

KÍSÉRLETI BIZONYÍTÉK A ^{105}Pd ATOMMAG IMBOLYGÓ FORGÁSÁRA

Kruzsicz Bernadett, Kuti István, Kunné Sohler Dorottya, Timár János
Atommag Kutató Intézet, Debrecen

A legújabb magszerkezet-kutatásokban jelentős szerepet kap az egzotikus atommagok és magállapotok tanulmányozása, amelyek előállítására és vizsgálatára technikai okok miatt a korábbiakban kevésbé volt lehetőség. Azonban napjainkban oly mértékben fejlődnek a kísérleti berendezések, hogy az ezekkel kapcsolatos magszerkezeti kutatásokra egyre több lehetőség nyílik. Ilyen például a különböző szimmetriasértések vizsgálata, az erősen neutrondús vagy neutronszegény atommagok gerjesztett állapotainak felderítése, vagy a különleges magalakokhoz tartozó új mozgásformák kimutatása, mint a jelen cikkben tárgyalt háromtengelyűen deformált atommaghoz tartozó imbolygó forgómozgás.

Az atommagot kétféle részecske alkotja [1], ezek a protonok és a neutronok, együttes nevükön nukleonok. A nukleonok számát az atommag tömegszáma adja meg, míg a protonok számát a periódusos rendszertől a rendszámot kiolvastva tudhatjuk meg.

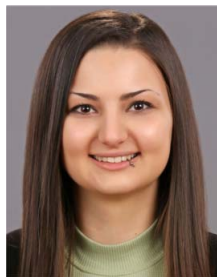
Ezen parányi részecskék világában a kvantummechanika törvényei uralkodnak. A nukleonok között ható nagyon rövid hatótávolságú, de rendkívül erős kölcsönhatás, a magerő tartja össze az atommagot, amelynek nincs éles határfelülete, hanem egy vékony, csökkenő sűrűségű átmeneti réteg határolja. Ez a kis-élosmosódott felszínű atommagalak azonban nem

merev, hanem elég képlékeny. Ha változtatjuk az atommag energiáját, akkor az alak viszonylag könnyen megváltozik. Az atommagot általában gömb alakúnak gondoljuk, de számos vizsgálat kimutatta, hogy lehet megnyúlt (szivar alakú), belapult (zsemle alakú) vagy akár körtéhez hasonló is.

Az atommag gerjesztett állapotai

Amikor egy alapállapotban lévő atommagot egy részecskével, például protonnal meglövének, akkor növeljük az atommag energiáját, azaz gerjesztett állapotba kerül. Az energia és a forgást jellemző perdület nem lehetnek akármekkora, csak meghatározott, diszkrét értékeket vehetnek fel. Ezek a diszkrét energiával és perdülettel rendelkező gerjesztett állapotok azonban nem stabilak, bomlásuk során az atommag γ -sugárzást bocsát ki. Ennek következtében kisebb energiájú gerjesztett állapotba, vagy akár egyenesen az alapállapotba kerül. Az említett γ -sugárzás elektromágneses sugárzás csakúgy, mint a látható fény, de a γ -sugárzás során kilépő fotonok energiája sokkal nagyobb, mint a látható fény tartományába eső fotonok energiája. Ezek a γ -kvantumok a kvantummechanikai perdületegység (\hbar) többszörösét „vihetik el”, vagyis ennyivel változtathatják meg az atommag perdületét. A maximálisan $L = 1, 2, 3\hbar$ perdületet elvivő γ -sugárzást rendre dipól-, kvadrupól-, oktopólusugárzásnak nevezzük [2]. A perdületmegmaradás miatt L

Bemutatásra került a 2019. évi Fizikus Vándorgyűlésen. Az eredményekhez kapcsolódó kutatásokat a Nemzeti Kutatási Fejlesztési és Innovációs Alap a K128947 és a PD124717 pályázati programok finanszírozásával, valamint az Európai Regionális Fejlesztési Alap GINOP-2.3.3-15-2016-00034 projektje támogatta.



Kruzsicz Bernadett fizika, BSc. Kutatómunkáját az Atommagkutató Intézet Magfizikai Laboratóriumban végzi. A forgó atommagok jelenségei iránti érdeklődése a BSc szakdolgozati munkája során alakult ki, amelyhez kapcsolódó TDK munkájával a 2017. évi XXXIII. OTDK Magfizika alszekciójában különdíjat kapott. Ennek a továbbfejlesztésével születtek a jelen eredmények és ezt a munkát tervezi továbbvinni az MSc diplomamunkájában is.



Kunné Sohler Dorottya fizikus (PhD, 1997) az Atommagkutató Intézet tudományos főmunkatársa. Kutatási témája főleg az $A \sim 100$ tömegszám környéki atommagok szerkezetének vizsgálata és a héjazárdások tanulmányozása neutrontöbbletes könnyű atommagokban gamma-spektroszkópiai módszerekkel. Az intézetben a radioaktív nyalábokon végzett kísérletek koordinátora.



Kuti István fizikus (PhD, 2009), az Atommagkutató Intézet tudományos munkatársa, az NKFIH kiválósági program posztdoktora. Kutatási témája főként az $A \approx 100$ és $A \approx 130$ tömegszám-tartomány atommagjainak magszerkezeti vizsgálata gamma-spektroszkópiai módszerekkel. A DIAMANT töltött-részecske-detektorrendszer felelőse.



Timár János fizikus, az MTA doktora, az Atomki tudományos tanácsadója. Kutatási területe az atommagok szerkezetének kísérleti vizsgálata főleg gamma-spektroszkópiai módszerekkel. Ezen belül fő érdeklődési területe a deformált atommagok forgása, illetve a forgás és más gerjesztési módok kölcsönhatása által kiváltott jelenségek tanulmányozása.

A γ -sugárzásokra érvényes és számunkra releváns szabályok összefoglaló táblázata

maximális perdületváltozás (ΔJ)	a kezdeti és a végállapot közötti paritásváltozás			
	van: $\pi_i \pi_k = -1$		nincs: $\pi_i \pi_k = +1$	
	átmenet	megengedett lehetséges bekeveredés	átmenet	megengedett lehetséges bekeveredés
1	E1	M2	M1	E2
2	M2	E3	E2	M3
3	E3	M4	M3	E4

értékét az atommag kezdeti állapotának J_k és végállapotának J_v perdülete a következő módon korlátozza: $|J_k - J_v| \leq L \leq J_k + J_v$. Az egyes típusú γ -sugárzásokat meghatározott szögeloszlás jellemzi abban az esetben, ha irányított perdületű atommagból lépnek ki. A kibocsátott γ -sugárzás megváltoztathatja az atommagállapotok egy másik jellemzőjét is, a paritást. Az állapot paritása a kvantummechanikai hullámfüggvény páros (szimmetrikus) vagy páratlan (antiszimmetrikus) voltát jelenti a koordinátatengelyek origóra való tükrözésére nézve. A páros hullámfüggvényhez tartozó π paritás +1, míg a páratlanhoz tartozó paritás -1. Azokat a γ -kvantumokat, amelyek a $\pi_k \pi_v = (-1)^L$ összefüggés szerint változtatják meg az atommag paritását elektromos sugárzásnak, míg a $\pi_k \pi_v = (-1)^{L+1}$ szerinti változást eredményezőket mágneses sugárzásnak nevezük, ahol a π_k a kezdő állapot, π_v pedig a végállapot paritását jelenti. Ezek az elnevezések összhangban vannak azzal a ténnyel, hogy az elektromos típusú sugárzásokat az atommagban az elektromos töltések, míg a mágneses típusú sugárzásokat az áramok vagy mágneses dipólmomentumok keltik. Mindezek alapján megkülönböztetünk $L = 1, 2, 3\hbar$ perdületet elvivő E1, E2, E3 elektromos, illetve M1, M2, M3 mágneses sugárzásokat. A γ -kibocsátások valószínűsége az elméleti számítások alapján a $T(E1) > T(M1) > T(E2) > T(M2) > T(E3) > T(M3)$ egyenlőségeknek tesz eleget. Az egyes γ -átmenetek multipolaritása valamilyen valószínűséggel keveredhet. Ezen bekeveredési valószínűségek aránya a keveredési arány. Általában az átmenetek 1, 2 vagy $3\hbar$ perdületet visznek el. Ezekre az 1. táblázatba foglalt szabályok érvényesülnek.

A detektált gamma-sugárzás energiája jó közelítéssel az atommag két gerjesztett állapota közti energiakülönbség. Amennyiben ismerjük, hogy mely γ -sugárzások tartoznak egy bomlási kaszkádba, meghatározhatjuk az őket kibocsátó állapotok energiáit. Az ilyen γ -kaszkádok teljes kibocsátási ideje néhány pikoszekundumtól néhány nanoszekundumig terjed, ezért az egy bomlási kaszkádba tartozó γ -sugárzások közel egyidejűleg érkeznek a detektorokba, vagyis koincidenzában állnak egymással. Mivel a kísérletben ennél nagyságrendekkel több idő telik el az egyes atommagok gerjesztései között, ezért a különböző atommagokból jövő γ -sugárzások viszont nincsenek koincidenzában egymással. A γ - γ koincidenziakapcsolatok ismerte-

tében, felhasználva a γ -sugárzások energia- és intenzitásmérlegét, a vizsgált izotóp gerjesztett állapotainak rendszere felépíthetővé válik.

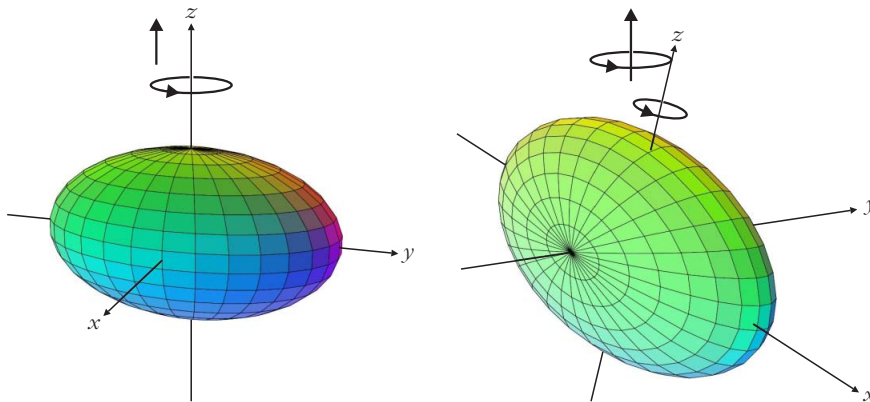
Addig, amíg az atommag gerjesztett állapotban van, az alapállapothoz képesti többletenergíát valamilyen mozgás segítségével tárolja. Ez a mozgás lehet például az atommag felszínének vibrálása, vagy a nem gömbszerű atommagok esetén a forgás. Az adott mozgásformához tartozó gerjesztett állapotok energia- és perdületértékei, valamint a legerjesztődésük során kibocsátott γ -sugárzások tulajdonságai az adott mozgásformára – ami összefügg az atommag alakjával is – jellemzők. Tehát a legerjesztődés során kibocsátott γ -sugárzások kísérleti vizsgálatával információt nyerhetünk az atommagok speciális mozgásformáiról és alakjáról.

Az atommag forgása

Az atommagfizika egyik alapvető modellje, a héjmodell [3] szerint a protonok és a neutronok a többi nukleon átlagerében, diszkrét energiaszintekhez tartozó úgynevezett pályákon mozognak, amelyek héjakra rendeződnek. A legkülső héj általában csak részben betöltött. Ezeket a nukleonokat nevezzük valencianukleonoknak, és ezek határozzák meg az atommag alakját, lehetséges állapotait és az ezekhez tartozó energiaszintet, perdületet, paritást stb. Kis gerjesztési energiáknál a valencianukleonok nagy része nulla perdületű proton-proton vagy neutron-neutron párokban kötött. Azokban az atommagokban, amelyekben elegendő számú valencianukleon van, deformáció alakul ki.

A kvantummechanika törvényei szerint csak a deformált atommagok foroghatnak, mivel egy gömbszimmetrikus kvantummechanikai rendszer térbeli elforgatása nem eredményez új állapotot. A nem gömbszimmetrikus atommagok többsége közelítőleg forgási ellipszoid alakú (szivaralak), és a szimmetriatengelyre merőleges tengely körül foroghatnak, amely forgástengely a térben állandó és iránya egybeesik a perdületvektorával.

Ha az atommag deformált, akkor a mag egésze foroghat és egy belső állapothoz (konfigurációhoz) a forgási sebességtől függően több energiaszint is tartozik. Így egy belső állapothoz egy energiaszint-rendszer tartozik, amit forgási sávnak nevezünk. A forgási sávban meghatározott összefüggés áll fenn az energia és a perdület között: $E \sim J(J+1)$. Ez analóg a klasszikus mechanikában ismert törvényszerűséggel. Általában a forgási sávban az egymást követő állapotok közötti perdületkülönbség $1\hbar$, viszont az állapotok két csoportra oszlanak, ahol a nívóenergiák mindegyik csoportban közelítőleg követik az $E \sim J(J+1)$



1. ábra. Az atommag forgásának sematikus ábrázolása. Bal oldalon a forgási ellipszoid alakú atommag térben rögzített (z) tengely körüli forgása, jobb oldalon pedig a háromtengelyűen deformált atommag imbolygó forgása, amelyben a (z) forgástengely körbeforg a térben rögzített perdületvektor körül.

szabályt, de a csoportok nívóenergiái egymáshoz képest el vannak tolódva. Az egyes csoportokon belül az állapotok perdületei $2\hbar$ -sal növekednek és E2 átmenetekkel egymásba bomlanak. Egy-egy ilyen csoport alkot egy E2 forgási sávot. Az egyik csoport a másik úgynevezett szignatúrapartner-sávja.

Az atommag imbolygó forgó mozgása

Az atommagelméletek szerint bizonyos neutron- és protonszám-tartományba tartozó atommagok alakja nem forgási, hanem háromtengelyű ellipszoid, vagyis három irányban különböző mértékben megnyúlt alakú. Az ilyen atommagok bonyolultabb forgást is végezhetnek: gyorsan forognak az egyik főtengely körül, és ez a forgástengelyük lassabban körbefordul a térben állandó perdületvektor körül. Ezt nevezzük imbolygó forgásnak [4], ez látható az 1. ábra jobb oldalán.

Ez a mozgásforma némileg hasonló a Föld forgástengelyének állócsillagokhoz képesti elfordulásához. Egy ennél könnyebben megfigyelhető, hasonló példa, amikor a felhúzott bűgőcsiga vagy a pörgettyű a forgástengelye körül forog, közben pedig maga a forgástengely is lassan körbe-körbe forog.

Az atommagban az imbolygást a forgástengely kvantummechanikai vibrációjával írjuk le, amelyhez az n vibrációs kvantumszámmal jellemzett diszkrét energiaértékek tartoznak. Így az imbolygó forgást végző atommag gerjesztési energiaspektrumában több azonos paritású E2 forgási sáv tartozik egy konfigurációhoz. Ezek az n vibrációs kvantumszámban különböznek úgy, hogy az eggyel nagyobb kvantumszámhoz tartozó állapothoz nagyobb energia és egy egységgel nagyobb perdület tartozik. A legkisebb, $n = 0$ -val jelzett kvantumszámhoz az úgynevezett yrast-sáv tartozik. Ezt a sávot yrast-állapotok építik fel. Az yrast-állapot egy adott perdülethez tartozó legkisebb energiájú állapot, tehát az yrast-sáv a legkisebb energiájú sáv. Az egymás utáni n kvantumszámokhoz tartozó sávok megfelelő állapotai egy egységnyi perdülettel különböznek egymástól, így a nagyobb n kvan-

tumszámú (és nagyobb energiájú) állapot $\Delta J = 1, M1 + E2$ (mágneses dipól + elektromos kvadrupól) γ -átmenettel bomlik a kisebb kvantumszámú állapotba. Ez alapján az $n = 1$ sáv mind energiájában, mind bomlási tulajdonságában hasonlít az $n = 0$ (yrast) sáv szignatúrapartner-sávjára, amely forgási ellipszoid alakú atommagoknál is várható. A különbség köztük a γ -átmenet M1 és E2 multipolaritásának keveredési arányában van. Míg a szignatúrapartner-sáv $\Delta J = 1$ γ -átmenete főleg M1 multipolaritású kis E2 bekeveredéssel, addig az

$n = 1$ imbolygó forgási sáv átmenete éppen ellenkezőleg, főleg E2 multipolaritású kis M1 bekeveredéssel.

Korábbi irodalmi eredmények az atommagok imbolygó forgó mozgására

Ezidáig nagyon kevés atommagban mutatták ki az imbolygó forgást. Az atommag imbolygó forgó mozgásának első kísérleti bizonyítékát a páratlan protonszámú ^{163}Lu ($Z = 71$) atommagban találták [5], később a ^{161}Lu , ^{165}Lu , ^{167}Lu atommagokban, továbbá a ^{167}Ta ($Z = 73$) atommagban is kimutatták, mindegyik esetben az erősen deformált, háromtengelyű, proton $i_{13/2}$ héjmodell-konfigurációjú sávokban. A közelmúltban a ^{135}Pr ($Z = 59$) atommagban bizonyították be kísérletileg e mozgás megjelenését [6], ahol az imbolygó forgási sáv konfigurációja proton $h_{11/2}$. Ezek mind olyan atommagok, amelyekben a proton- és neutronpárokból álló magtörzson kívül egy proton található. Az ilyen, a magtörzson kívül egy párosítatlan részecskét tartalmazó atommagok imbolygó forgása az elmélet szerint kétféle lehet; „transzverzális”, ha a részecske perdülete merőlegesen áll a forgástengelyre, és „longitudinális”, ha az párhuzamos vele [7]. A sávok közötti γ -átmenetek tulajdonságai mindkét esetben hasonlóknak várhatók (erős E2 + gyenge M1), viszont az $n = 1$ sávhoz tartozó állapotok $n = 0$ sáv állapotaihoz képesti energiája – ami az imbolygás frekvenciájával arányos – a két esetben különböző. Transzverzális esetben a két sáv közti energiakülönbség a forgási frekvencia növekedésével csökken, míg longitudinális esetben nő. Az eddig ismert esetekben mindig csökkenést tapasztaltak, tehát mind transzverzális imbolygó forgás volt.

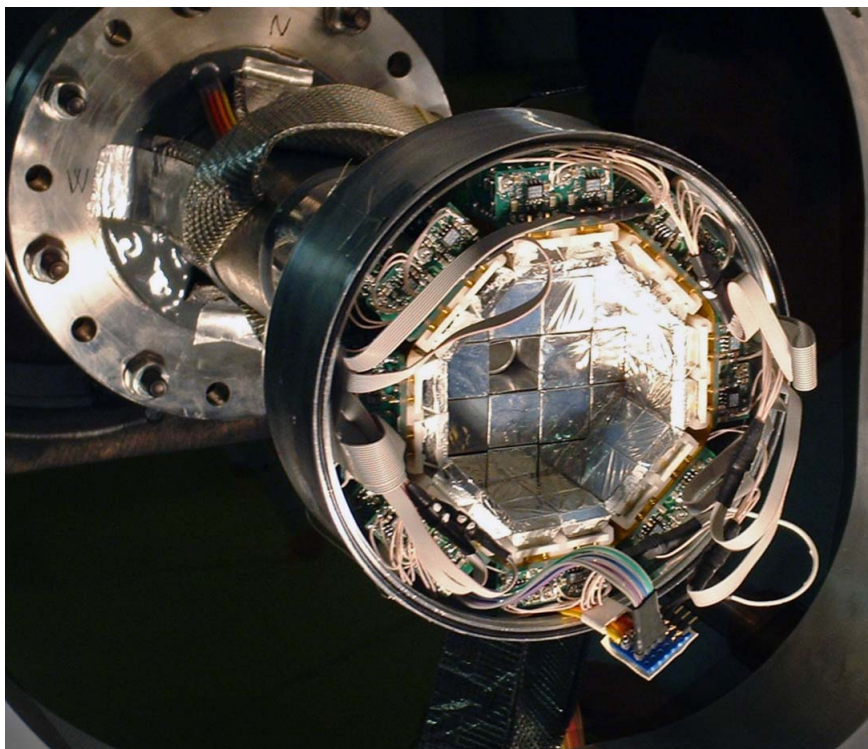
Eredmények a ^{105}Pd atommagra

A 100 körüli nukleont tartalmazó atommagok tartományában az imbolygó forgást eddig kísérletileg – annak ellenére, hogy az elméletek alapján ebben a tartományban várható a legerősebb eltérés a forgási ellipszoid alaktól – nem mutatták ki.

Nemzetközi együttműködésben vizsgáltuk a 105-ös tömegszámú, azaz 46 proton és 59 neutron tartalmazó palládium-atommag forgását. Az igen komplikált kísérletet és adatfeldolgozást igénylő munkában a kutatást vezető ATOMKI-csoport tíz tagján kívül tíz ország tizenhárom intézményének tizennyolc kutatója vett részt. A kísérletben meghatároztuk a gerjesztett állapotok azon új csoportját, amely az imbolygó forgáshoz tartozhat, valamint az ezen állapotok bomlásából származó γ -sugárzások tulajdonságait.

A ^{105}Pd közepes és nagy perdületű állapotait $^{96}\text{Zr}(^{13}\text{C},4n)$ nehézion fúzió-párolgási reakcióval állítottuk elő. A ^{13}C nyaláb előállítását a strasbourgi IReS laboratórium Vivitron részecskegyorsítójával történt 58 MeV energián. Ezt a nyalábot két, egyenként körülbelül $0,6\text{ mg/cm}^2$ vastag cirkónium (Zr) céltárgyfóliával ütköztettük. Mivel a természetes cirkónium csak 2,8%-ban tartalmazza a ^{96}Zr izotópot, ezért a céltárgyfóliákat ebben az izotópban ~86%-osra dúsított anyagból készítettük. A kísérlet idején ez a laboratórium volt a világon a legalkalmasabb az atommagok nagy perdületű állapotainak vizsgálatára. A kibocsátott γ -sugárzás detektálására és tulajdonságainak meghatározására az EUROBALL IV detektorrendszer – ami a ~200 hipertizta germánium (HPGe) detektorával a legnagyobb ilyen detektorrendszer volt – állt rendelkezésre. Amerikai versenytársával (Gammasphere) ellentétben ez a detektorrendszer – az alkalmazott 24 Clover detektoroknak köszönhetően, amelyek 4 darab HPGe kristályt tartalmaztak négylevelű lóhereszerűen elrendezve – alkalmas volt a gamma-sugárzás lineáris polarizációjának a mérésére is. A detektorrendszer ezeken kívül még 15 nagy hatásfokú, úgynevezett Cluster detektort – amelyekben egyenként 7 db HPGe kristály volt elhelyezve – tartalmazott. A detektorok céltárgy körüli elrendezése lehetővé tette a gamma-sugárzások szögkorrelációjának (angolul Directional Correlation from Oriented states, DCO) mérését is.

A ^{96}Zr céltárgy ^{13}C nyalábbal történő bombázásakor több nehézion fúzió-párolgási magreakció is végbemehet, olyanok is, ahol nem csak neutronok lépnek ki a közbenső magból, mint az általunk vizsgált esetben, hanem protonok vagy alfa-részecskék is. Az ezen reakciókból származó zavaró gamma-sugárzások letiltására a nagy hatásfokú, 88 CsI detektorból álló DIAMANT töltött részecske-detektorrendszer szolgált, amelynek kifejlesztésében és üzemeltetésében az ATOMKI kutatóinak meghatározó szerepe volt. A 2. ábrán a céltárgykamrába elhelyezett DIAMANT de-



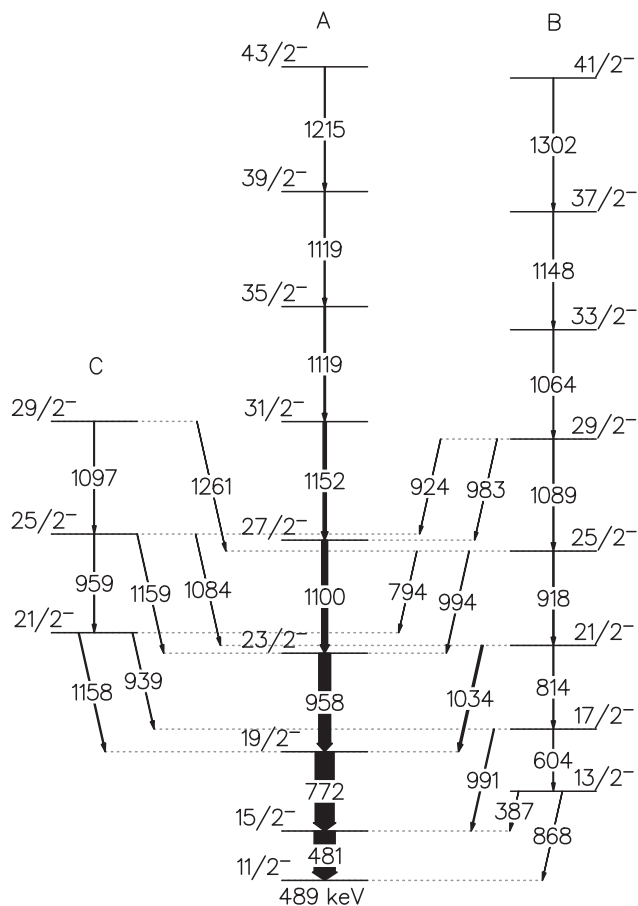
2. ábra. A kísérlet során használt DIAMANT töltött részecske-detektorrendszer.

tektor látható kinyitott állapotban. A fénykép közepén a fóliába csomagolt CsI detektorok sakkáblaszzerűen helyezkednek el, amelyeket detektornégyesekből álló gyűrű vesz körbe. A detektorok körül, de még szintén a céltárgykamrán belül, az elsődleges kiolvasó elektronikához tartozó egységek és a hozzájuk tartozó adatkábelek láthatók.

Az egy hétig tartó kísérletben azokat az eseményeket gyűjtöttük és írtuk mágnesszalagra, amelyekben legalább három γ -sugárzást detektáltunk egyszerre a 100 ns koincidencia-időablakon belül. A kísérlet során körülbelül $2 \cdot 10^9$ eseményt gyűjtöttünk.

Az alapállapotot és a gerjesztett állapotokat egy adott atommag esetén a megfelelő energiaszintekkel szokás ábrázolni, ezek összességét nívósémának nevezzük. A kísérleti adatok elemzésével – a γ -sugárzások hármaskoincidencia-kapcsolatai, továbbá az energia- és intenzitásmérlegek alapján – felépítettük a ^{105}Pd atommag ezen nívósémáját. Ezen nívóséma egy része látható a 3. ábrán, ahol a vízszintes vonalak az energiaszinteket, a nyilak pedig az energiaszintek közötti átmenetek során kibocsátott γ -sugárzásokat ábrázolják. A nyilakra írt számok a sugárzás energiáját adják keV-ben, az energiaszintekhez írt számok az adott gerjesztett állapothoz tartozó perdületértéket \hbar egységben, a + és – jelek az állapot paritását jelölik. Az energiaszinteket csoportokba, sávokba lehet rendezni aszerint, hogy mely mozgásformához tartoznak.

A ^{105}Pd atommag számos új forgási sávját azonosítottuk [8]. Köztük negatív paritású E2 forgási sávokat, amelyek valószínűleg a neutron $h_{11/2}$ konfigurációhoz tartoznak. Ezek közül két sáv állapotainak perdületértékei különböznek a már ismert, yrast $h_{11/2}$



3. ábra. A 105-ös tömegszámú palládium-atommag (^{105}Pd) nívósémája a forgási sávokhoz tartozó energiaszintekkel. Az „A” betűvel jelölt sáv a térben rögzített tengelyű forgáshoz tartozik, a „B” betűvel jelölt sáv pedig az imbolygó forgáshoz.

sáv állapotainak perdületértékeitől, tehát e két sáv jöhet számításba, mint a keresett $n = 1$ imbolygó forgási sáv, vagy az yrast sávhoz tartozó szignatúrapartner-sáv. A 3. ábra mutatja az yrast neutron $h_{11/2}$ sávot („A” sáv) és a két újonnan azonosított sávot („B” és „C” sávok).

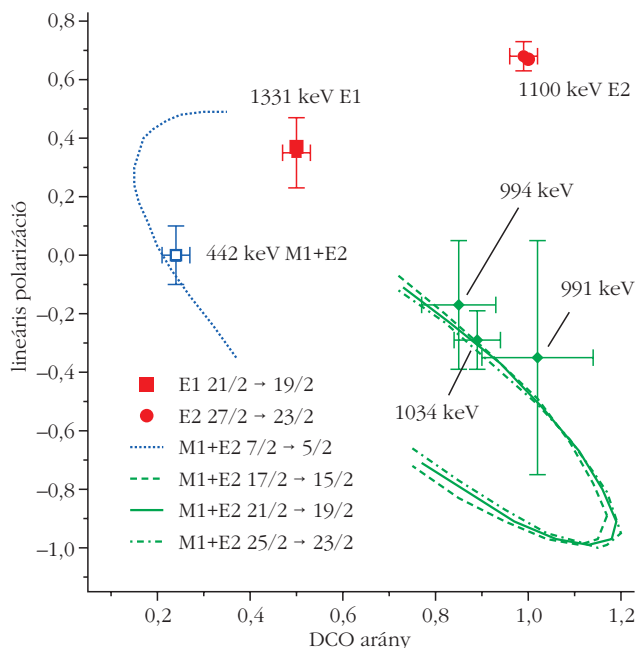
A nehézion fúzió-párolgás típusú magreakciókban egy közbelső mag keletkezik, amely a nyalábirányra merőlegesen kap egy nagy perdületet [9]. Ezután néhány nukleon kipárolgásával előáll a gerjesztett állapotban lévő végmag, amely γ -kibocsátással alapállapotba bomlik. A végmag perdületének nyalábirányra vett vetülete is – a legnagyobb valószínűséggel – 0 marad. A kisugárzott γ -fotonok nyalábirányhoz képesti szögfüggvényének jellegzetes intenzitáseloszlása van. Ezt a kisugárzott sugárzás multipól rendje, illetve kevert sugárzás esetén a keveredési arány határozza meg. A kísérletünkben detektált γ -sugárzások nagy része ($L = 1$) dipól- vagy ($L = 2$) kvadrupólsugárzás. Dipólsugárzás esetén a nyalábirányra merőleges, míg kvadrupólsugárzáskor a nyalábiránnyal párhuzamos a legnagyobb kibocsátás valószínűsége.

Az általunk végzett kísérlet során két sugárzás egymáshoz képesti szögkorrelációját tudtuk mérni, és ebből határozhattuk meg a multipolaritást. Ennek egy módja a DCO analízis, amely irányított perdületű

atommagokból származó γ -sugárzások iránykorrelációjának vizsgálatát jelenti. Az analízis lényege, hogy két egymással ko incidenciában lévő γ -sugárzást detektálunk több detektorral és meghatározzuk ezek egyidejű detektálásának gyakoriságát a különböző detektor – detektált γ -átmenet elrendezésekben. Két különböző detektor – detektált γ -átmenet elrendezésben mért ko incidenciaintenzitás arányát nevezzük DCO-aránynak (R_{DCO}). Az ehhez szükséges kísérleti elrendezés a következő: az egyik detektort a nyalábirányra merőlegesen elhelyezett detektorgyűrű alkotja, a másikat pedig előre vagy hátra irányban elhelyezett detektorgyűrű adja. Ugyanakkor az irányított perdületű atommagból származó γ -sugárzás polarizált. A lineáris polarizáció – ami az ilyen γ -sugárzások elektromos térerősségvektorának irányítottságát jelenti – függ a sugárzás természetétől, ezért információt szolgáltat a kezdeti és végállapot relatív paritására, illetve az átmenet multipolaritására, keveredési arányára.

Az EUROBALL IV γ -spektrométer nagy határfoka, speciális detektorai és detektorelrendezése lehetővé tette a B sáv 991 keV, 1034 keV és 994 keV energiájú γ -átmeneteire a DCO-arány és a lineáris polarizáció mérését. A 4. ábrán a kapott kísérleti DCO – lineáris polarizáció értékpárokat (szimbólumok hibásávokkal) vetettük össze az elméletileg várható értékpárokkal különböző E2/M1 keveredési arányok esetén (folytonos, szaggatott, pontozott-szaggatott görbék, a görbék mentén a keveredési arány folytonosan változik). Az összevetés nagy keveredési arányokat mutat, amelyek erős E2 és gyenge M1 komponensre utalnak. A kapott E2 bekeveredés körülbelül 80% mindhárom γ -sugárzásra. Az 1100 keV, 1331 keV és 442 keV energiájú γ -átmenetek korábban ismert sugárzások, ame-

4. ábra. A kísérleti DCO – lineáris polarizáció értékpárok (szimbólumok hibásávokkal) összevetése az elméletileg várható értékpárokkal különböző E2/M1 keveredési arányok esetén (folytonos, szaggatott, pontozott-szaggatott görbék).



lyek ismert multipolaritás-, illetve keveredési arányértékeit kísérleti eredményeink jól reprodukálják. A B sáv 991 keV, 1034 keV és 994 keV energiájú γ -átmeneteire kapott kísérleti E2/M1 keveredési arányok egyértelműen bizonyítják, hogy a B sáv az $n = 1$ imbolygó forgáshoz tartozó sáv. Az imbolygás frekvenciája e sávban a forgási frekvencia függvényében csökken, tehát ez is – mint a korábban ismert esetek – transzverzális imbolygó forgás. A C sáv pedig valószínűleg az A sávhoz tartozó szignatúrapartner-sáv, bár a két sáv közti γ -átmenetek keveredési arányait nem sikerült meghatározni.

A kísérleti eredmények megerősítése céljából, Kovariáns Sűrűség Funkcionál Elmélet [10] modell és Részecske Rotor Modell [11] felhasználásával számításokat végeztünk a ^{105}Pd atommag alakjára és a várható forgási sávok tulajdonságaira. A kapott elméleti eredmények jó összhangban vannak a kísérleti adatokkal, háromtengelyű magalakot jósolnak és jól reprodukálják a kísérleti nívóenergiákat és a sávok közti γ -átmenetek intenzitásarányait, valamint az E2/M1 keveredési arányokat. A kapott hullámfüggvények igazolják az imbolygó forgást a ^{105}Pd atommagban.

Összegzés

A ^{105}Pd atommagra vonatkozó kísérletünk során az atommag közepes és nagy perdületű gerjesztett állapotait állítottuk elő $^{96}\text{Zr}(^{13}\text{C}, 4n)$ nehézion fúzió-párolgás reakcióval. A reakció során kibocsátott, egymással koincidenciakapcsolatban lévő γ -sugárzásokat detektáltuk, és a mért adatok alapján több új forgási sávot azonosítottunk a vizsgált atommagban. E forgási sávokban meghatároztuk az átmenetek DCO- és lineárispolarizáció-értékeit. Azt találtuk, hogy az egyik újonnan azonosított sávból az yrast-sávba történő M1+E2 átmenetek domináns E2 karakterisztikát mu-

tatnak, ami az imbolygó forgás jellemzője. Ez alapján ezt a sávot az imbolygó forgáshoz tartozó sávként azonosítottuk. A kapott kísérleti eredmények jól egyeznek az atommag-elméleti számítások előrejelzéseiével. Ez megerősíti az imbolygó forgás jelenlétét a 105-ös tömegszámú palládium-atommagban, és azt jelzi, hogy ezen atommag valóban háromtengelyű ellipszoid alakú [12]. A sávok energiaeltolódásainak vizsgálata azt mutatja, hogy az azonosított szerkezet transzverzális imbolygó forgásnak felel meg. Ez az eredmény az első kísérleti bizonyíték az imbolygó forgási sávra egy-neutron konfiguráció esetén, illetve az imbolygó forgó mozgás első kísérleti megfigyelése az $A \sim 100$ tömegszám tartományban. Az eredmények továbbá megerősítik azt az elméleti előrejelzést is, hogy az imbolygó forgás általános jelenség a háromtengelyű ellipszoid alakú atommagok esetén.

Irodalom

1. Benze Gy.: Rutherford és a százéves magfizika. *Fizikai Szemle* 61/6 (2011) 191.
2. Fényes T.: *Atommagfizika I.* Debreceni Egyetemi Kiadó (2009)
3. Elekes Z.: Mágikus számok, nemes atommagok. *Fizikai Szemle* 58/3 (2008) 98.
4. A. Bohr, B. R. Mottelson: *Nuclear Structure*. Vol. II. Benjamin, New York (1975)
5. S. W. Ødegard, G. B. Hagemann, D. R. Jensen, M. Bergström, B. Herskind, G. Sletten, S. Törmänen, J. N. Wilson, P. O. Tjøm, I. Hamamoto et al., *Phys. Rev. Lett.* 86 (2001) 5866.
6. J. T. Matta, U. Garg, W. Li, S. Frauendorf, A. D. Ayangeakaa, D. Patel, K. W. Schlax, R. Palit, S. Saha, J. Sethi et al., *Phys. Rev. Lett.* 114 (2015) 082501.
7. S. Frauendorf, F. Dönau, *Phys. Rev. C* 89 (2014) 014322.
8. Kruzsicz B.: *Királis konfigurációk keresése a ^{105}Pd atommagban.* DE-TTK Fizika BSc Szakdolgozat (2017)
9. Dombrádi Zs.: In-beam gammaspektroszkópia. *Atomki Riport X/19* (1985)
10. J. Meng, J. Peng, S. Q. Zhang, S.-G. Zhou, *Phys. Rev. C* 73 (2006) 037303.
11. S. Frauendorf, F. Dönau, *Phys. Rev. C* 89 (2014) 014322.
12. J. Timár, Q. B. Chen, B. Kruzsicz, D. Sohler, I. Kuti, S. Q. Zhang, J. Meng, P. Joshi, R. Wadsworth, K. Starosta, et al., *Phys. Rev. Lett.* 122 (2019) 062501.