztünk. Ez utóbbi azért volt indokolt, mivel a tartományban a korábbi munkák szerint szuperszimmetria teljesülése várható [46, 47].

4.1 A parabola szabály

A páratlan-páratlan atommagok nívósémája már kis gerjesztési energiákon is nagyon sűrű. A különböző állapotok azonosításához (tudván, hogy egy multipletten belül erős M1 átmenetek várhatók) és értelmezéséhez egy egyszerű és nagyon hasznos segítség az alább bemutatott parabola szabály, amit a klaszter vibrációs modellből vezettek le [48]. Ez az azonos multipletthez tartozó nívók felhasadását írja le. Akkor működik jól, ha az állapotok viszonylag tiszták, ami főként a zárt héjak közelében teljesül. Ugyanakkor bizonyos kvadrupól deformációt is feltételez.

Páratlan-páratlan magok esetén az állapotok energiája felírható mint:

$$E = \epsilon_{j_p} + \epsilon_{j_n} + \delta E(J) \quad (5)$$

ahol ϵ_{j_p} (ϵ_{j_n}) a j_p (j_n) teljes impulzusnyomatékú proton(neutron) egyrészezske-energiája, δE a proton-neutron maradék kölcsönhatás. Adott j_p és j_n esetén a nívó spinjének lehetséges értékei: $J = |j_p - j_n|, |j_p - j_n| + 1, \dots, j_p + j_n$. ϵ_{j_p} és ϵ_{j_n} a szomszédos, egyszer páratlan, magokból becsülhető, a Ga-As tartományra lásd a 14. és 15. ábrát. Maradék kölcsönhatásnak a proton és neutron közötti, magtörzsön keresztül ható kvadrupól (2^+) és dipól (spin-vibrációs 1^+) fononcserét feltételezünk.

A kvadrupól kölcsönhatás miatti energiafelhasadás:

$$\begin{aligned} \delta E_2(J) = & -\alpha_2 V \{ [J(J+1) - j_p(j_p+1) - j_n(j_n+1)]^2 + [J(J+1) - \\ & - j_p(j_p+1) - j_n(j_n+1)] \} / 2j_p(2j_p+2)2j_n(2j_n+2) + \alpha_2 V / 12 \end{aligned} \quad (6)$$

ahol $\alpha_2 = 15a_2^2/\hbar\omega_2$. $\hbar\omega_2$ a kvadrupólfonon energiája, a_2 a kölcsönhatás erőssége. $a_2 = \frac{1}{3}\sqrt{4\pi} \langle k \rangle [B(E2 : 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)_{vib}]^{1/2}/ZR_0^2$; $\langle k \rangle \simeq 40$ MeV.

$V = 1$ ha $|j_p\rangle$ és $|j_n\rangle$ egyaránt részecske vagy lyuk,

14. *ábra.* Az egyszer páratlan Ga és Zn atommagok alacsony energiájú állapotai és ezek konfigurációi (ha ismertek). Az adatok az NDS kompillációkból [49, 50, 51, 52] származnak.

15. *ábra.* Az egyszer páratlan Ge és As atommagok alacsony energiájú állapotai és ezek konfigurációi (ha ismertek). Az adatok az NDS kompillációkból [51, 52, 15, 53] és saját méréseiből származnak.

$V = -1$ ha az egyik részecske, a másik lyuk.

A részecske–spin vibrációból eredő kölcsönhatásból adódó energiateljesítmény:

$$\delta E_1(J) = \frac{-\alpha_1 \xi}{(2j_p + 2)(2j_n + 2)} [J(J + 1) - j_p(j_p + 1) - j_n(j_n + 1)] \quad (7)$$

ahol $\alpha = 4a_1^2/\hbar\omega_1$. $\hbar\omega_1$ a dipólfonon energiája, a_1 a kölcsönhatás erősségét jellemzi.

$$\xi = 1, \text{ ha } N = -1,$$

$$\xi = (2j_p + 2)(2j_n + 2)/2j_p 2j_n, \text{ ha } N = 1,$$

$$\xi = -(2j_p + 2)2j_p, \text{ ha } N = 0^-,$$

$$\xi = -(2j_n + 2)2j_n, \text{ ha } N = 0^+,$$

ahol $N = j_p - l_p + j_n - l_n$, a Nordheim szám (l -pályaimpulzusmomentum).

$$N = 0^-, \text{ ha } j_p - l_p = 1/2 \text{ és } j_n - l_n = -1/2.$$

$$N = 0^+, \text{ ha } j_p - l_p = -1/2 \text{ és } j_n - l_n = 1/2.$$

A parabolaszabály onnan kapta nevét, hogy az $E(J; j_n j_p)$ energia $J(J + 1)$ -ben kvadratikusan.

Ha a részecskék helyett kvázirészecskéket vezetünk be:

$$\alpha_2 = \alpha_2^{(0)} | (u_{j_p}^2 - v_{j_p}^2)(u_{j_n}^2 - v_{j_n}^2) | \quad (8)$$

ahol v_j^2 a betöltési valószínűség; $u_j^2 + v_j^2 = 1$. $\alpha_2^{(0)} = 382\beta_2^2/\hbar\omega_2$ MeV, β_2 a kvadrupól deformációs paraméter. $\hbar\omega_2$ megegyezik a magtörzset alkotó páros–páros mag 2_1^+ energiájával. A Ga–As tartomány páros–páros magjainak alacsony energiájú vibrációs állapotait a 16. ábrán tüntettük fel. v^2 szisztematikákból (lásd a 17. ábrát) vagy a BCS elméletből [62] számítható. $\alpha_1 \simeq \alpha_1^{(0)} 4u_{j_p} v_{j_p} u_{j_n} v_{j_n} \simeq 15/A$. Kvázirészecskék esetén a parabola szárainak irányát megadó V értéke ($V = +1$ esetén a parabola szárai lefele mutatnak):

$$V = \text{sign}\{(u_{j_p}^2 - v_{j_p}^2)(u_{j_n}^2 - v_{j_n}^2)\} \quad (9)$$

16. *ábra.* A Ga–As tartomány páros–páros Se, Ge és Zn atommagjainak 2_1^+ , 4_1^+ és 3_1^- állapotai a megfelelő NDS összefoglaló értékelések [54, 55, 56, 5, 57, 58, 59, 60] alapján.

17. *ábra.* Kísérleti kvázi-neutron energiák és betöltési valószínűségek az N neutronszám függvényében (pontok) és a BCS modell megfelelő elméleti eredményei (görbék) Fournier és munkatársai [61] alapján. Az ábrán feltüntettük a páratlan–páratlan Ga és As atommagok elméleti leírásánál használt paraméterértékeket is.

18. *ábra.* Az MTA ATOMKI magspektroszkópai osztályán kísérletileg tanulmányozott kétszer páratlan Ga és As atommagok proton–neutron multipletjeinek közelítő relatív energiafelhasadása $J(J + 1)$ függvényében a parabolaszabály jóslása alapján. J az állapot spinje.

A parabola szabály a nívóenergiák abszolút értékét általában nem adja helyesen vissza, csak a multiplett felhasadás alakját. Az egyes parabolákat normálni kell az adott konfigurációjú állapotokra. A gyakorlatban az $\alpha_2^{(0)}$ paraméter értékét úgy határozzák meg, hogy az illeszkedés minél jobb legyen.

Az így kapott érték közel van a természetes parametrizációhoz [63, 64, 65]. $\alpha_1^{(0)}/\alpha_2^{(0)} \simeq 10^{-1}-10^{-2}$ nagyságrendű, tehát a dipól kölcsönhatás erőssége jóval kisebb a kvadrupóléhoz képest. A Ga–As tartományra vonatkozó parabola jóslásokat a 18. ábrán láthatjuk.

4.1.1 Az alacsonyan fekvő ^{70}As állapotok természete. Parabola szabály számítások

Az ^{70}As atommag alacson fekvő nivói természetére vonatkozó kísérleti információink szegényesek. Egy nukleontranszfer adatok nincsenek, mivel a szomszédos magok instabilak.

Hogerforst és munkatársai [41] mérései alapján a 4^+ állapot mágneses dipólnyomatéka $\mu_{exp} = +2,1054(2) \mu_N$. A számított érték, $\pi\tilde{f}_{5/2}\nu\tilde{f}_{5/2}$ konfigurációt feltételezve, $\mu_{theor} = +2,04 \mu_N$ [41]. Tehát az alapállapot főkonfigurációja valószínűleg $\pi\tilde{f}_{5/2}\nu\tilde{f}_{5/2}$.

Annak érdekében, hogy több információt nyerjünk a ^{70}As állapotaira vonatkozóan, parabola szabály [48] számítást végeztünk. Az As izotópok esetében az alacsonyan fekvő azonos spin–paritású állapotok erős konfigurációkeveredése várható. Ez a tény a parabolaszabály használhatóságát korlátozza. Ennek ellenére hasznos támpontokat ad, ahogy később az IBFFM számítás is igazolja.

A ^{70}As atommag p–n multipllettjeinek a parabolaszabály alapján várható felhasadása a 19. ábrán látható. Az ábra bal oldalán a szomszédos magok, a ^{71}As [52] (a ^{69}As [51] nivósémája nagyon gyengén ismert, ezért helyette ezt a másik páratlan As izotópot használtuk a számítások során) és a ^{69}Ge [51] alacsony energiájú állapotait és ezek konfigurációit (főként az egy nukleontranszfer mérések alapján) ábrázoltuk. A parabolaszabály esetén ugyanazokat a betöltési valószínűség értékeket használtuk mint később az

IBFFM számításoknál.

A parabolaszabály jóslása alapján két alacsony energiájú 0^+ állapot várható, melyek viszonylag tiszták és a $\pi\tilde{f}_{5/2}\nu\tilde{f}_{5/2}$ és/vagy $\pi\tilde{p}_{1/2}\nu\tilde{p}_{1/2}$ kvázirészecskes multiplettthez tartoznak. Sok alacsonyenergiájú 1^+ , 2^+ , 3^+ nívó várható s ezek várhatóan erősen keverték. A legalsó 4^+ (alapállapot) $\pi\tilde{f}_{5/2}\nu\tilde{f}_{5/2}$ konfigurációjú és valószínűleg jól elválík a $\pi\tilde{p}_{3/2}\nu\tilde{f}_{5/2}$ és $\pi\tilde{f}_{5/2}\nu\tilde{p}_{3/2}$ multiplettekhez tartozó 4^+ állapotoktól. Az alacsonyan fekvő 5^+ nívót, amely a $\pi\tilde{f}_{5/2}\nu\tilde{f}_{5/2}$ konfigurációhoz tartozna, kísérletileg nem találtuk meg, mivel ez (p,n) reakcióban nagyon gyengén gerjesztődik. A negatív paritású nívóknál valamivel jobb a helyzet, mivel itt a neutronokra elég a $\nu\tilde{g}_{9/2}$ alhéjat figyelembe venni. A legalsó 2^- és 7^- állapotok viszonylag tiszták és valószínűleg a $\pi\tilde{f}_{5/2}\nu\tilde{g}_{9/2}$ multiplettthez tartoznak. A 4^- és 5^- állapotok várhatóan keverték.

19. *ábra.* A ^{70}As atommag különböző p-n multiplettjeinek közelítő relatív energiefelhasználása a parabolaszabály jóslása alapján. Az abcissza $J(J+1)$ szerint van skálázva, ahol J az állapot spinje.

4.2 A kölcsönható bozon(–fermion–fermion) modell (IB(FF)M)

A középnehéz és nehéz atommagok leírására kiválóan alkalmasak az algebrai modellek. A páros–páros magokat a kölcsönható bozon modell (IBM) írja le, míg ennek kiterjesztései, a kölcsönható–bozon–fermion modell (IBFM) a páratlan, ill. a kölcsönható–bozon–fermion–fermion modell (IBFFM) a páratlan–páratlan magok elméleti leírására alkalmas [66, 67, 68, 69, 70].

Az általunk mért ^{70}As és ^{73}As atommag (valamint szomszédai) kísérleti sajátságait ezen modellek keretében tárgyaltuk.

Az IBM alapfeltevése, hogy a valencia fermionok s és d (0 és 2 impulzusnyomatékú) bozonokká kapcsolódnak. A páros–páros magok alacsony energiájú gerjesztései ezen bozonok energiáival, ill. a bozonok közötti kölcsönhatásokkal írhatók le. A valenciabozonok számítása a legközelebbi zárt héjaktól történik. A kétszer mágikus magtörzset inertnek tekintjük. Az IBM első változatában (IBM–1), melynek keretében mi is számoltunk, nem tesznek különbséget proton és neutron között.

Bizonyos határesetekben, ezeket dinamikus szimmetriáknak nevezzük, a nívóenergiák, átmeneti valószínűségek, nyomatékok stb. megadhatók analitikus formulákkal. Ezek a szimmetriák $U(5)$, $SU(3)$ és $O(6)$, amik rendre gömbszerű vibrátornak, deformált rotornak, ill. γ puha magnak felelnek meg. Mivel a protont és a neutront nem különböztetjük meg, valamint csak a kéttest kölcsönhatásokat vesszük figyelembe, az IBM–1-ben stabil háromtengelyű deformáció nem lép fel. Az atommagok többsége nem mutat tiszta szimmetriát, hanem átmenet közöttük. Az átmeneti tartományokban numerikus számításokat kell végezni.

A számítások során a páros–páros magok esetén a következő hamilton

operátort használtuk [71, 72, 67, 73]:

$$\begin{aligned}
H_{IBM} = & h_1 \widehat{N} + h_2 \{ (d^+ d^+)_0 [(N - \widehat{N})(N - \widehat{N} - 1)]^{1/2} + h.c. \} + \quad (10) \\
& + h_3 [(d^+ d^+ \tilde{d})_0 (N - \widehat{N})^{1/2} + h.c.] + \sum_{L=0,2,4} h_{4L} [(d^+ d^+)_L (\tilde{d} \tilde{d})_L]_0,
\end{aligned}$$

ahol d^+ , d a d-bozon teremtő, illetve megsemmisítő operátorok, \widehat{N} a d-bozon szám operátor, N az s és d összbosonszám, $h.c.$ hermitikus konjugált.

A h paraméterek az irodalomban szélesebb körben ismert (alap) hamilton operátorhoz [74] a következőképpen viszonyulnak:

$$\begin{aligned}
h_1 &= \epsilon_d - \epsilon_s + \left(\frac{1}{\sqrt{5}} u_2 - u_0 \right) (N - 1), \\
h_2 &= \frac{1}{\sqrt{2}} \tilde{v}_0, \quad h_3 = \tilde{v}_2, \\
h_{4L} &= \sqrt{2L + 1} (0.5 c_L - \frac{1}{\sqrt{5}} u_2 + 0.5 u_0). \quad (11)
\end{aligned}$$

A páratlan tömegszámú magok leírására az IBFM szolgál. A bozonokon kívül itt egy fermiont is figyelembe kell vegyünk. Az általunk használt hamilton operátor [75, 76, 68, 72]:

$$H_{IBFM}(\alpha) = H_{IBM} + \sum_i \tilde{\epsilon}_i(\alpha) + H_{BFI}(\alpha) \quad (12)$$

ahol α protonnak ($\alpha = \pi$) vagy neutronnak ($\alpha = \nu$) felel meg. $\tilde{\epsilon}_i$ kvázirészecske, H_{BFI} bozon-fermion kölcsönhatási energia operátor.

Mikroszkópikus számítások alapján Iachello és Scholten a H_{BFI} -re egy három tagú formulát javasolt [75], ami a páratlan tömegszámú atommagok sajátságainak zömét jól leírja. Eszerint:

$$H_{BFI}(\alpha) = H_{BFI}^{MON}(\alpha) + H_{BFI}^{QUAD}(\alpha) + H_{BFI}^{EXC}(\alpha) \quad (13)$$

ahol a monopól tag:

$$H_{BFI}^{MON}(\alpha) = \sum_j A_j \{ (d^+ \tilde{d})_0 [c_j^+(\alpha) \tilde{c}_j(\alpha)]_0 \} \quad (14)$$

a kvadrupól tag:

$$H_{BFI}^{QUAD}(\alpha) = \sum_{j_1 j_2} \Gamma_{j_1 j_2} \{Q_2[c_{j_1}^+(\alpha)\tilde{c}_{j_2}(\alpha)]_2\}_0 \quad (15)$$

a kicserélődési tag (ez veszi figyelembe, hogy a bozonok tulajdonképpen fermionpárok, és az elektromágneses átmenetek leírásánál fontos):

$$H_{BFI}^{EXC}(\alpha) = \sum_{j_1 j_2 j_3} \Lambda_{j_1 j_2 j_3} : \{[c_{j_1}^+(\alpha)\tilde{d}]_{j_3}[\tilde{c}_{j_2}(\alpha)d^+]_{j_3}\}_0 :, \quad (16)$$

c_j^+ és c_j a j spinű fermion teremtési illetve megsemmisítési operátora. Az összegezés az összes alhéjra történik amit a fermion elfoglalhat. A paramétereire érvényesek a következő összefüggések, amelyek által számuk lényegesen csökken:

$$A_j = A_0\sqrt{5}(2j+1), \quad (17)$$

$$\Gamma_{j_1 j_2} = \Gamma_0\sqrt{5}(u_{j_1}u_{j_2} - v_{j_1}v_{j_2}) \langle j_1 \parallel Y_2 \parallel j_2 \rangle, \quad (18)$$

$$\Lambda_{j_1 j_2 j_3} = -2\Lambda_0 \frac{\sqrt{5}}{\sqrt{2j_3+1}} (u_{j_1}v_{j_3} + v_{j_1}u_{j_3})(u_{j_3}v_{j_2} + v_{j_3}u_{j_2}) \cdot \\ \cdot \langle j_3 \parallel Y_2 \parallel j_1 \rangle \langle j_3 \parallel Y_2 \parallel j_2 \rangle, \quad (19)$$

$$Q_{2\mu} = d_\mu^+ \sqrt{N - \widehat{N}} + \sqrt{N - \widehat{N}} \tilde{d}_\mu + \chi(d^+ \tilde{d})_{2\mu}, \quad (20)$$

v^2 a kvázirészecske betöltési valószínűsége.

Kétszer páratlan magok esetén a hamilton operátor [77]:

$$H_{IBFFM} = H_{IBFM}(\pi) + H_{IBFM}(\nu) - H_{IBM} + H_{RES}, \quad (21)$$

ahol a maradék kölcsönhatás következő alakú:

$$H_{RES} = 4\pi V_\delta \delta(\mathbf{r}_\pi - \mathbf{r}_\nu) \delta(r_\pi - R_0) - \sqrt{3} V_{\sigma\sigma} (\sigma_\pi \cdot \sigma_\nu) + \\ + V_{tens} \left[\frac{3(\sigma_\pi \cdot \mathbf{r}_{\pi\nu})(\sigma_\nu \cdot \mathbf{r}_{\pi\nu})}{r_{\pi\nu}^2} - (\sigma_\pi \cdot \sigma_\nu) \right], \quad (22)$$

ahol $\mathbf{r}_{\pi\nu} = \mathbf{r}_\pi - \mathbf{r}_\nu$, $R_0 = 1.2\sqrt[3]{A}$ fm. A H_{RES} felületi-delta, spin-spin és tenzor kölcsönhatást tartalmaz.

A hamilton operátor diagonalizálása $| (j_\pi j_\nu) j_{\pi\nu}, n_d I; J \rangle$ bázison történt, ahol j_ν és j_π a páratlan neutron illetve proton teljes impulzusnyomatéka, ezek $j_{\pi\nu}$ -vé kapcsolódnak össze, n_d a d bozonok száma, I a bozonok teljes impulzuszómomentuma, J az állapot spinje.

A magok többsége nem esik a dinamikus szimmetriák határesetébe, ezért ezeknél numerikus számításokra van szükség. Az általunk használt számítógépprogramot Brant, Paar és Vretenar [78] írták. A program a számításokat az IBFFM modellel fenomenológiai szinten ekvivalens csonkított kvadrupól–fonon–fermion–fermion modellben (OTQM) végzi. A különbség az, hogy míg az IBFFM-ben s és d bozonokról beszélünk, melyek összama állandó (N), addig az OTQM-ben csak kvadrupól fononok vannak, melynek maximális száma N .

4.2.1 A ^{70}As atommagra vonatkozó IBFFM parametrizáció, eredmények

A számítások természetes menete szerint először a magtörzset írjuk le. ^{70}As esetén a magtörzs $^{68}_{32}\text{Ge}_{36}$. Az összbozonszám $N = 6$ (két proton és négy neutron bozon). Kisebb bozonszámot használva a számítások lényegesen leegyszerűsödnek, főként a páratlan ill. a kétszer páratlan magok esetén. Ezért $N = 3$ -ra is elvégeztük a számításokat. Mivel a leírás minősége 3 MeV alatt hasonló mindkét esetben, a továbbiakban az összbozonszámot háromnak tekintettük. Mint a későbbi, ^{70}As IBFFM számítási eredményeknél láthatjuk (X. táblázat) az állapotok három bozon komponense nagyon gyenge. A bozonszám csökkentésekor a paramétereket renormálni kell [63, 64].

A ^{68}Ge energianívóinak leírására használt paraméterek: $N = 3$, $h_1 = 0,9$, $h_2 = -0,15$, $h_3 = 0,06$, $h_{40} = 0$, $h_{42} = -0,5$, $h_{44} = -0,08$ (minden h_i

MeV-ben). Ezek közel állnak a Meyer által használtakhoz [79] a ^{70}Ge -nál: $h_1 = 1,036$, $h_2 = -0,17$, $h_3 = 0,03$, $h_{40} = 0,2$, $h_{42} = -0,4$, $h_{44} = -0,08$ (minden h_i MeV-ben), $N = 7$. Az általunk használt parametrizáció U(5) és SU(3) dinamikus szimmetriák közötti átmenetnek felel meg, de erősebb U(5) karakterrel (U(5)-nél $h_2 = h_3 = 0$). A ^{68}Ge elméleti és kísérleti [56] nivósémáját a 20. ábrán hasonlítottuk össze. Az elektromágneses nyomatékok és B(E2) redukált átmeneti valószínűségek reprodukálásához használt paraméterek: $\chi = -\sqrt{7}/2 = -1,323$ és $e^{VIB} = 0,8$ (vibrációs töltés).

Második lépésben a páratlan neutronszámú $^{69}\text{Ge}_{37}$ magot írjuk le. A kvázirészecske energiákat (a továbbiakban az egyszerűség kedvéért E -vel jelöljük) és a betöltési valószínűségeket BCS elméletből [62] határoztuk meg, majd a kísérlettel való jobb egyezés érdekében kissé módosítottuk. E és v^2 ugyanakkor az egyrészecsketranszfer reakciók eredményeiből is meghatározható. A használt paraméterek: $E(\nu\tilde{p}_{3/2}) = 0,60$, $E(\nu\tilde{f}_{5/2}) = 0,24$, $E(\nu\tilde{p}_{1/2}) = 0,20$, $E(\nu\tilde{g}_{9/2}) = 0,9$, $v^2(\nu\tilde{p}_{3/2}) = 0,80$, $v^2(\nu\tilde{f}_{5/2}) = 0,75$, $v^2(\nu\tilde{p}_{1/2}) = 0,16$, $v^2(\nu\tilde{g}_{9/2}) = 0,09$. Ezek jól illeszkednek a Fournier és munkatársai [61] Ni, Zn, Ge és Se magokra végzett szisztematikájába (17. ábra).

A bozon–(neutron–fermion) kölcsönhatási paraméterek: $A_0^\nu = -0,05$, $\Gamma_0^\nu = 0,35$, $\Lambda_0^\nu = 1,3$ (mindegyik MeV-ben). Az elméleti és kísérleti [51] energiaspektrum összehasonlítását lásd a 20. ábrán. Megjegyezzük, hogy a számításokat $N = 4$ -re is elvégeztük és nagyon hasonló eredmények adódtak. Mivel csak két pozitív paritású ^{69}Ge állapot van 1 MeV alatt, csak a negatív paritásúakra végeztünk számításokat.

$e^\nu = 0,5 e$ és $e^{VIB} = 0,2 e$ effektív töltéseket, $\chi = -\sqrt{7}/2 = -1,323$, valamint $g_R = Z/A = 0,464$, $g_l^\nu = 0$, $g_s^\nu = -2,04 = 0,533 g_s^\nu(\text{free})$ és $g_{\text{tens}}^\nu = 0$ effektív giromágneses arány értékeket használva a ^{69}Ge $5/2^-$ alapállapotára

számolt mágneses dipólnyomaték $\mu_{IBFM} = +0,73 \mu_N$, az elektromos kvadrupólnyomaték $Q_{IBFM} = +0,04 eb$. A megfelelő kísérleti értékek [80]: $\mu_{exp} = \pm 0,733(7) \mu_N$ és $Q_{exp} = \pm 0,028(7) eb$.

20. *ábra.* A ^{68}Ge és ^{69}Ge kísérleti és IB(F)M számított energiaspektrumai. A ^{69}Ge esetén csak a negatív paritású nivókra végeztünk számításokat, mivel csak két negatív paritású van 1 MeV alatt.

A páratlan protonszámú $^{69}\text{As}_{36}$ magra vonatkozó kísérleti információk nagyon hiányosak, ezért a bozon–(proton–fermion) kölcsönhatás paramétereit a ^{71}As -ra illesztettük. Ennek leírását lásd [81]-ban.

Végül a maradék kölcsönhatás paramétereit illesztettük a ^{70}As energiaspektrumára és elektromágneses nyomatékaira. A h_i paraméterek megegyeztek a magtörzsnél használtakkal, $N = 3$. A ^{69}As -ra vonatkozó információ hiánya miatt a kváziproton energiákat (súlyponti energia) a ^{70}As tulajdonságaira illesztettük: $E(\pi\tilde{p}_{3/2}) = 0,3$, $E(\pi\tilde{f}_{5/2}) = 0$, $E(\pi\tilde{p}_{1/2}) = 0,3$, $E(\pi\tilde{g}_{9/2}) = 1,3$ (MeV-ben). A betöltési valószínűségek, $v^2(\pi\tilde{p}_{3/2}) = 0,607$, $v^2(\pi\tilde{f}_{5/2}) = 0,309$, $v^2(\pi\tilde{p}_{1/2}) = 0,131$, $v^2(\pi\tilde{g}_{9/2}) = 0,07$, megegyeznek a ^{72}As -nál használtakkal [81]. A neutron betöltési valószínűségek ugyanazok mint a ^{69}Ge -nél. A kvázineutron energiákat előbb a ^{69}Ge -ra, majd a ^{70}As -ra illesztettük. Ezek értékei: $E(\nu\tilde{p}_{3/2}) = 0,60$, $E(\nu\tilde{f}_{5/2}) = 0$, $E(\nu\tilde{p}_{1/2}) = 0,2$, $E(\nu\tilde{g}_{9/2}) = 0,9$ (MeV-ben). A bozon–fermion kölcsönhatás paramétereit a ^{70}As -ra illesztettük. $A_0^\pi = 0,05$, $\Gamma_0^\pi = 0,4$, $\Lambda_0^\pi = 0,5$, $A_0^\nu = 0$, $\Gamma_0^\nu = 0,2$, $\Lambda_0^\nu = 1,3$. A maradék kölcsönhatás paramétereit a pozitív paritású nivókra $V_\delta = 0$, $V_{\sigma\sigma} = 0,4$, $V_{tens} = 0,015$, a negatív paritásúakra: $V_\delta = -0,4$, $V_{\sigma\sigma} = 0,3$, $V_{tens} = 0,015$.

Megjegyzendő, hogy egyik magról a másikra való átmenetkor az E és v^2 paraméterek változása megengedett. A számításaink során használt paraméterértékek közel állnak a többi, e tartományban lévő Ga és As atommagok leírására használt értékekhez [82, 81, 43, 83, 84].

Az IBFFM-mel számolt elméleti és a kísérleti nivósémát a 21. ábra tartalmazza. A pozitív paritású állapotok a 4^+ alapállapotra, a negatívak a 383 keV-es 2^- állapotra vannak normálva. A nivók számított hullámfüggvényeinek főbb komponenseit a X. táblázat tartalmazza.

Mint a 21. ábrán látható, a negatív paritású alacsony energiás állapotok a számítások során jól reprodukálhatók. A 2_1^- , 3_1^- , 6_1^- , 7_1^- állapotok meglehetősen tiszták és a $\pi\tilde{f}_{5/2}\nu\tilde{g}_{9/2}$ multipllett tagjai, lásd a X. táblázatot és

X. táblázat. Az alacsonyan fekvő ^{70}As állapotok hullámfüggvényének legerősebb komponensei. A bázis: $|(j_\pi j_\nu)j_{\pi\nu}, n_d I; J \rangle$ (lásd a szövegben).

J^π	(j_π, j_ν)	$j_{\pi\nu}; n_d I$	$ A ^a$	J^π	(j_π, j_ν)	$j_{\pi\nu}; n_d I$	$ A ^a$
0_1^+	(5/2,5/2)	0;00	0.83	3_4^+	(3/2,5/2)	3;00	0.79
0_2^+	(1/2,1/2)	0;00	0.70	4_1^+	(5/2,5/2)	4;00	0.77
1_1^+	(3/2,5/2)	1;00	0.73	4_2^+	(3/2,5/2)	4;00	0.56
1_2^+	(5/2,5/2)	1;00	0.66		(5/2,5/2)	5;12	0.48
1_3^+	(1/2,1/2)	1;00	0.66	2_1^-	(5/2,9/2)	2;00	0.76
2_1^+	(5/2,5/2)	2;00	0.51	3_1^-	(5/2,9/2)	3;00	0.75
	(1/2,5/2)	2;00	0.45	4_1^-	(1/2,9/2)	4;00	0.52
2_2^+	(5/2,5/2)	2;00	0.56		(5/2,9/2)	4;00	0.41
	(3/2,5/2)	2;00	0.41	4_2^-	(5/2,9/2)	4;00	0.65
2_3^+	(5/2,1/2)	2;00	0.63	5_1^-	(5/2,9/2)	5;00	0.56
3_1^+	(1/2,5/2)	3;00	0.51		(1/2,9/2)	5;00	0.49
	(5/2,5/2)	3;00	0.48	6_1^-	(5/2,9/2)	6;00	0.70
3_2^+	(5/2,5/2)	3;00	0.63	7_1^-	(5/2,9/2)	7;00	0.75
3_3^+	(5/2,1/2)	3;00	0.78				

^a) $|A|$ a hullámfüggvény amplitúdójának abszolút értéke

a parabolaszabály jóslást a 19. ábrán. A 699 keV-es 3_1^- nivå erős M1 átmenettel bomlik 2_1^- -ba amint ez egy multiplett szomszédos tagjai között el is várható. A 4_1^- , 4_2^- , 5_1^- állapotok főként $\pi\tilde{p}_{1/2}\nu\tilde{g}_{9/2}$ és $\pi\tilde{f}_{5/2}\nu\tilde{g}_{9/2}$ konfigurációjú kevert állapotok.

Az IBFFM energiaspektruma megfelelően jól egyezik a kísérletileg mérttel a 0^+ , 1^+ , 2^+ és 4^+ nivóknál. A 3^+ állapotokra az egyezés nem olyan jó, mindazonáltal az elmélet helyesen adja meg a 640 keV alatti 3^+ nivók számát. Az IBFFM számítások szerint a 345 keV-es 0_1^+ gerjesztett- és a 4_1^+ alapállapot fő konfigurációja $\pi\tilde{f}_{5/2}\nu\tilde{f}_{5/2}$. A $\pi\tilde{f}_{5/2}\nu\tilde{f}_{5/2}$ komponens viszonylag erős az 1_1^+ , 1_2^+ , 2_1^+ , 2_2^+ , 3_1^+ , 3_2^+ állapotokban. A 0_1^+ nivå, mint várható, erős M1 átmenettel bomlik 1_1^+ -be. A $\pi\tilde{f}_{5/2}\nu\tilde{f}_{5/2}$ multiplett 5^- tagját kísérletileg nem találtuk meg. A $\pi\tilde{p}_{1/2}\nu\tilde{f}_{5/2}$ komponens főként a 2_1^+ , 2_2^+ , 3_1^+ , 3_2^+ nivókba fragmentálódik. A $\pi\tilde{f}_{5/2}\nu\tilde{p}_{1/2}$ dublett a 2_3^+ és 3_3^+ állapotokban domináns. A $\pi\tilde{p}_{3/2}\nu\tilde{f}_{5/2}$ multiplett az 1_1^+ , 1_2^+ , 2_1^+ , 2_2^+ , 3_4^+ , 4_2^+ állapotokban van erősen jelen.

A 0_2^+ és 1_3^+ állapotokban a $\pi\tilde{p}_{1/2}\nu\tilde{p}_{1/2}$ konfiguráció a domináns. Ezen IBFFM eredmények a parabolaszabály jóslatainak megfelelnek.

21. *ábra.* A ^{70}As kísérleti és IBFFM elméleti nívósémája. Bal oldalon a pozitív paritású állapotokat, jobb oldalon a negatív paritásúakat tüntettük fel. NDS, 1993 a legutóbbi összefoglaló értékelést [5] jelenti.

Az alacsonyan fekvő 1^+ , 2^+ és 3^+ állapotok hullámfüggvényei számos esetben 200-nál is több komponenst tartalmaznak. Mivel az elágazási arány még a gyenge komponensektől is erősen függhet, γ átmeneti valószínűségeket nem számoltunk.

Az elektromágneses nyomatékok számításához használt paraméterek: az effektív töltések $e^\pi = 1,5 e$, $e^\nu = 0,5 e$, $e^{VIB} = 0,8 e$; $\chi = -1,323$; az effektív giromágneses arányok $g_s^\pi = 2,23 = 0,4 g_s^\pi(free)$, $g_l^\pi = 1,0$, $g_s^\nu = -1,53 = 0,4 g_s^\nu(free)$, $g_l^\nu = 0$, $g_R = Z/A = 0,4714$, $g_{tens}^\pi = g_{tens}^\nu = 0$. A negatív paritású nívóknál $g_s^\pi = 3,63 = 0,65 g_s^\pi(free)$ paramétert használtuk, a többi paraméter megegyezett a pozitív paritásnál használtakkal.

Az IBFFM számítások szerint a 4_1^+ alapállapot mágneses dipólnyomatéka $\mu_{IBFFM} = +2,1 \mu_N$, vagyis jól egyezik a kísérleti $\mu_{exp} = + 2,1061(2) \mu_N$ [41, 85] értékkel. Az alapállapot számított kvadrupól nyomatéka $Q_{IBFFM} = -0,023 eb$, míg a kísérleti adat: $Q_{exp} = +0,094(24) eb$ [41, 85]. Bădică és munkatársai [4] az alapállapotra $\pi f_{5/2} \nu f_{5/2}^{-1}$ konfigurációt feltételezve $Q_{theor} = -0,021 eb$ elméleti értéket kapták. Ez jó egyezésben van az IBFFM számításainkkal.

Bădică és munkatársai [4] mérése szerint a 888 keV-es $7^{(-)}$ gerjesztett állapot mágneses dipólnyomatéka $\mu_{exp} = 0,75 \pm 0,05 \mu_N$. A mi számításaink alapján $\mu_{IBFFM} = 0,77 \mu_N$.

Mi az IBFFM számítások során figyelembe vettük:

- a ^{68}Ge magtörzs gyengén deformált ($h_2 \neq 0$, $h_3 \neq 0$)
- a fononos szabadsági fokok nem elhanyagolhatóak
- a tenzor kölcsönhatásnak fontos szerepe lehet a 0^+ és 1^+ állapotok leírásánál [86].

Számításaink eredményeként a 4_1^+ alapállapotot, a 0_1^+ , 0_2^+ , 4_2^+ nívók helyét, valamint sok 1^+ , 2^+ , (3^+), és minden negatív paritású állapotot sikerült reprodukálni. A használt paraméterértékek jól illeszkednek az e tartományba eső többi mag (1. ábra) leírására használtakhoz [82].

4.2.2 A ^{73}As atommagra vonatkozó IBFM parametrizáció, eredmények

A számítások első lépéseként a törzs paramétereit a kétszer páros ^{72}Ge mag alacsony energiájú állapotaira illesztettük. Habár az összbozonszám $N=7$, a számítások gyorsítása érdekében $N=4$ -et használtunk és a paramétereket renormáltuk. A korábbi munkákból [87, 81, 43] is kitűnt, hogy az $U(5)$ dinamikus szimmetria közelében ez megtehető. A használt törzsparaméter értékek: $h_1=0,68$, $h_2=-0,25$, $h_3=0,1$, $h_{40} = 0$, $h_{42} = -0,3$, $h_{44} = -0,08$ (minden $\{h_i\}$ MeV-ben), $\chi = -\sqrt{7}/2$, $e^{VIB} = 0,8e$, $g_K = Z/A = 0,444$.

A ^{72}Ge kísérleti és elméleti spektrumát a 22. ábra felső részén tüntettük fel. A 2_1^+ állapotra számított nyomatékok, $\mu_{IBM} = 0,888\mu_N$ és $Q_{IBM} = -0,209eb$, közel vannak a mért értékekhez: $\mu_{exp} = 0,80(7)\mu_N$ [57] and $Q_{exp} = -0,13(6)eb$ [85].

Az elméleti nívóenergiák, elektromágneses nyomatékok, redukált átmeneti valószínűségek és γ elágazási arányok jól egyeznek a kísérleti adatokkal. Megjegyezzük, hogy a 692 keV-es 0^+ nívót nem vettük figyelembe, mivel ez egészen más természetű (intruder nívó).

A számítások második lépéseként az IBFM paramétereit a ^{73}As kísérleti adataira illesztettük. A törzs paramétereit változatlanul hagytuk. A kvázi-proton enregiákat és betöltési valószínűségeket Ten Brink és mts.-tól [2] vettük át, kisebb módosításokkal: $E(\pi\tilde{p}_{3/2}) = 0$, $E(\pi\tilde{f}_{5/2}) = 0,09$, $E(\pi\tilde{p}_{1/2}) = 0,23$, $E(\pi\tilde{g}_{9/2}) = 1,55$, $E(\pi\tilde{d}_{5/2}) = 4,55$, $v^2(\pi\tilde{p}_{3/2}) = 0,60$, $v^2(\pi\tilde{f}_{5/2}) = 0,25$, $v^2(\pi\tilde{p}_{1/2}) = 0,15$, $v^2(\pi\tilde{g}_{9/2}) = 0,06$, $v^2(\pi\tilde{d}_{5/2}) = 0,01$. Ezek közel állnak a BCS elméletből adódókhhoz. Az illesztés során kapott bozon–fermion kölcsönhatási paraméterek: $A_0 = 0,07$, $\Gamma_0 = 0,25$, $\Lambda_0 = 1,0$ a negatív paritású állapotokra és $A_0=0,15$, $\Gamma_0=0,55$, $\Lambda_0=5,6$ a pozitív paritásúakra (mind MeV-ben). A pro-

XI. táblázat. A ^{73}As pozitív paritású állapotainak IBFM hullámfüggvénye.

J_i	Fő konfiguráció	
	$ j_\pi, n_d I\rangle^a$	$ A ^b$
$9/2_1$	$\pi g9/2;00$	0.55
	$\pi g9/2;20$	0.53
$5/2_1$	$\pi g9/2;12$	0.63
	$\pi g9/2;32$	0.53
$1/2_1$	$\pi g9/2;24$	0.72
	$\pi g9/2;44$	0.53
$13/2_1$	$\pi g9/2;12$	0.62
	$\pi g9/2;32$	0.52
$11/2_1$	$\pi g9/2;22$	0.44
	$\pi g9/2;24$	0.41

^{a)} j_p a proton teljes impulzusnyomatéka, n_d a d bozonok száma, I a bozonok összipulzusnyomatéka

^{b)} $|A|$ a hullámfüggvény amplitúdójának abszolút értéke

ton effektív töltés $e^\pi = 1,5e$, a giromágneses nyomatékok $g_R = Z/A = 0,452$, $g_l^\pi = 1,0$, $g_s^\pi = 0,55g_s^\pi(\text{free}) = 3,072$ és $g_{\text{tens}}^\pi = 0,223$ a standard értékekhez közel vannak.

A ^{73}As elméleti és kísérleti spektrumát a 22. ábra alsó részén hasonlítottuk össze. A negatív paritású állapotokat a $3/2^-$ alapállapotra, a pozitív paritásúakat pedig a 428 keV-es $9/2^+$ állapotra normáltuk. Az alacsony energiás nívók hullámfüggvényeinek fő komponensét a XI. (pozitív paritás) és XII. (negatív paritás) táblázatban adtuk meg. Az elméletileg kapott és kísérletileg mért nívók megfeleltetése az energia, spin, paritás, egy nukleon transzfer reakcióból származó eredmények és a bomlási tulajdonságok alapján történt.

22. *ábra.* A ^{72}Ge és ^{73}As atommagok IB(F)M elméleti és kísérleti energiaspektrumainak összehasonlítása.

Kísérletileg meghatározták az $5/2^-$ állapot mágneses dipól és elektromos kvadrupól nyomatékait: $\mu = +1,63(10)\mu_N$ [15], $Q = \pm 0,356(12)eb$ [15]. Az IBFM számítás ezekhez közeli értékeket ad: $\mu_{IBFM} = +1,31 \mu_N$ és $Q = -0,31eb$.

A kísérleti adatok IBFM keretében történt leírása viszonylag jónak mondható, amint ezt a 22. ábra, a XI. és XII. táblázat is igazolja.

4.3 Szuperszimmetria

Az eddigiek során külön-külön tárgyaltuk a páros-páros (IBM), a páratlan (IBFM) illetve a kétszer páratlan (IBFFM) atommagokat. Szuperszimmetriáról beszélünk, ha a különböző típusú magokra egységes leírás adható. Ez azon atommagok esetén lehetséges amelyekre a fermionok és a bozonok összege, $\mathcal{N} = N + M$, ugyanaz az érték. Tételezzük fel, hogy a páratlan fermion $j = 1/2, 3/2, 5/2$ impulzusnyomatékú pályán lehet, vagyis az $U(6/12)$ szuperszimmetriákkal fogunk foglalkozni, és lássuk a minket érdeklő gömbszimmetrikus magtörzs határesetet ($U^B(5)$). Ebben az esetben a páros-páros, a páros-páratlan, a páratlan-páros és a páratlan-páratlan mag egységes leírásához Van Isacker és Jolie adta meg az analitikus formulákat [47]. Az általunk vizsgált ${}^{70}_{33}\text{As}_{37}$ atommagot ($\mathcal{N} = 6 + 2$) nem vethettük alá szuperszimmetria vizsgálatnak, mivel a hozzá tartozó ${}^{71}_{34}\text{Se}_{37}$ ($\mathcal{N} = 7 + 1$) kísérletileg nagyon gyengén ismert. Ezért csak azt az egyszerűbb esetet vizsgáljuk, amikor egységes leírás adható a kétszer páros és az egyszer páratlan atommagra, mindezt a ${}^{73}_{33}\text{As}_{40}$ ($\mathcal{N} = 7 + 1$) és ${}^{74}_{34}\text{Se}_{40}$ ($\mathcal{N} = 8 + 0$) esetén. Az ide vonatkozó formulákat (nívóenergiák, E2 átmeneti valószínűségek, hullámfüggvények és egy nukleon transzfer intenzitások) Van Isacker és mts. [88] adták meg. A páratlan atommagra az energia (ha a csak kötési energiába beleszóló tagokat

elhagyjuk):

$$\begin{aligned}
E = & A[N_1(N_1 + 5) + N_2(N_2 + 3)] + B_1(n_1 + n_2) \\
& + B_2[n_1(n_1 + 4) + n_2(n_2 + 2)] \\
& + C[v_1(v_1 + 3) + v_2(v_2 + 1)] \\
& + DL(L + 1) + EJ(J + 1),
\end{aligned} \tag{23}$$

ahol $N_1, N_2, n_1, n_2, v_1, v_2, L, J$ kvantumszámok és A, B_1, B_2, C, D, E szabad paraméterek.

Ha a páros-páros mag nívóenergiáit akarjuk megkapni, a fenti képletbe $N_1 = N, N_2 = 0, n_2 = 0, v_2 = 0, J = L$ helyettesítéseket kell elvégezni és kapjuk [46]:

$$E = B_1 n_1 + B_2 n_1(n_1 + 4) + C v_1(v_1 + 3) + (D + E)L(L + 1) \tag{24}$$

Itt n_1 a d bozonok száma, v_1 pedig azon bozonok száma, melyek nem csatolódnak $L = 0$ bozonpárrá.

4.3.1 Szuperszimmetriaszámítás a ^{73}As és ^{74}Se atommagra

A ^{73}As és ^{74}Se atommag kísérleti és szuperszimmetria elméleti energiaspektrumát a 23. ábra mutatja [89]. Az állapotok megfeleltetésénél a bomlási tulajdonságok, spektroszkópiai faktorok [10] és az IB(F)M hullámfüggvények is figyelembe lettek véve. Ugyanakkor a szuperszimmetria hullámfüggvények is meghatározhatók [88]. A XII. táblázat feltünteti a SUSY és az IBFM hullámfüggvényeit [89], valamint a kísérleti spektroszkópiai faktorokat.

A szuperszimmetria számítás során a következő parametrizáció lett felhasználva: $A=43, B_1=569, B_2=3, C=-1, D=-26, E=39$ (mind keV-ben). Ezek az értékek közel vannak a ^{75}As és ^{76}Se -nél használtakhoz, különbségek csak a B_1 és B_2 értékében vannak (B_1 a fononenergiához kapcsolódik).

23. *ábra.* A ^{74}Se és ^{73}As atommagok SUSY elméleti és kísérleti energiaspektrumainak összehasonlítása.

Az elmélet és kísérlet illését a következő képpen definiált ϕ és σ mennyiségekkel jellemezhetjük:

$$\phi = \left(\sum_i |E_i^{exp} - E_i^{the}| / \sum_i E_i^{exp} \right) (\%), \quad (25)$$

$$\sigma = \left[\sum_i (E_i^{exp} - E_i^{the})^2 / (n - k) \right]^{1/2} (keV), \quad (26)$$

ahol n az illesztésbe bevont nívók, k a szabad paraméterek száma. Esetünkben $\phi=3\%$ és $\sigma=105$ keV, ez a szuperszimmetria jobb teljesülését jelenti mint a ^{75}As -nál [46].

Mint az a XII. táblázatból megállapítható a SUSY hullámfüggvény fő komponense a legtöbb esetben megegyezik az IBFM-mel számolt hullámfüggvény egy erős komponensével. A szuperszimmetria léte tisztább konfigurációt követel meg.

5 Összefoglalás

Az atommagok alacsonyenergiájú, kisspinű állapotainak tanulmányozására egyik leghatékonyabb módszer a kisenergiájú könnyűion gyorsítók nyalábjain végzett in-beam magspektroszkópia. Az MTA ATOMKI magspektroszkópiai osztályán évek óta folyik a Ga-As tartomány atommagjainak vizsgálata. Ennek a programnak a során kísérletileg főleg a páratlan-páratlan magokat kutattuk, mivel ezek a magfizika kevésbé tanulmányozott területét képezik.

Ezen értekezés keretében a ^{70}As és ^{73}As atommagokra vonatkozó kutatásaim eredményeiről számolok be, melyek vizsgálata részét képezte az említett programnak.

A ^{70}As és ^{73}As atommagokat $(p,n\gamma)$ reakcióban gerjesztettük az ATOMKI ciklotron és esetenként a Van de Graaff generátor kihozott nyalábján. A céltárgyakat dúsított izotópból készítettük vákuumban való párologtatással.

A következő típusú méréseket végeztem:

- a) γ és $\gamma\gamma$ -koincidencia spektrumok felvétele $\sim 2,0$ keV felbontóképességű és 20–25% relatív hatásfokú Ge(HP) detektorokkal a nívóséma felépítése céljából.
- b) Konverziós elektron spektrum mérés szupraveztő mágneses, Si(Li) detektoros spektrométerrel az átmenetek multipolaritásának és jellegének, majd a nívók paritásának meghatározása érdekében.
- c) γ szögeloszlás (a ^{70}As atommagnál) és relatív hatáskeresztmetszet mérés Ge(HP) detektorokkal az állapotok spinjének meghatározása céljából.

A 4096 vagy 8192 csatornában felvett egy- és kétdimenziós spektrumokat DOS és UNIX operációs rendszerű számítógépeken dolgoztam fel.

A mérések sokfélesége lehetővé tette egyértelmű, konzisztens adatok nyerését, ami nagymértékben növelte az eredmények megbízhatóságát.

A korábbinál sokkal teljesebb új nívóséma megbízható alapot szolgáltatott a magelméleti analízisre. A témavezetőmmel együtt számoltuk a ^{70}As -nál a proton–neutron multiplettek relatív energiafelhasadását a magspin függvényében, továbbá az IBM, IBFM és IBFFM magmodellek kereteiben a ^{68}Ge , ^{69}Ge , ^{71}As , ^{70}As nívórendszerét és elektromágneses sajátságait. A ^{73}As atommag elméleti analízisét IBFM számítások alapján végeztük.

a) A ^{70}As atommagra vonatkozóan elért eredmények:

1. A detektált γ sugárzásokat azonosítottam. Meghatároztam 113 (ebből 60 új), ^{70}As maghoz tartozó γ sugárzás pontos energiáját, relatív intenzitását és koincidenziakapcsolatait.
2. Felépítettem a gerjesztési nívórendszert, ami 1120 keV gerjesztési energiáig közel teljesnek tekinthető. A nívóséma 43 állapotot tartalmaz, ebből 16 új. Meghatároztam a γ elágazási arányokat az adott nívókról.
3. Meghatároztam 29 átmenet korábban nem ismert belső konverziós együttthatóját, és ez alapján az átmenetek multipolaritását és jellegét.
4. Meghatároztam 22 γ sugárzás szögeloszlási együttthatóját (19-nek elsőként) és multipól keveredési arányát. Meghatároztam a nívók relatív gerjesztési hatáskeresztmetszetét négy különböző bombázó energián.
5. A legtöbb nívó spinjét és paritását egyértelműen meghatároztam a γ szögeloszlás, belső konverziós együtttható és relatív hatáskeresztmetszet mérés (Hauser–Feshbach analízis) alapján.
6. Az összes rendelkezésre álló kísérleti adat és a parabolaszabály számítás alapján következtetéseket vontunk le a nívók természetére, konfigurációjára.
7. Az IB(FF)M számítások során a kétszer páratlan ^{70}As atommagra olyan

parametrizációt alkalmaztunk ami konzisztens a páros–páros magtörzs és a két szomszédos páratlan tömegszámú atommag leírásánál használtakkal. Mind a négy mag esetén jól reprodukáltuk a nivósémát és a magnomatékokat. Következtetéseket vontunk le a nivók részecskés illetve kollektív jellegére. A számolt hullámfüggvények alapján az eddig kísérletileg meg nem határozott magadatok is megjósolhatóak. Megállapítottuk, hogy az egyetlen korábbi számítással ellentétben: a magtörzs deformáltságát és a kollektív szabadsági fokokat is figyelembe kell venni, valamint hogy a tenzorkölcsönhatás a legalacsonyabb (0,1) spinű állapotok leírásánál jelentős szerepet játszhat.

b) A ^{73}As atommagra vonatkozó kutatási eredmények:

1. Azonosítottam a detektált γ sugárzásokat. Meghatároztam a ^{73}As atommaghoz tartozó γ sugárzások pontos energiáját, relatív intenzitását és koincidenziakapcsolatait.

2. 1400 keV gerjesztési energiáig felépítettem a közel teljesnek tekinthető nivósémát és meghatároztam a γ elágazási arányokat.

3. A ^{73}As és ^{72}Ge atommagok elméleti analízisét IB(F)M alapján végeztük. Az összes rendelkezésre álló kísérleti adatot jól reprodukáló számítások során a használt parametrizáció közel van a Ga–As tartomány többi magjánál használtakhoz.

Megjegyzés

A ^{70}As atommagnál a mérések megtervezésében, végrehajtásában, az adatok feldolgozásában, valamint a fentebb felsorolt kísérleti eredmények elérésében meghatározó szerepem volt. A ^{73}As -ra vonatkozó kutatásokat Sohler Dorottyával közösen végeztem. Míg ő főként a konverziós elektronméréssel foglalkozott, én a $\gamma\gamma$ -koincidenziamérésre helyeztem a hangsúlyt.

Meg kell jegyezni, hogy a hosszú és nehéz, több embert igénylő méréseket más kollégákkal együtt, kölcsönösségi alapon, végeztem. Résztvettem a ^{70}As esetén a főként Fényes Tibor által végzett elméleti számításokban, valamint az elméleti és kísérleti eredmények összevetésében.

Az értekezés témakörében megjelent közlemények

a) Cikkék

1. T. Fényes, A. Algora, **Zs. Podolyák**, D. Sohler, J. Timár, V. Paar, S. Brant and Lj. Šimičić: *Structure of odd-odd Ga and As nuclei, dynamical and supersymmetries*, Proc. Int. Conf. on Perspectives for the IBM, Padova 1994., (World Scientific, Singapore, 1994) pp.673–681.
2. **Zs. Podolyák**, T. Fényes, J. Timár: *Structure of ^{70}As nucleus*, Nucl. Phys. A 584 (1995) 60–83.
3. T. Fényes, A. Algora, **Zs. Podolyák**, D. Sohler, J. Timár, V. Paar, S. Brant and Lj. Šimičić: *Structure of odd-odd Ga and As nuclei, dynamical and supersymmetries*, Physics of Elementary Particles and Atomic Nuclei 26, No 4 (1995) 831–872.
4. Zs. Dombrádi, **Zs. Podolyák**, S. Brant and V. Paar: *Effective proton-neutron interaction in the singly closed shell region*, Phys. Scripta T56 (1995) 239–242.
5. D. Sohler, **Zs. Podolyák**, J. Gulyás, T. Fényes, A. Algora, Zs. Dombrádi, S. Brant and V. Paar: *Structure of ^{73}As nucleus*, ATOMKI Preprint
6. A. Algora, T. Fényes, Zs. Dombrádi, D. Sohler, **Zs. Podolyák** and J. Jolie: *Supersymmetry in ^{74}Se , ^{75}Se , ^{73}As and ^{74}As nuclei*, Proc IV. Wigner Symposium, Guadalajara, Mexico 1995., (World Scientific)

b) Beszámolók évkönyvekben

1. **Zs. Podolyák**, J. Timár and T. X. Quang: *Spectroscopic Study of the $^{70}\text{Ge}(p,n\gamma)^{70}\text{As}$ Reaction*, ATOMKI Annual Report 1992. pp.16–17.
2. **Zs. Podolyák** and T. Fényes: *The level scheme of ^{70}As nucleus*, ATOMKI Annual Report 1993. pp.12–13.
3. D. Sohler and **Zs. Podolyák**: *Study of ^{73}As from $(p,n\gamma)$ reaction*, ATOMKI Annual Report 1993. p.18.
4. **Zs. Podolyák** and T. Fényes: *Structure of ^{70}As nucleus*, ATOMKI Annual Report 1994. pp.22–23.
5. **Zs. Podolyák** and D. Sohler: *Study of $^{73}\text{Ge}(p,n\gamma)^{73}\text{As}$ reaction*, ATOMKI Annual Report 1994. p.8.
6. Zs. Dombrádi, **Zs. Podolyák**, S. Brant and V. Paar: *Range of effective interaction*, ATOMKI Annual Report 1994. p.28.

c) Előadások

1. T. Fényes, A. Algora, **Zs. Podolyák**, D. Sohler, J. Timár, V. Paar, S. Brant and Lj. Šimičić: *Structure of odd-odd Ga and As nuclei, dynamical and supersymmetries*, Int. Conf. on Perspectives for the IBM, Padova, 13–17 June, 1994.
2. Zs. Dombrádi, **Zs. Podolyák**, S. Brant and V. Paar: *Effective proton–neutron interaction in the singly closed shell region*, Int. Conf. on New Nuclear Structure Phenomena in the Vicinity of Closed Shells, Stockholm–Uppsala, Aug. 30 – Sept. 3, 1994
3. T. Fényes, A. Algora, **Zs. Podolyák**, D. Sohler, J. Timár: *A Ga és As atommagok szerkezete, dinamikus és szuperszimmetriák*, XII. Magyar

Magfizikus Találkozó, Debrecen, aug. 29–31, 1994

4. **Zs. Podolyák**, D. Sohler, A. Algora, T. Fényes: *A $^{70,72,74}\text{As}$ atommagok gerjesztési nívói*, XII. Magyar Magfizikus Találkozó, Debrecen, aug. 29–31, 1994

5. A. Algora, T. Fényes, Zs. Dombrádi, D. Sohler, **Zs. Podolyák**, J. Jolie: *Supersymmetry in ^{74}Se , ^{75}Se , ^{73}As and ^{74}As nuclei*, Escuela Latino Americana de Fisica, Ciudad de Mexico, July 17 – Aug. 4, 1995

Summary

This PhD thesis is based on the nuclear structure study of the ^{70}As and ^{73}As nuclei.

Study of the ^{70}As nucleus

γ -ray, $\gamma\gamma$ -coincidence, internal conversion electron and γ -ray angular distribution spectra of the $^{70}\text{Ge}(p,n\gamma)^{70}\text{As}$ reaction were measured with Ge(HP) γ and superconducting magnetic lens plus Si(Li) electron spectrometers at eight bombarding proton energies between 7.59 and 8.7 MeV. Energies and relative intensities of 113 (among them 60 new) ^{70}As γ rays, as well as 29 new internal conversion coefficients were determined. The proposed level scheme contains 16 new levels. γ -ray branching and mixing ratios, level spin and parity values have been deduced. The spins and parities have been determined on the basis of decay properties of levels, internal conversion coefficients, Hauser-Feshbach analysis of reaction cross sections, γ -ray angular distribution and other data. The energy spectra and electromagnetic moments were calculated in the framework of the interacting boson-fermion-fermion / truncated quadrupole phonon model for odd-odd nuclei and reasonable agreement has been obtained between the experimental and theoretical results.

Study of the ^{73}As nucleus

γ -ray, $\gamma\gamma$ -coincidence and internal conversion electron spectra of the $^{73}\text{Ge}(p,n\gamma)^{73}\text{As}$ reaction were measured with Ge(HP) γ and superconducting magnetic lens plus Si(Li) electron spectrometers at 1.92, 2.27, 2.45, 2.75 and 4.0 MeV bombarding proton energies. A complete level scheme was constructed up to 1.4 MeV excitation energy. The spins and parities have been assigned to the levels on the basis of Hauser-Feshbach analysis of reaction cross sections, internal conversion coefficients and decay properties of the states. The energy spectra and electromagnetic moments were calculated in the framework of interacting boson-fermion model and reasonable agreement has been obtained between the experimental and theoretical results.

Remarks:

I have investigated the structure of the ^{73}As nucleus together with D. Sohler, so only a part of the enumerated results belongs to me.

The details of the studies are given in the publications listed on page 78.

Köszönetnyilvánítás

Köszönettel tartozom mindenekelőtt dr. Fényes Tibor témavezetőmnek, aki egyben az átfogóbb kutatási program vezetője is volt, a munkafeltételek megteremtéséért, továbbá a kísérleti adatok ellenőrzésében és elméleti értelmezésében nyújtott segítségéért. Ugyancsak köszönet illeti a parabola és IBFFM számítások elvégzéséért.

Köszönet illeti Sohler Dorottyát, akivel a ^{73}As vizsgálatát együtt végeztem.

Köszönetet mondok dr. Timár Jánosnak és Tran Xuan Quangnak a ^{70}As kísérleti analizisének első szakaszában való részvételükért. A kísérletek során nyújtott segítségükért Alejandro Algorának, dr. Gácsi Zoltánnak, dr. Gulyás Jánosnak és dr. Krasznahorkay Attilának mondok köszönetet. A kísérletek elvégzéséhez nélkülözhetetlen volt a dr. Valek Aladár vezette ciklotronüzemeltetési osztály és a dr. Mészáros Sándor vezette hideglabor valamint Félegyházi Lóránt jó munkája.

Dr. Dombrádi Zsoltnak az elméleti számításokban nyújtott segítségét valamint tanácsait szeretném megköszönni.

A dolgozat átolvasásakor tett hasznos észrevételekért dr. Fényes Tibornak tartozom köszönettel.

Függelék

Az 1995-ös év első felében EMSPS (European Mobility Scheme for Physics Students) ösztöndíjjal öt hónapot Olaszországban, a Padovai Egyetemen, illetve a Legnaro-i Nemzeti Laboratóriumban, töltöttem. Az itthoni munkámhoz hasonlóan ott is magspektroszkópiával foglalkoztam. De amíg Debrecenben könnyűmagok által keltett reakciókban a kisspinű állapotokat vizsgáltam, addig Olaszországban nehézion reakciókban keltett nagyspinű állapotok tanulmányozására nyílt lehetőségem nagy hatásfokú γ spektrométerrel. Fő feladatomban az adatfeldolgozás volt, ugyanakkor különböző mérésekben is részt vettem.

A legnaro-i kutatóintézet magspektroszkópiái szempontból legfőbb értéke az ott megépített nagy hatásfokú 4π γ detektor rendszer (GASP) [90], amely a 16 MV Tandem gyorsító ill. a Tandem+szupravezető lineáris gyorsító (ALPI) nyalábcatornájára van telepítve. A γ spektrométer 40 Compton elnyomásos HPGe detektorból és 80 BGO kristályból felépülő kaloriméterből áll. Ezek egy 34 cm átmérőjű reakciókamrát vesznek körül, amibe egy $40 \delta E-E$ Si teleszkópból álló töltötttrészecske detektáló rendszer (ISIS) helyezhető el. A kamra közepén keletkező reakciótermékek bevezethetők egy tömegspektrométerbe (CAMEL), Ge detektor eltávolítása nélkül. A gyenge reakciócsatornák kísérleti vizsgálatára egyedülálló lehetőséget nyújt a GASP+ISIS+CAMEL összekapcsolás.

A 40 HPGe detektor átlagos hatásfoka 83% (a $3'' \times 3''$ NaI(Tl) kristályhoz viszonyítva), összfeloldása 2,4 keV (a ^{60}Co 1332 keV-es vonalára). Minden detektor 8 BGO kristályból álló Compton pajzssal van ellátva. A fo-

tocsúcs-teljes beütés arány ^{60}Co forrás esetén $P/T = 0,65$. A 80 BGO detektorból felépített kaloriméter a teljes térszög 80 %-t fedi le és teljes hatásfoka 1 MeV körüli γ sugárzás esetén 72%.

A BGO pajzs használata esetén a Ge detektorok 27 cm-re helyezkednek el a céltárgytól (GASP1 konfiguráció) ami 3% teljes abszolút hatásfokot biztosít. A kaloriméter eltávolításával a Ge detektorok a céltárgyhoz átlagosan 20 cm-re közelíthetők (GASP2 konfiguráció) amiből 5.8 % hatásfok adódik. Az abszolút hatásfokot a ^{60}Co összegcsúcsának alapján határozták meg.

A mérési eredményeket mágnesszalagra írják fel, egy esemény általában a következő adatokat tartalmazza: minden, a 100 ns időintervallumban megszólaló Ge detektorra vonatkozó energiát (8K csatornában) és időt (4K csatornában), a BGO kaloriméter multiplicitását és összenergiáját, a megszólaló Si detektorok energiáját és idejét (az ISIS használata esetén), és két helykoordinátát (a CAMEL használatakor). Ugyanakkor lehetőség van 24 BGO kristály időjelének külön való felírására, és ezáltal a jó időfeloldás miatt a neutron és a γ sugárzás egymástól nagy valószínűséggel megkülönböztethető.

Úgy GASP1, mint GASP2 konfigurációjú mérésekben is részt vettem. Az alábbi felsorolás ezen kísérletek adatait tartalmazza:

- a ^{148}Gd atommag három okkupál fononos állapotának keresése, tandem, GASP2 konfiguráció, $^{128}\text{Sn}+^{28}\text{Si}(125\text{MeV})$;

- életidőmérés a ^{139}Sm atommagban DSAM módszerrel, ALPI, GASP2 konfiguráció, $^{62}\text{Ni}+^{81}\text{Br}(350\text{MeV})$;

- életidőmérés a ^{136}Nd atommagban DSAM módszerrel, tandem, GASP1 konfiguráció, $^{110}\text{Pd}+^{30}\text{Si}(130\text{MeV})$.

Fő feladatomban az adatfeldolgozás volt, melynek során a ^{139}Sm nagyspinű szerkezetével, és a ^{148}Gd -ban a három okkupál fononos állapot keresésével

foglalkoztam. Bár a munka kísérleti részét már lezártuk az adatok értelmezése még folyamatban van, publikálásuk a továbbiakban várható.

A ^{139}Sm atommag nagyspinű szerkezete

A ^{139}Sm atommagot $^{110}\text{Pd}(^{34}\text{S},5\text{n})$ reakcióban állítottuk elő a legnaroí gyorsítón. A γ sugárzásokat a GASP detektorrendszerrel detektáltuk, az első konfigurációban. Eseménynek tekintettük és felírtuk mágnesszalagra, ha legalább három Compton–elnyomások Ge detektor és a BGO labda koincidenzában szólt meg.

Két mérésre került sor. Az elsőre 150 MeV bombázó energián, két öfenntartó fóliából álló dústított ^{110}Pd izotópból készült céltárgyon (összvastagsága $1,1 \text{ mg/cm}^2$), míg a másodikra 165 MeV energián $15,6 \text{ mg/cm}^2$ vastag aranyhátlapra párologtatott $0,9 \text{ mg/cm}^2$ céltárggyal került sor.

Az 5 pA tipikus nyalábintenzitásnál az egyedi Ge detektorokon a beütésszám $\simeq 10 \text{ kHz}$ és az elfogadott eseményszám $\simeq 6 \text{ kHz}$ volt. Mindkét mérés során egyenként kb. 800 millió esemény gyűlt össze. Megjegyzendő, hogy bár a vékony céltárgyas mérés fő célja a ^{140}Sm vizsgálata volt és a nyalábenergia is ennek megfelelően lett megválasztva, a ^{139}Sm atommag magasabb spinű állapotai vizsgálatánál is, főként az $i_{13/2}$ intruder sáv esetén, hasznosnak bizonyult.

A különböző Ge detektorok által felvett spektrumok összenormálását és az energiakalibrációt γ sugárforrások valamint a ^{139}Sm és a szomszédos magok ismert energiájú sugárzásai alapján végeztük. Az adatokat három dimenziós kockákba rendeztük, majd ezekből mátrixokat és egydimenziós kapu spektrumokat vágtunk ki a sémaépítés céljából.

Az állapotok spinjének és paritásának meghatározása érdekében DCO

analízist (orientált állapotok bomlásából származó γ sugárzások szögkorrelációja) végeztünk a ^{139}Sm átmeneteire. Ehhez egy ú.n. DCO mátrixot kellett kigyűjteni, melynek egyik koordinátájára a 90° -ban elhelyezkedő detektorok, a másakra a 34° és 146° -ban elhelyezkedők által észlelt γ sugárzások kerültek. Ha egy feszített kvadrupól átmenetre kapuzunk, az elméleti DCO arány $I_\gamma(90^\circ)/I_\gamma(34^\circ)=1$ feszített kvadrupól átmenetekre és $\simeq 0.5$ tiszta dipólokra, a GASP geometriában. Kevert multipolaritású állapotok esetén a DCO arány erősen függ a δ keveredési aránytól. A spin–paritás meghatározáshoz egy korábbi, $^{114}\text{Cd}(^{29}\text{Si},4n)$ reakciót követő, szögeloszlásmérés eredményét is felhasználtuk.

A ^{139}Sm atommaghoz tartozó γ sugárzások energiáját, intenzitását, DCO arányát, A_2 és A_4 szögeloszlási paramétereiket, illetve a megfelelőített spin–paritás értékeket az XIII. táblázat tartalmazza.

A ^{139}Sm atommag nívósémája

A ^{139}Sm atommag általunk javasolt nívósémája a 24. ábrán látható. A különböző struktúrákat egytől hatig számoztuk. A sémát a β bomlásból meghatározott [91] alacsony spinű állapotokra építettük. Az átmeneteket a koincidencia kapcsolatok és az intenzitásuk alapján helyeztük el. A spin-meghatározás DCO analízisen, szögeloszlásmérésen és a bomlási tulajdonságokon alapult. A paritás meghatározást úgy végeztük, hogy az erős kvadrupól átmeneteket E2-nek a keverteket pedig M1+E2-nek tekintettük.

Az általunk javasolt spinek nagyon sok esetben eltérnek az előző munkákban meghatározottaktól [91, 92, 93]. A DCO analízis szerint a 807,5 keV-es átmenet a korábban feltételezettől eltérően kvadrupól, akárcsak a felette fekvő 379,7, 514,0 és 689,5 keV-es átmenetek. Ez a 2656 keV-es

24. *ábra.* A ^{139}Sm atommag nívósémája.

állapotra $21/2^+$ spin-paritás értéket rögzít. Ugyanezt a spinértéket kapjuk a felsoroltakkal párhuzamos átmeneteket vizsgálva (416,5, 643,7, 509,3 és 368,0 keV), ha a 721 keV-es nívó spinje ($7/2^+$) [91]. Természetesen előfordulhat, hogy a DCO arány alapján E2-nek meghatározott átmenetek egyike, másika $\Delta J=0$ jellegű legyen. Ezt a lehetőséget megvizsgáltuk és elvetettük, mivel nem találtunk olyan más kombinációt amely minden meghatározott DCO aránnyal összeegyeztethető.

Mivel az alacsonyenergiás állapotok spinjét megváltoztattuk az irodalomhoz képest, a magasan deformált sávhoz tartozó nívók spinje [93] is megváltozik. Ezenfelül a mi adataink szerint a 609 keV-es átmenet a sáv tagja, míg a 619 keV-es a sávot a normáldeformált állapotokkal köti össze (az intenzitás 80%-át viszi el). Megfigyelhető egy másik 342,3 keV-es összekötő γ sugárzás is. A 619 keV-es átmenet kvadrupól, s eszerint a sáv legalsó nívójának spinje $21/2^+$.

Az erősen deformált sáv nagyenergiás részét a vékony céltárgyas mérésből vizsgáltuk és 13,5 MeV energiáig és ($69/2^+$) spinig kiterjesztettük. A mi eredményeink különböznek az irodalomtól [93] az 11113 keV nívóenergia fölött.

A $11/2^-$ izomér állapot feletti nívók negatív paritásúak a szögeloszlásmérés és a DCO analízis alapján. A paritásváltás a 2197 keV-es nívónál főként a szisztematikára alapozódik (^{135}Ce [94] és ^{137}Nd [95]). Mindenesetre a 419,5 keV-es γ sugárzás DCO analízise tiszta dipól átmenetre utal. A 3253 keV-es $23/2^-$ állapot feletti állapotok paritását a következőképpen határoztuk meg. Kétszeresen kapuzva a negyedik sáv felső állapotaira, a 3443, 3325 és 3253 keV-es nívók intenzitásmérlegéből meghatároztuk az alacsonyenergiájú 72,2 és 118,6 keV-es átmenetek belső konverziós együtthatóját:

$\alpha(72)_{exp}=3,8(11)$ és $\alpha(119)_{exp}=1,02(8)$. Ezek M1 átmenetet feltételezve jól egyeznek az elméleti [24] $\alpha(72)_{th}=4,37$ és $\alpha(119)_{th}=1,05$ értékekkel.

Az 24. ábrán hármassal jelölt struktúrában is lehetséges paritásváltás a 3098 keV-es $25/2^+$ nivó fölött. Ezt valószínűnek is tartjuk mivel az állapotot tápláló 214,8 keV-es átmenet tiszta monopól jellegű a DCO szerint, valamint hiányzik a lehetséges E2 átmenet a 3312 keV-es és a 2866 keV-es $23/2^+$ nivók között.

Életidőmérés DSAM-mel

A ^{139}Sm atommag alapállapotban majdnem szférikus. A vastag céltárgyas mérésben a legtöbb γ sugárzás nem mutat Doppler kiszélesedést, mivel az élettartamok hosszabbak néhány ps-nál. Doppler kiszélesedésre legfeljebb csak az 1 és 4 struktúrákban számíthatunk. Adatfeldolgozás során a DSAMFT programot [96] használtuk és feltételeztük, hogy a különböző tápláló oldalátmenetek élettartama megegyezik a sávével.

A negyedik sáv esetén nem észleltünk Doppler kiszélesedést, ezért az élettartamra csak egy határértéket határoztunk meg: $\tau \leq 0,4$ ps a $35/2^-$ nivóra, ami $B(E2;882) \leq 15\text{Wu}$ átmeneti valószínűségnek felel meg.

A $\nu i_{13/2}$ intruder sáv Doppler kiszélesedést mutat a 800 keV-nél magasabb energiájú átmenetek esetén. A 970 és 1061 keV-es γ sugárzás vonalalakanalízisét végeztük el (a többibe szennyező vonalak is belekeveredtek), és ennek eredményeként $Q_0=3,2(6)$ eb adódik, ami tengelyszimmetrikus rotort feltételezve $\beta=0,17$ deformációs paraméternek felel meg.

A kísérleti adatok értelmezése

Az általunk felépített nivósémában különböző struktúrákat figyelhetünk meg, lásd a 24. ábrát. A továbbiakban a bizonyos szabályszerűségeket felmutató

1, 4 és 5-tel jelölteket fogjuk tárgyalni. A többi struktúra elméleti leírása nehezebb a kísérleti adatok hiányossága miatt (a 3 és 6 struktúrákban még a paritásokat sem ismerjük).

A $\nu i_{13/2}$ intruder sáv

Az 1-es sáv E2 átmenetektől épül fel és a $\nu i_{13/2}$ intruder neutron pályán alapul [93]. A legalsó nívó spinje $21/2^+$, ami összhangban van a $\nu i_{13/2}$ pálya $(\pi, \alpha) = (+, +1/2)$ "favored signature"-ével.

Habár a mi sávunk különbözik spinben, a kibomló és a sáv tetején levő γ sugárzásokban a Stony Brook-i csoport párhuzamos munkájában közölttől [93], a konfiguráció hozzárendelés ugyanazokon az indokokon (bomlási tulajdonságok, dinamikus tehetetlenségi nyomaték, "aligned spin") alapszik s ezért itt nem részletezzük őket.

A sávban a vonalalak vizsgálat alapján meghatározott kvadrupól nyomaték $Q_0 = 3,2(6)$ eb. Ez az érték kisebb mint a $^{137}\text{Sm}_{75}$ [97] és $^{139}\text{Gd}_{75}$ [98] hasonló sávjaira meghatározott, és összevethető a $^{137}\text{Nd}_{75}$ -ével [99]. Ez utóbbira $\beta_2 = 0,22$ adódott forgási szimmetriát feltételezve, és ez volt a $A=130$ magtartomány magasan deformált $i_{13/2}$ sávjaira a legkisebb ismert deformáció. Az általunk vizsgált $^{139}\text{Sm}_{77}$ mag esetén a kvadrupól deformáció még kisebb, $\beta_2 = 0,17$. A ^{137}Nd -ban a mért kvadrupól nyomaték magasabb kvadrupóldeformációval is értelmezhető háromtengelyű magalakot feltételezve. TRS (total routhian surface) számítások $\beta_2 = 0,27$, $\gamma \sim 10^\circ - 20^\circ$ -nál energiaminimumot jósolnak a $\nu i_{13/2}$ konfigurációra [99]. Hasonló számítások a ^{139}Sm -ra $\beta_2 = 0,25$, $\gamma \sim 15^\circ$ -ot adnak.

A fenti adatok megfelelnek annak, hogy a neutrons szám növekedésével a $\nu i_{13/2}$ sáv kvadrupóldeformációja csökken.

A $11/2^-$ izomer állapotra épülő negatív paritású nívók

Ezeket az állapotokat egy bozon feltörését is megengedő kölcsönható-bozon-fermion modell keretében fogjuk leírni. Ennek oka, hogy az IBFM a gömbszerű és magasan deformált magok közötti átmeneti tartományt is jól kezeli. A zágrábi együttműködő partnereink által végzett számítások folyamatban vannak, az előzetes eredmények biztatóak. A 4-es struktúra valószínűleg $\nu h_{11/2} \otimes [\pi h_{11/2}]^2$ konfiguráción alapszik. Hasonló sávot a ^{135}Ce atommagban már korábban észleltek [94].

A 2197 keV-es $19/2^+$ állapotra épülő pozitív paritású sáv

A 384,2, 827,7 és 928,1 keV-es feszített kvadrupól átmenetektől álló 5-tel jelölt struktúra $\nu s_{1/2} \otimes [h_{11/2}]^2$ három kvázineutronos konfiguráción alapulóként interpretálható. Az "aligned" $h_{11/2}$ neutron pár erős γ húzó erejének következtében, a fenti konfigurációban egy belapult (oblate) $\gamma=-60^\circ$ -hoz közeli magalak várható [94]. Hasonló sávokat láttak már az $N=75$ ^{135}Ce [94] és ^{137}Nd [95] magokban is. A kétszer páros ^{136}Ce -ban [100] egy hasonló kvadrupól sávot észleltek $\nu s_{1/2} \otimes h_{11/2}$ konfigurációval. A ^{135}Ce -ban végzett giromágneses faktor mérés [101] $\nu s_{1/2} \otimes [h_{11/2}]^2$ három neutronos konfigurációt ad meg. A ^{139}Sm -ban akárcsak a $^{135,136}\text{Ce}$ és ^{137}Nd magokban ez a sáv egy feszített E1 átmenettel bomlik ki.

A ^{148}Gd három oktupól fononos állapotának keresése

Ezt a témát csak dióhéjban foglalom össze. Nem kapcsolódik szorosan a dolgozat többi részéhez, abban az értelemben, hogy a ^{148}Gd magnak nem végeztük el a részletes szerkezeti analízisét, hanem egy részproblémára koncentráltunk. Ugyanakkor az itt alkalmazott kísérleti módszerek megegyeznek a már korábban bemutatottakkal.

A kétszeresen mágikus ${}^{146}_{64}\text{Gd}_{82}$ mag körüli tartomány puhának tűnik az oktapól deformációval szemben, számos $\Delta l = \Delta j = 3$ lyuk-részecske gerjesztés összegeként. Kísérletileg két oktapól fononos állapotokat csak ebben a tartományban észleltek, a ${}^{147,148}\text{Gd}$ [102, 103], ${}^{144}\text{Nd}$ [104] és ${}^{146}\text{Sm}$ [104] magokban, E3-as γ kaszkádok megfigyelésével.

Három oktapólfononos állapotot kísérletileg még soha sem mutattak ki és a ${}^{148}\text{Gd}$ atommag az egyik legmegfelelőbbnek tűnik ehhez. Egy direkt bizonyíték arra nézve, hogy egy adott állapot három oktapól fononos az lenne, ha észlelnénk egy erről jövő E3 átmenetet a két oktapól fononos 3981 keV-es 12^+ állapotra, amely $(\nu f_{7/2}^2)6^+ \otimes 3^- \otimes 3^-$ konfigurációjú [105].

A ${}^{148}\text{Gd}$ atommagot ${}^{124}\text{Sn}({}^{28}\text{Si}, 4n)$ reakcióban gerjesztettük 125 MeV bombázó energián. A feltételezett három oktapól fononos állapot körül meghatároztuk a pontos nívósémát és a róla jövő átmenetekre kísérletileg egy $I(E1)/I(E3) > 41$ intenzitásarányt határoztunk meg. Az 1274 keV-es 3^- nívónak meghatároztuk a felezési idejét: $t_{1/2} = 39(9)$ ps.

A ${}^{139}\text{Sm}$ atommag vizsgálatánál feladatomban a vastag céltárgyas mérés feldolgozása volt (a DSAM kivételével). Sémát építettem és a XIII. táblázatban megadott adatok (a szögeloszlásmérés kivételével) az én eredményeim. A különböző struktúrák értelmezését másokkal közösen végeztem.

A ${}^{148}\text{Gd}$ mag három oktapól fononos állapotának keresésében a munka nagy részét én végeztem.

Irodalomjegyzék

- [1] B. O. ten Brink, R. D. Vis, A. W. B. Kalshoven and H. Verheul, *Z. Phys.* 270 (1974) 83
- [2] B. O. ten Brink, J. Akkermans, P. Van Nes and H. Verheul, *Nucl. Phys.* A330 (1979) 409
- [3] A. Filevich, M. Behar, G. Garcia Bermudez, M. A. J. Mariscotti, E. Der Mateosian and P. Thieberger, *Nucl. Phys.* A309 (1978)
- [4] T. Bădică, V. Cojocaru, D. Pantelică, I. Popescu and N. Scînteii, *Nucl. Phys.* A535 (1991) 425
- [5] M. R. Bhat, *Nucl. Data Sheets* 68 (1993) 117
- [6] K. W. Marlow and A. Faas, *Nucl. Phys.* A132 (1969) 339
- [7] R. D. Meeker and A. B. Tucker, *Nucl. Phys.* A157 (1970) 33
- [8] M. Schrader, H. Reiss, G. Rosner and H. V. Klapdor, *Nucl. Phys.* A263 (1976) 193
- [9] C. R. Ramasvamy, N. G. Puttaswamy and N. Sarma, *Phys. Rev. C* 19 (1979) 1236
- [10] G. Rotbard, M. Vergnes, J. Vernotte, G. Berrier- -Ronsin, J. Kalifa and R. Tamisier, *Nucl. Phys.* A401 (1983) 41
- [11] M. N. Vergnes, G. Rotbard, R. Seltz, F. Guilbaut, D. Ardouin, R. Tamisier and P. Avignon, *Phys. Rev. C* 14 (1976) 58
- [12] P. van der Merwe, E. Barnard, J. A. M. de Villiers and J. G. Malan, *Nucl. Phys.* A240 (1975) 273

- [13] B. O. ten Brink, P. van Nes, C. Hoetmer and H. Verheul, Nucl. Phys. A338 (1980) 24
- [14] B. Heits, H.–G. Friederichs, A. Rademacher, K. O. Zell, P. von Brentano and C. Protop, Phys. Rev. C 15 (1977) 1742
- [15] M. M. King and W.–T. Chou, Nucl. Data Sheets 68 (1993) 857
- [16] T. Fényes, Az izokrón ciklotronok és alkalmazásaik, Magyar Fizikai Folyóirat, XVIII (1970) 109
- [17] A. Valek, G. Bibok and A. Paál, in In-beam nuclear spectroscopy, eds. Zs. Dombrádi and T. Fényes (Akad. Kiadó, Budapest, 1984), p. 623
- [18] E. Koltay and A. Szalay, Atomki Közlemények 16 (1974) 181
- [19] A. H. Wapstra and G. Audi, Nucl. Phys. A432 (1985) 1
- [20] Zs. Dombrádi, In-beam gammaspektroszkópia, ATOMKI Közlemények 27/2 (1985) 183
- [21] W. H. Trzaska, Ph. D. thesis, Jyväskylä, 1989
- [22] T. Kibédi, In-beam konverzióelektron-spektroszkópia, ATOMKI Közlemények 27/2 (1985) 221
- [23] K. N. Muhin, Kísérleti magfizika (Tankönyvkiadó, Budapest, 1985)
- [24] F. Rösel, H. M. Fries, K. Alder, H. C. Pauli, At. Data Nucl. Data Tables 21 (1978) 91
- [25] T. Fényes, Atommagok szerkezete I., Héjmodell, (kézirat, MTA ATOMKI, Debrecen, 1994)

- [26] Z. Árvay, T. Fényes, K. Füle, T. Kibédi, S. László, Z. Máté, Gy. Móri, D. Novák and F. Tárkányi, Nucl. Instr. Meth. 178 (1980) 85
- [27] T. Kibédi, Z. Gácsi, A. Krasznahorkay and S. Nagy, Inst. of Nucl. Res., Debrecen, ATOMKI Ann. Rep. (1986) p.55
- [28] T. Kibédi, Z. Gácsi and A. Krasznahorkay, Inst. of Nucl. Res., Debrecen, ATOMKI Ann. Rep. (1987) p.100
- [29] R. S. Hager and E. C. Seltzer, Nucl. Data A4 (1968) 397
- [30] H. Morinaga, T. Yamazaki, In-beam gamma-ray spectroscopy, North Holland, Amsterdam, 1976
- [31] H. Helppi, Univ. of Jyväskylä, JYFL Report 1/1976
- [32] E. Sheldon and V. C. Rogers, Comp. Phys. Commun. 6 (1973) 99
- [33] W. Hauser and H. Feshbach, Phys. Rev. 87/2 (1952) 366
- [34] P. Marmier and E. Sheldon, Physics of Nuclei and Particles
- [35] G. Székely, Comp. Phys. Commun. 34 (1985) 313
- [36] K. Siegbahn, Alpha-, Beta-, and Gamma-ray spectroscopy (North-Holland, Amsterdam 1965)
- [37] C. M. Perey and F. G. Perey, At. Data Nucl. Data Tables 17 (1976) 1
- [38] F. G. Perey, Phys. Rev. 131 (1963) 745
- [39] D. Wilmore and P. E. Hodgson, Nucl. Phys. 55 (1964) 673
- [40] H. A. Helms, G. J. Zaal, W. Hogervorst and J. Blok, Hyperfine Int. 2 (1976) 399

- [41] W. Hogervorst, H. A. Helms, G. J. Zaal, J. Bouma and J. Blok, *Z. Phys.* A294 (1980) 1
- [42] K. Debertin and R. G. Helmer, *Gamma and X-ray Spectrometry with Semiconductor Detectors* (North Holland, Amsterdam, 1988) p. 232
- [43] A. Algora, D. Sohler, T. Fényes, Z. Gácsi, S. Brant, V. Paar and Lj. Šimičić, *Nucl. Phys.* A588 (1995) 399
- [44] H. Toki and A. Faessler, *Phys. Lett.* 63B (1976) 121
- [45] G. Alaga, *Bull. Am. Phys. Soc.* 4 (1959) 359
- [46] J. Vervier, P. Van Isacker, J. Jolie, V. K. B. Kota and R. Bijker, *Phys. Rev. C* 32 (1985) 1406
- [47] P. Van Isacker and J. Jolie, *Nucl. Phys.* A503 (1989) 429
- [48] V. Paar, *Nucl. Phys.* A331 (1979) 16
- [49] M. R. Bhat, *Nucl. Data Sheets* 69 (1993) 209
- [50] J. N. Mo and S. Sen, *Nucl. Data Sheets* 39 (1983) 741
- [51] M. R. Bhat, *Nucl. Data Sheets* 58 (1989) 1
- [52] M. R. Bhat, *Nucl. Data Sheets* 68 (1993) 579
- [53] B. Singh, *Nucl. Data Sheets* 60 (1990) 735
- [54] M. L. Harbert, *Nucl. Data Sheets* 28 (1979) 179
- [55] N. J. Ward and F. Kearns, *Nucl. Data Sheets* 39 (1983) 1
- [56] M. R. Bhat, *Nucl. Data Sheets* 55 (1988) 1

- [57] M. M. King, Nucl. Data Sheets 56 (1989) 1
- [58] B. Singh and D. A. Viggars, Nucl. Data Sheets 51 (1987) 225
- [59] B. Singh and D. A. Viggars, Nucl. Data Sheets 42 (1984) 233
- [60] B. Singh and D. A. Viggars, Nucl. Data Sheets 33 (1981) 189
- [61] R. Fournier, J. Kroon, T. H. Hsu, B. Hird and G. C. Ball, Nucl. Phys. A202 (1973) 1
- [62] K. L. G. Heyde, The nuclear shell model (Springer, Berlin, 1990)
- [63] T. Fényes, Zs. Dombrádi, A. Krasznahorkay, J. Gulyás, J. Timár and T. Kibédi, Fizika 22 (1990) 273
- [64] T. Fényes, Zs. Dombrádi, Z. Gácsi and J. Gulyás, Acta Phys. Hung. 71 (1992) 239
- [65] T. Fényes, Atommagok szerkezete II., Kollektív modell (kézirat, MTA ATOMKI, Debrecen, 1994)
- [66] D. Bonatsos, Interacting boson models of nuclear structure (Clarendon, Oxford, 1988)
- [67] F. Iachello and A. Arima, The interacting boson model (Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1987)
- [68] F. Iachello and P. Van Isacker, The interacting boson-fermion model (Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1991)
- [69] T. Fényes, Atommagok szerkezete III., Kölcsönható bozon modell (kézirat, MTA ATOMKI, Debrecen, 1994)

- [70] R. F. Casten, Nuclear structure from a simple perspective, (New York, Oxford Univ., Press, 1990)
- [71] D. Janssen, R. V. Jolos and F. Dönau, Nucl. Phys. A224 (1974) 93
- [72] A. Arima and F. Iachello, Phys. Rev. Lett. 35 (1975) 1069
- [73] V. Paar, S. Brant, L. F. Canto, G. Leander and M. Vouk, Nucl. Phys. A378 (1982) 41
- [74] A. Arima and F. Iachello, Phys. Rev. Lett. 35 (1975) 157; Ann. of Phys. (N. Y.) 99 (1976) 253; 111 (1978) 201; 123 (1979) 468
- [75] F. Iachello and O. Scholten, Phys. Rev. Lett. 43 (1979) 679
- [76] O. Scholten, Prog. Part. Nucl. Phys. 14 (1985) 189; Ph. D. Thesis, Univ. of Groningen (1980)
- [77] V. Paar, in In-beam nuclear spectroscopy, Vol. 2, eds. Zs. Dombrádi and T. Fényes, (Akad. Kiadó, Budapest, 1984), p. 675
- [78] S. Brant, V. Paar and D. Vretenar, Computer code IBFFM/OTQM, IKP Jülich (1985), unpublished
- [79] R. A. Meyer, R. J. Nagle, S. Brant, E. Frlež, V. Paar and P. K. Hopke, Phys. Rev. C41 (1990) 686
- [80] A. F. Oluwole, S. G. Schmelling and H. A. Shugart, Phys. Rev. C2 (1970) 228
- [81] D. Sohler, A. Algora, T. Fényes, Z. Gácsi, S. Brant, V. Paar and Lj. Šimičić, ATOMKI preprint 4-1994-P, közlésre benyújtva

- [82] T. Fényes, A. Algora, Zs. Podolyák, D. Sohler, J. Timár, V. Paar, S. Brant and Lj. Šimičić, *Physics of Elementary Particles and Atomic Nuclei* 26, No 4 (1995) 831
- [83] J. Timár, T. X. Quang, T. Fényes, Zs. Dombrádi, A. Krasznahorkay, J. Kumpulainen, R. Julin, S. Brant, V. Paar and Lj. Šimičić, *Nucl. Phys.* A573 (1994) 61
- [84] J. Timár, T. X. Quang, Zs. Dombrádi, T. Fényes, A. Krasznahorkay, S. Brant, V. Paar and Lj. Šimičić, *Nucl. Phys.* A552 (1993)
- [85] P. Raghavan, *Atomic Data and Nucl. Data Tables* 42 (1989) 189
- [86] V.L. Alexeev, I. A. Kondurov, Yu. E. Loginov, V. V. Martynov, S. L. Sakharov, P. A. Sushkov, H. G. Börner, W. F. Davidson, J. A. Pinston and K. Schreckenbach, *Nucl. Phys.* A345 (1980) 93
- [87] Zs. Podolyák, T. Fényes and J. Timár, *Nucl. Phys.* A584 (1995) 60
- [88] P. Van Isacker, A. Frank and Hong-Zhou Sun, *Ann. Phys.* 157 (1984) 183
- [89] A. Algora, T. Fényes, Zs. Dombrádi and J. Jolie, *Z. Phys.* A352 (1995) 25
- [90] D. Bazzacco, in: *Proc. Int. Conf. on Nuclear structure at high angular momentum, Ottawa (1992)*, Vol. 2, *Proceedings AECL 10613*, p.376
- [91] J. Deslauriers, S. Gujrathi, S. K. Mark and S. P. Sud, *Z. Phys.* A325(1986)421
- [92] D. Bazzacco, S. Lunardi, G. Nardelli, M. De Poli and G. de Angelis, *Z. Phys.* 335(1990)363

- [93] P. Vaska, S. Bhattacharjee, D. B. Fossan, D. R. LaFosse, Y. Liang, H. Shnare, K. Starosta, M. P. Waring, I. Hibbert, R. Wadsworth, K. Hauschild, C. W. Beausang, S. Clarke, S. A. Forbes, P. J. Nolan, E. S. Paul, A. T. Semple, S. M. Mullins, H. Grawe and K. H. Maier, *Phys. Rev. C* 50(1994)104
- [94] R. Ma, E. S. Paul, D. B. Fossan, Y. Liang, N. Xu, R. Wadsworth, I. Jenkins and P. J. Nolan, *Phys. Rev. C* 41 (1990) 2624
- [95] J. Gizon, A. Gizon, M. R. Maier, R. M. Diamond and F. S. Stephens, *Nucl. Phys. A* 222 (1974)557
- [96] J. Gascon, C.-H. Yu, G. B. Hagemann, M. C. Carpenter, J. M. Espino, Y. Iwata, T. Komatsubara, J. Nyberg, S. Ogaza, G. Sletten, P. O. Tjom and D. C. Radford, *Nucl. Phys. A* 513 (1990) 344
- [97] P. H. Regan, R. Wadsworth, S. M. Mullins, J. Nyberg, A. Atac, S. A. Forbes, D. B. Fossan, Y.-J. He, J. R. Hughes, I. Jenkins, R. Ma, M. S. Metcalfe, P. J. Nolan, E. S. Paul, R. J. Poynter, D. Santonicio, A. Virtanen and N. Xu, *J. Phys. G* 18 (1992) 847
- [98] E. S. Paul, S. A. Forbes, D. B. Fossan, J. Gizon, J. R. Hughes, S. M. Mullins, M. S. Metcalfe, P. J. Nolan, R. J. Poynter, P. H. Regan, G. Smith and R. Wadsworth, *J. Phys. G* 18 (1992) 121
- [99] S. M. Mullins, I. Jenkins, Y.-J. He, A. J. Kirwan, P. J. Nolan, J. R. Hughes, R. Wadsworth and R. A. Wyss, *Phys. Rev. C* 45 (1992) 2683
- [100] E. S. Paul, D. B. Fossan, Y. Liang, R. Ma, N. Xu, R. Wadsworth, I. Jenkins and P. J. Nolan, *Phys. Rev. C* 41 (1990)1576

- [101] A. Zemel, C. Broude, E. Dafni, A. Gelberg, M. B. Goldberg, J. Gerber, G. J. Kumbartzki and K.-H. Speidel, *Z. Phys.* A304 (1982) 269
- [102] P. Kleinheinz, J. Styczen, M. Piiparinen, J. Blomqvist and M. Kortelathi, *Phys. Rev. Lett.* 48 (1982) 1457
- [103] S. Lunardi, P. Kleinheinz, M. Piiparinen, M. Ogawa, M. Lach and J. Blomqvist, *Phys. Rev. Lett.* 53 (1984) 1531
- [104] L. Bargioni, P. B. Bizzeti, A. M. Bizzeti-Sona, D. Bazzacco, S. Lunardi, P. Pavan, C. Rossi-Alvarez, G. de Angelis, G. Maronand J. Rico, *Phys. Rev.* C51 (1995) R1057
- [105] M. Piiparinen, P. Kleinheinz, J. Blomqvist, A. Virtanen, A. Atac, D. Müller, J. Nyberg, T. Ramsoy and G. Sletten, *Phys. Rev. Lett.* 70 (1993) 150