

**„A maganyag eloszlása extrém körülmények között” című  
T 038404 számú OTKA pályázat szakmai zárójelentése**

Napjaink magszerkezet-kutatásában kiemelt szerepet játszanak azok a vizsgálatok, amikor a magjellemzők valamelyike extrém értéket vesz fel. Tervezett vizsgálatainkban az atommagot alkotó neutronok és protonok számaránya, valamint az atommagok deformációja mutat extrém értéket. E két jól meghatározott téma kidolgozására vállalkoztunk a pályázat során. A természet azonban, mint mindig, most is sokkal gazdagabbnak mutatkozott a várakozásainknál. Az elvégzett mérések eredményeiből gyakran nemcsak a tervezett kérdéseinkre kapott válaszokat válogattuk ki, hanem igyekeztünk az összes kapott eredményt megérteni, és azokat publikálni. A jelentés tartalmaz egy új fejezetet is, egy új részecske felfedezéséről magátmenetekben. Egy új és nagyon izgalmas téma indításáról van szó, aminek nem tudtunk ellenállni. A vizsgálatokat Debrecenben végeztük egy 5 MV-os Van de Graaff generátor és egy 20 MeV-es ciklotron segítségével. A legutóbbi eredményeinkről szóló kéziratot a Phys. Rev. Letters-hez küldtük be publikálásra.

A zárójelentés a fenti témákban elért eredmények rövid bemutatását tartalmazza. Zárójelben a témához kapcsolódó publikációk sorszámait tüntettük fel. A témához kapcsolódóan megadott 46 publikáción kívül a következő dolgozatok is a jelen OTKA pályázat támogatásával jöttek létre:

1. Csatlós Margit: Az atommag neutronbőr-vastagságának és hiperdeformációjának kísérleti vizsgálata, Doktori (PhD) értekezés, Debreceni Egyetem (2003).
2. Csige Lóránt: A proton- és neutroneloszlás deformációjának vizsgálata a  $^{16}\text{C}$  atommagban, Diplomamunka, Debreceni Egyetem (2004).
3. Papp Ferenc: Részecske- $\gamma$  koincidencia módszer alkalmazása extrém magdeformációk keresésére a  $^{126}\text{Ba}$  és  $^{122}\text{Xe}$  atommagokban, Diplomamunka, Debreceni Egyetem (2004).
4. Vitéz Attila Csaba: Neutronbőr-vastagság vizsgálata a spin-dipólus óriásrezonancia gerjesztésével, Diplomamunka, Debreceni Egyetem (2004).

### **1. Az atommagok neutronbőr-vastagságának vizsgálata [1, 2, 4, 18, 37]**

Vizsgálatainkat a groningeri (Hollandia) magfizikai intézet (KVI) szupravezető-ciklotron laboratóriumában végeztük. Az  $^{208}\text{Pb}$  neutronbőrének vastagságát az izovektor dipólus óriásrezonancia hatáskeresztmetszetének ( $\alpha, \alpha'\gamma$ ) reakcióban ( $E_\alpha=196$  MeV) történő méréséből határoztuk meg. A rugalmatlanul szóródott  $\alpha$ -részecskék energiáját és szórási szögét a nyaláb irányához  $2.8^\circ$ -os szögben a Big Bite mágneses spektrográffal és az EuroSuperNova együttműködésben készült fókuszsíkdetektor-rendszerrel határoztuk meg. Az izovektor dipólus óriásrezonancia háttérből való kiemelését  $\alpha$ - $\gamma$  koincidencia méréssel végeztük. A keletkező  $\gamma$  sugárzásokat antikoincidencia árnyékolással ellátott NaI(Tl) és Ge típusú Clover + BGO spektrométerrel detektáltuk.

A neutronbőr-vastagság meghatározásának másik módja a spin-dipólus óriásrezonancia hatáskeresztmetszetének és a neutronbőr vastagságának egyértelmű kapcsolatán alapul. A vizsgálatokat a természetben előforduló leghosszabb stabil izotóplánc, az ön-izotópok, esetén végeztük,  $177$  MeV-es  $^3\text{He}$  nyalábbal ( $^3\text{He}, t$ ) töltéscserélő reakcióban. A reakcióból származó tritonok energiáját és szórási szögét a nyalábirányhoz képest  $0^\circ$ -os szögbe állított Big Bite spektrográffal határoztuk meg.

A kísérleti adatokból meghatároztuk a  $^{208}\text{Pb}(\alpha, \alpha'\gamma)$  hatáskeresztmetszetét, amit a neutronbőr vastagság függvényében végzett csatolt csatornás számítások eredményeivel hasonlítottunk össze. Ennek alapján az  $^{208}\text{Pb}$  neutronbőr-vastagságára a  $0.12 \pm 0.07$  fm értéket kaptuk. Ez hibahatáron belül megegyezik a KVI-ben korábban mért értékkel, valamint igen jól egyezik a (p,p) szórásból kapott értékkel is.

A természetben előforduló valamennyi páros ön izotópra, egyetlen méréssorozatban, meghatároztuk a ( $^3\text{He}, t$ ) töltéscserélő reakcióban gerjesztett izovektor spin-dipólus óriásrezonancia hatáskeresztmetszeteit, és a neutronbőr-vastagság és a hatáskeresztmetszet közötti közvetlen összefüggés alapján a neutronbőr vastagságok értékeit. A kapott eredmények az eddigi legpontosabb relatív értékek, és jól egyeznek az irodalomban található különböző kísérleti és a rendelkezésre álló elméleti számolásokkal.

### **2. Az izoskalár dipólus óriásrezonancia (ISGDR) szerkezetének szisztematikus vizsgálata [5, 15, 35]**

A kísérletek elsődleges célja az izoskalár  $3\hbar\omega$  dipólus óriásrezonancia (ISGDR) mikroszkopikus szerkezetének direkt bomláson keresztül történő vizsgálata volt. Méréseinket elsősorban a rezonancia

energiájának pontos meghatározása motiválta. Az ISGDR ugyanis, mint kompressziós (sűrűség-oszcillációs) módus, közvetlen kapcsolatban áll a maganyag inkompresszibilitásával, melynek pontos ismerete az atommagok állapotegyenlete, és annak számos, főleg asztrofizikai alkalmazása szempontjából elengedhetetlen.

Szisztematikus kísérletsorozatot végeztünk a  $^{90}\text{Zr}$ ,  $^{116}\text{Sn}$  és az  $^{208}\text{Pb}$  atommagok neutronbomlásának, valamint a  $^{58}\text{Ni}$ ,  $^{90}\text{Zr}$  és  $^{208}\text{Pb}$  atommagok protonbomlásának vizsgálatára. Ezeket a méréseket a groningeni KVI (Hollandia) szupravezető-ciklotron laboratóriumában végeztük, a  $^{58}\text{Ni}$  kivételével, melyet az osakai RCNP (Japán) ring-ciklotronjánál vizsgáltunk. Minden kísérletben rugalmatlan  $\alpha$ -szórást alkalmaztunk az izoskalár rezonanciák gerjesztésére. A bomlásból származó protonokat 16 darab félvezető Si-detektorral, a neutronokat pedig 30 darab folyadék-szcintillátorral detektáltuk.

1) Az ISGDR neutronbomlását a  $^{90}\text{Zr}$ ,  $^{116}\text{Sn}$  és  $^{208}\text{Pb}$  atommagokban az irodalomban első alkalommal vizsgáltuk. A bomlási neutronok energiáját repülési-idő módszerrel mértük. Először tudtuk ellenőrizni a kontinuum-RPA számítások eredményeit, és azoknak az ISGDR mikroszkopikus szerkezetére tett feltételezéseit.

2) Az ISGDR protonbomlását az  $^{208}\text{Pb}$  atommagban vizsgáltuk. A végállapot spektrum kb. 500 keV-os felbontása részben lehetővé tette az alacsonyan fekvő protonlyuk-állapotok elkülönítését, és a parciális elágazási arányok elmélettel való összehasonlítását. Egy újabb, kvadrupólus jellegű óriásrezonanciát is sikerült megfigyelnünk az ISGDR energiája fölött. Ezt a rezonanciát a kvadrupólus óriásrezonancia (ISGQR) első felharmonikusaként ( $4\hbar\omega$ ) értelmeztük.

3) Az ISGDR protonbomlását a  $^{58}\text{Ni}$  atommagban is vizsgáltuk. A rezonancia részecske-lyuk konfigurációjára először nyertünk részletes kísérleti adatokat. Meghatároztuk az ISGDR parciális erősség-eloszlásainak finomszerkezetét is. Az eredményeink jó egyezést mutatnak az önkonzisztens-RPA számítások doorway-állapot eloszlásaival.

4) Az ISGDR, illetve az ISGQR felharmonikus módusának protonbomlását a  $^{90}\text{Zr}$  és  $^{208}\text{Pb}$  atommagokban vizsgáltuk. A különböző multipolaritások pontosabb szétválasztása, és a különböző módusok egyértelmű azonosítása érdekében a méréseket a korábbiaknál szélesebb szögterületben végeztük. Ez a kísérlet a 2) pontban elvégzett vizsgálatok szisztematikus kiterjesztése volt. A kísérleti adatok feldolgozása és értelmezése folyamatban van.

### 3. Maganyag-eloszlások vizsgálata egzotikus atommagokban [9, 11, 12, 13, 23-28, 30, 32, 33]

Egy sor könnyű, neutrongazdag atommagot vizsgáltunk radioaktív nyaláb rugalmatlan szórásával a japán magfizikai nemzeti laboratóriumban, a Riken-ben. A nehezen előállítható, ritka izotópok néhány részecske/másodperc intenzitású nyalábját folyékony hidrogén, szén vagy ólom céltárgyakon szórattuk, és az ütközésben keletkező  $\gamma$ -sugárzásokat mértük a szórt részecskékkel koincidenzában. A  $\gamma$ -sugárzás hozamából meghatároztuk a szórás hatáskeresztmetszetét, amiből a mag alapállapot deformációjára lehet következtetni. Különböző céltárgyakon végezve a rugalmatlan szórás, szét lehetett választani az elektromágneses és a nukleáris folyamatok járulékát, ami lehetővé tette, hogy külön-külön határozzuk meg a neutronok és a protonok eloszlását az atommagban.

Mivel az atommagokban a protonok és a neutronok korrelációja, néhány kivételtől eltekintve igen erős a stabilitási vonalhoz közeli atommagokban, ezért a proton- és neutron-eloszlások deformációja kb. egyforma. Méréseink többségében mi is hasonló eredményre jutottunk. Két esetben azonban nagyon meglepő eredményt kaptunk: A  $^{16}\text{C}$  és a  $^{17}\text{B}$  esetében a protonok és a neutronok deformációjának eltérésére jellemző mennyiség, azaz a proton- és a neutron-kvadrupól-mátrixelemek aránya ( $M_n/M_p$ ) nagyon eltért a szokásos  $N/Z$  értéktől.

A  $^{16}\text{C}$  esetén megmértük a mag első gerjesztett állapotának élettartamát a meglökött mag sugárzásának kiárnýekolásán alapuló módszerrel, és az eddig ismert legkisebb átmeneti valószínűséget kaptuk. A  $^{16}\text{C}$  atommagnak folyékony hidrogén céltárgyon való szórásából viszont nagy gerjesztési hatáskeresztmetszetet kaptunk, ami nagy neutron-deformációt enged sejtetni. Az átmeneti mátrixelemek arányát közvetlenül is megmértük a Coulomb-nukleáris interferencia módszerével, és az eddig ismert legnagyobb proton-neutron deformáció-különbséget kaptuk. Mindezek az eredmények azt mutatják, hogy a  $^{16}\text{C}$  első gerjesztett állapota majdnem tiszta neutrongerjesztés.

A  $^{17}\text{B}$  esetén az inverz kinematikában végrehajtott rugalmas protonszórásra kaptunk nagy hatáskeresztmetszetet. Ebben az esetben a protoneloszlás is deformált, úgyhogy az  $M_n/M_p$  arány nem volt olyan kiugróan nagy, mint a  $^{16}\text{C}$ -nél. A neutroneloszlás deformációja körülbelül kétszer akkora volt mint a

protonoké. Meglepő módon ez a deformáció nem generált elektromágneses quadrupólmomentumot. A stabilitási sávhoz közeli magokban a neutronok effektív töltése 0,5 körüli érték, ami a  $^{17}\text{B}$  esetén kevesebb, mint 0,15-nek bizonyult. Ez az érték jó összhangban van a  $^{16}\text{C}$  első gerjesztett állapotának az élettartamával, ahol az erős neutron-deformáció ellenére lassú az elektromágneses átmenet. Az effektív töltés a protonok és a neutronok mozgásának erős korrelációja miatt keletkezik polarizációs folyamatban. Az a tény, hogy a fent említett két atommagban az effektív neutronöltés elhanyagolható, azt mutatja, hogy a valencia neutronok mozgása gyengén csatolódik a (törzsbeli) protonok mozgásához. A neutronmozgás lecsatolódása egy új magfizikai jelenség, ami a neutron-instabilitási vonalhoz közel eső magokban fordulhat elő.

Elméleti számítások azt mutatják, hogy az effektív töltés csökkenésének két oka lehet: Az egyik az effektív töltés izospin-függése, ami a megfigyelt eltérésnek csak a felét tudja magyarázni. Az eltérés másik fele egy kiterjedt neutronbőr feltételezésével magyarázható. Magsugár-mérések azt mutatják, hogy mind a  $^{16}\text{C}$  mind a  $^{17}\text{B}$  sugara mintegy 10%-kal nagyobb, mint ahogy az az  $A^{1/3}$ -os szabályból várható. Ha ezt a sugárnövekedést teljes egészében a valencianeutronok pályasugarának növekedésével magyarázzuk, akkor klasszikusan a valencianeutronok sugara akkora lehet, hogy már nem merülnek el a magtörzsből. A kismértékű átfedés a magtörzssel megmagyarázhatja a lecsatolás jelenségét.

A lecsatolást nem mutató atommagok esetén a proton-szórásból kapott adatok a héjzáródások stabilitásának a megértéséhez járultak hozzá. Ezekben a mérésekben elsőként határoztuk meg a neutron-instabilitási vonal közelében fekvő néhány atommag gerjesztési energiáját.

#### 4. Szuper- és hiperdeformált állapotok vizsgálata az aktinoida tartományban [3, 6, 31]

Vizsgálataink célja a hasadást megelőző hiperdeformált állapotok azonosítása volt. A Strutinsky-féle héjkorrekciós potenciálfelület-számítások a könnyű aktinoida atommagokban egy harmadik lokális minimumot is jósoltak, amelyben a kialakuló állapotok 3:1 tengelyarányú és oktupól-deformált (tükröaszimmetrikus) magalakkal rendelkeznek.

Az  $^{236}\text{U}$  izotóp hiperdeformált állapotainak vizsgálatát Debrecenben kezdtük, majd kutatásainkat a müncheni Ludwig-Maximilian Egyetem tandem-laboratóriumában folytattuk. Az  $^{235}\text{U}$  céltárgyat (d,p) reakcióban gerjesztettük, az  $^{236}\text{U}$  közbenső mag hasadványait a reakcióból származó protonokkal koincidenciában detektáltuk. A protonok energiáját a Q3D spektrográffal mérve, az  $^{236}\text{U}$  atommag gerjesztési energiáját pontosan meg tudtuk határozni. A hasadványok detektálására a Debrecenben készült gáztöltésű lavinadetektorokat használtuk. A protonok energiaspektrumából a gerjesztési energia függvényében meghatároztuk a  $^{236}\text{U}$  hasadási valószínűségét.

Az 5.2 MeV gerjesztési energia feletti tartományban a rezonanciák finomszerkezetét egymást átlapoló,  $K=4^-$ -es sávfejú, váltakozó paritású rotációs sávokkal illesztettük. Az illesztésből kapott  $\theta = 217 \pm 38 \text{ h}^2/\text{MeV}$  tehetetlenségi nyomaték érték jól egyezik a hiperdeformált állapotokra jósolt értékkel.

A  $K=4,5$  rotációs sávok  $J=5$  impulzusmomentumú állapotainak átlagos távolságát a módosított Fermi-gáz formulával számolt átlagos nívótávolságokkal hasonlítottuk össze. Az  $^{236}\text{U}$  harmadik potenciál völgyének alapállapotú energiáját először határoztuk meg a kísérleti adataink alapján. A kapott  $3.3 \pm 0.4 \text{ MeV}$  érték összhangban van a harmadik völgy mélységére végzett számítások eredményével, valamint az  $^{234}\text{U}$ -ra kísérletileg meghatározott értékkel is.

Az 5.1 MeV gerjesztési energia környékén megfigyelt rezonanciák szerkezetét leíró rotációs sávokból a tehetetlenségi nyomatékokra  $\theta = 208 \pm 70 \text{ h}^2/\text{MeV}$  értéket kaptunk, ami szintén a hiperdeformált állapotok tehetetlenségi nyomatékára elméletileg jósolt és kísérletileg meghatározott értékkel egyezik meg. A korábbi feltevésekkel ellentétben, így ezt a rezonanciacsoportot is harmadik völgybeli állapotok alkotják. Ebből az is következik, hogy a belső gát magasságának 5.2 MeV-nél alacsonyabbnak kell lennie.

A tórium és az urán izotópok mellett a páratlan-páratlan  $^{232}\text{Pa}$  izotóp is érdekes a hiperdeformált állapotok tanulmányozása szempontjából. A  $^{232}\text{Pa}$  hasadási rezonanciáinak vizsgálatát az LMU fizikai tanszékével (Garching) együttműködésben kezdtük el, amelyet elsősorban az ott készített radioaktív  $^{231}\text{Pa}$  céltárgy tett lehetővé.

A rezonanciák gerjesztésére a  $^{231}\text{Pa}(d,pf)^{232}\text{Pa}$  magreakciót ( $E_d = 12 \text{ MeV}$ ) használtuk fel. A protonok energiáját a garchingi Q3D spektrométerrel mértük. A hasadványok detektálására két, Debrecenben készített, helyzetérzékeny lavinadetektort (PSAD) használtunk, amik lehetővé tették a hasadványok szögeloszlásának meghatározását is.

A hasadási valószínűség spektrumot, az  $^{236}\text{U}$  analíziséhez hasonlóan, egymást átfedő rotációs sávokkal illesztettük. Az eredményül kapott rotációs paraméter értéke:  $\hbar^2/2\Theta = 2.0 \pm 1.3 \text{ keV}$ , a korábbi, urán

izotópokra kapott értékekkel jól egyezik. A  $\chi^2$  analízis alapján azonban egyértelműen nem tudjuk kizárni a szuperdeformáció lehetőségét sem. A HD állapotok létezésének egyértelmű bizonyítására egy újabb, jobb statisztikájú, jobb feloldású mérést tervezünk.

A  $^{232}\text{Pa}$  atommagnak csupán az alapállapot spinje és paritása ismert, amely:  $J_{gs}^{\pi} = 2^{-}$ . Eddig még semmilyen reakcióban sem vizsgálták ennek a magnak az alacsonyenergiás gerjesztett állapotait, pedig az fontos lehet a proton-neutron maradék-kölcsönhatás tanulmányozása szempontjából. Az előzőekben leírt kísérleti berendezésekkel, 1 MeV gerjesztési energia alatt, mintegy 35 eddig ismeretlen gerjesztett állapot energiáját és relatív differenciális hatáskeresztmetszetét sikerült meghatároznunk. Radioaktív céltárgyunk segítségével,  $^{231}\text{Pa}(d,t)^{230}\text{Pa}$  reakcióban, vizsgáltuk még a  $^{230}\text{Pa}$  atommag alacsonyenergiás gerjesztett állapotait is. Az irodalomban ez is teljesen ismeretlen volt. Ebben az esetben 39 új gerjesztett állapotot figyeltünk meg. Az eredményeink publikálása folyamatban van.

## 5. A hiperdeformált állapotok hasadásának vizsgálata [7, 8, 19]

Elméletileg a  $^{232}\text{Th}$  harmadik völgybeli alakját egy gömbszerű (vagy közelítőleg gömbszerű) nehéz mag ( $^{132}\text{Sn}$ ) és egy erősen deformált könnyű mag ( $^{100}\text{Zr}$ ) együtteséből álló rendszerként írták le. Felmerült a kérdés, a hasadványok tömegeloszlása mutat-e különbséget akkor, ha a hasadás HD vagy nem HD állapotból történik.

A  $^{232}\text{Th}(n,f)$  hasadási valószínűségében  $E_n = 1.6$  MeV bombázó energiánál észlelt rezonanciát korábban hiperdeformált rezonanciaként azonosították. Célunk a rezonancia bomlásakor keletkező hasadványok vizsgálata volt, ezért a  $^{232}\text{Th}$  monoenergetikus neutronokkal indukált hasadásából származó hasadványok tömeg- és teljes kinetikusenergia-eloszlását az  $E_n=1.6$  MeV rezonancia körüli energiatarományban mértük. A monoenergetikus neutronokat  $^7\text{Li}(p,n)$  reakcióban állítottuk elő. A bombázó energiát 25 keV-os lépésekben változtattuk. A hasadványok kinetikus energiájának mérésére egy Debrecenben épített kettős ionizációs kamrát használtunk. A vizsgálatok eredményei a következőképpen összegezhetők:

Minden egyes bombázó energiánál a mért kinetikus energiából meghatároztuk a hasadványok tömegeloszlását, valamint a két hasadvány teljes kinetikusenergia-eloszlását (TKE). A tömegeloszlásokat két azonos amplitúdójú és azonos szélességű Gauss függvény összegével illesztettük, és a kapott  $\sigma$  értékeket a neutronenergia függvényében ábráztuk. Az 1.6 MeV neutronenergia körüli rezonanciához közeledve néhány %-os csökkenés volt tapasztalható.

A nagyobb TKE-értékek felé haladva a tömegeloszlásban jól meghatározott keskenyedést figyeltünk meg. A könnyű hasadványok  $A = 100$ , a nehéz hasadványok  $A = 132$  körül csoportosulnak. Megállapítottuk, hogy a teljes kinetikus energia növekedésével a tömegeloszlások keskenyednek. Azokat az eseményeket vizsgálva, amelyek esetén a teljes kinetikus energia 180 MeV-nél nagyobb, a bombázó energia függvényében már a korábbiaknál is jóval nagyobb méretű keskenyedés volt tapasztalható.

A  $^{232}\text{Th}$  tömeg- és teljes kinetikusenergia-eloszlás vizsgálatának eredményei hideg hasadás (nagy TKE) esetén így alátámasztották a hiperdeformált állapotok alakjára vonatkozó elméleti előrejelzést, a  $^{132}\text{Sn} + ^{100}\text{Zr}$  magmolekula lehetőségét.

## 6. Nagyspinű hiperdeformált állapotok vizsgálata [14, 29, 36]

Az elméleti jóslások szerint hiperdeformált (HD) magállapotok kialakulása gyorsan forgó atommagokban is várható, de többnyire csak az olyan nagy impulzusmomentumok tartományában, melyek közel esnek ahhoz, amit az atom maghasadás nélkül még egyáltalán el tud viselni. Az ilyen magállapotok gerjesztésére célravezető lehet a (közel) szimmetrikus (nehézion, $xn\gamma$ )-típusú magreakciók alkalmazása, ami biztosítja a kellően nagy impulzusmomentum bevitelét. Egy másik álláspont szerint viszont a (nehézion,töltötttrészecske- $xn\gamma$ )-típusú magreakciók használata a célravezető, mivel HD állapotokban, a megnyúlt atommag "végeinél", megnőhet a töltötttrészecske-emisszió valószínűsége – amit az aktinoidák tartományában végzett saját kísérleteink is alátámasztani látszanak – így ezen töltötttrészecskék detektálásával, s esetleges speciális tulajdonságaik mérésével, a HD állapotok bomlásához tartozó  $\gamma$ -átmenetek kiemelhetők a többi nyitott reakciócsatornából származó  $\gamma$ -átmenet közül.

A nagyspinű hiperdeformált magállapotok kimutatására irányuló, széles nemzetközi együttműködésben elvégzett kísérletünk során az EUROBALL-IV spektrométert és a DIAMANT

töltöttrészecske-detektorrendszert használtuk. A mérés elsődleges célja hiperdeformált magalakhoz tartozó diszkrét-vonalas nagyspinű HD sávok azonosítása volt a  $2n$  reakciócsatornában előállított  $^{126}\text{Ba}$  atommagban. Az IReS laboratóriumban (Strasbourg) elvégzett kísérletben a  $^{64}\text{Ni} + ^{64}\text{Ni}$  szimmetrikus magreakciót használtuk 255 és 261 MeV bombázó energiánál. A CsI szcintillációs detektorokból álló, ATOMKI-CENBG (Debrecen-Bordeaux) MTA-CNRS együttműködésben kifejlesztett DIAMANT segéddetektort elsősorban a zavaró reakciócsatornák elnyomására használtuk, de általa lehetővé vált a töltöttrészecske-emisszió HD állapotok bomlásában jószolgálatának vizsgálata, illetve kihasználása is. Az ún. HLHD (Hyper-Long HD) együttműködés keretében elvégzett 4-hetes mérés során detektorrendszerünk megbízhatóan működött. A kapott, igen jó statisztikájú mérés magfizikai kiértékelése még jelenleg is tart.

Korábban hiperdeformált forgási sávon belüli diszkrét  $\gamma$ -átmeneteket még nem sikerült egyértelműen kimutatni, viszont a  $\gamma$ -energia korrelációs spektrumok több atommagban, így a  $^{126}\text{Ba}$ -ban is, nagyspinű HD állapotok létezésére utaltak. A DIAMANT detektorrendszer *vétő-üzemmódú* használata lehetővé tette a magreakcióban keletkező  $xn$  csatornák kiemelését, s ezáltal a  $^{126}\text{Ba}$ -hoz tartozó  $\gamma$ -átmenetek alacsony háttérű vizsgálatát, míg *koincidencia-üzemmódú* használata lehetőséget teremtett arra, hogy hiperdeformált állapotok bomlásából származó  $\gamma$ -kat keressünk a *töltöttrészecske-xn* csatornához tartozó adatokban.

A mérési adatokból ennek megfelelően két különböző típusú adathalmazt állítottunk elő, melyek kiértékelése az együttműködésben részt vevő intézetekben párhuzamosan folyt. Az  $xn\gamma$ -típusú adatok kiértékelése új megfigyelést eredményezett, mely szerint a hiperdeformált magalak létére utaló szerkezet a  $^{126}\text{Ba}$  energia-korrelációs mátrixában a nagyobb bombázó energián végrehajtott mérés adataiban intenzívebb. Ez arra utal, hogy nagyspinű hiperdeformált magállapotok gerjesztése csak a lehető legnagyobb impulzusmomentum bevitele révén lehetséges. Diszkrét-vonalas hiperdeformált sávot ezért a 261 MeV-en gyűjtött adatokon kíséreltünk meg kimutatni. Az, hogy a különböző sávkereső eljárások alkalmazásával sem sikerült ilyen azonosítani – még ebben az extrém nagy statisztikájú mérésben sem – azt tükrözi, hogy a nagyspinű hiperdeformált állapotok gerjesztése valóban igen kis hatáskeresztmetszettel következik be.

A *töltöttrészecske-xny* típusú adatok feldolgozását az motiválta, hogy a legújabb makroszkopikus modell alapján a  $^{126}\text{Ba}$ -hoz közeli Xe atommagokban ugyancsak várható hiperdeformált magalak kialakulása nagy spineknél. Csoportunk elsősorban az ilyen típusú koincidencia eseményeknek vizsgálatában vett részt, különös hangsúlyt fektetve a  $^{122}\text{Xe}$ -ra vezető legintenzívebb reakciócsatornára. A különböző számú proton, ill.  $\alpha$ -részecske kibocsátását feltételező koincidencia eseményekből előállított energia-korrelációs spektrumokban több atommag esetén is nagy kollektivitású gerjesztésekre jellemző -- szuper- vagy hiperdeformált-- szerkezeteket mutattunk ki. Ezek, az energia-korrelációs spektrumokban az észlelt párhuzamos hegy-völgy szerkezetből meghatározott tehetetlenségi nyomatékok értéke alapján, 4 atommagban HD-magalak kialakulására utalnak.

## **7. A háromtengelyű deformáltság megnyilvánulásai normáldeformált atommagok forgási sávjában [10, 16, 17, 20, 28, 39, 40, 41, 45]**

Az utóbbi években páratlan-páratlan atommagok  $\pi(h11/2)\nu(h11/2)$  konfigurációjú forgási sávjainak olyan duplázódását észlelték a 130-as tömegszám-tartományban, amely legjobban a királis szimmetria (és ezzel együtt az időtükrözési szimmetria) sérülésével magyarázható. Ezen magyarázat szerint a háromtengelyű deformációval rendelkező atommag-törzs forgásának valamint a két valencianukleonnak az impulzusmomentum vektora kölcsönösen egymásra merőlegesek, és a három vektor két energetikailag egyforma, jobb- és balsodrású rendszert alkot, melyek egymás királis párjai.

A királtság kimutatására csoportunk nemzetközi együttműködésben vizsgálta a  $^{104}\text{Rh}$  körüli  $^{102,103,105,106}\text{Rh}$  atommagok forgási sávjait. A  $^{102}\text{Rh}$  és a  $^{103}\text{Rh}$  vizsgálatát a Gammasphere (USA, Argonne), míg a  $^{105}\text{Rh}$  és a  $^{106}\text{Rh}$  vizsgálatát az Euroball (Franciaország, Strasbourg) detektorrendszerrel végeztük. Az utóbbi esetben segéddetektorként felhasználtuk, a részben az osztályunkon kifejlesztett, Diamant detektorrendszert is.

Mind a négy atommagban észleltük a speciális konfigurációhoz tartozó forgási sávok duplázódását. Ez arra utal, hogy a  $^{104}\text{Rh}$  körüli atommagok egy új "királis sziget" alkotnak a  $^{134}\text{Pr}$  körüliektől eltérő valenciakonfigurációval, ami azt mutatja, hogy az észlelt duplázódás nem kötődik egy speciális konfigurációhoz, és mindig fellép, ha a három egymásra merőleges vektor előáll. Ez az eredmény erősíti a királis magyarázatot.

Még inkább erősíti a királis magyarázatot az, hogy a  $^{103}\text{Rh}$  és a  $^{105}\text{Rh}$  atommagokban új típusú forgási sávok duplázódását is megfigyeltük, amelyekben három-valencianukleon konfigurációra épül a forgási sáv és nem kettőre, mint a korábban vizsgált esetekben. Itt a két azonos típusú valencianukleon impulzusmomentum vektora egy irányba mutat. Ez még jobban mutatja, hogy a duplázódás nem függ a speciális körülményektől, csak az a fontos, hogy a királis geometria előálljon.

Az elmélet szerint a kiralitás "jóságára" jellemző, hogy a duplázódott forgási sávok milyen közel vannak egymáshoz energiában, vagyis hogy milyen fokú a degeneráció. Ez a különböző atommagokban különböző mértékű és csak néhány esetben éri el a stabil királis geometria esetén várt néhány keV-es értéket. A  $^{102,103,104,105}\text{Rh}$  atommagok forgási sávjainak összehasonlítása az irodalomban először tette lehetővé, hogy modell-független módon tanulmányozzuk, hogy a degeneráció mértéke mennyire függ a magtörzs tulajdonságaitól illetve a valenciakonfigurációtól. Azt találtuk, hogy a magtörzs tulajdonságaitól való függés sokkal erősebb, mint a konfigurációtól való függés, és a magtörzs degenerációt meghatározó tulajdonságai (a stabil háromtengelyűség) viszonylag gyorsan változnak a tömegszám függvényében. Ez az eredmény szintén jó összhangban van a királis magyarázattal. Ehhez kapcsolódóan vizsgáltuk a "legjobban" királis atommagokhoz ( $^{104,105}\text{Rh}$ ) tartozó magtörzs ( $^{102}\text{Ru}$ ) alakját a nagyspinű forgási sávokhoz tartozó állapotokban.

Egy másik jelenség, ami forgó atommagokban lép fel, és szintén a háromtengelyűséggel kapcsolatos, a forgási sávok páros- illetve páratlan-spinű állapotainak egymáshoz képesti anomális irányú energiaeltolódása ("szignatúra felcserélődés"). A jelenség pontos oka még nem tisztázott, többféle elméleti megközelítés próbálja magyarázni. A jelenség vizsgálatával mi is foglalkoztunk:

1. Egy Euroball kísérletre alapozva kimutattuk, hogy a  $^{132}\text{La}$   $\pi(h11/2)v(h11/2)$  konfigurációjú forgási sávjához tartozó állapotok spinje eggyel nagyobb, mint a korábbi kísérleti érték, így az anomális energiaeltolódás itt is fellép.
2. Elméleti értelmezést adtunk a korábban a könnyű Rh atommagokban általunk talált szignatúra felcserélődésre, és kimutattuk, hogy a kísérleti eredményeket csak a háromtengelyűség figyelembevételével lehet értelmezni.

## 8. Közepes- és nagyspinű egyrészecskés állapotok vizsgálata az A~100 atommagokban [21, 22, 42, 43, 44]

A kétszeresen mágikus ( $Z=N=50$ )  $^{100}\text{Sn}$  atommag szerkezetére kaphatunk utalásokat a közel azonos számú protonot és neutronot tartalmazó atommagokat vizsgálva. Ezekben az atommagokban a protonok és a neutronok azonos kvantumszámú pályákon helyezkednek el. Elméleti jóslások alapján azt várjuk, hogy ennek következtében az izotópokban olyan gerjesztett állapotok jelennek meg, amikben a protonok és a neutronok deuteronszerű párokat alkotnak. Az  $N\sim Z$  atommagok szerkezetét vizsgálva, először sikerült azonosítanunk a  $^{93}\text{Pd}$  izotóphoz tartozó  $\gamma$ -átmeneteket és gerjesztett állapotainak energiáját.

A kapott kísérleti eredményeket héjmodell számolásokkal összehasonlítva azt tapasztaltuk, hogy a kialakuló neutron-proton párkölcsönhatás erősen befolyásolhatja az  $N=Z$  vonal körüli atommagok szerkezetét alacsony gerjesztési energiákon.

A lezárt héjaktól távolabb elhelyezkedő atommagok egyre több valencia nukleonnal rendelkeznek, emiatt forgási sávok alakulhatnak ki, és újabb magszerkezeti effektusok fordulhatnak elő közepes és nagy spinű állapotaiknál. A  $^{106}\text{Sb}$  atommagban egy adott konfigurációnak megfelelő maximális spin értékhez tartozó gerjesztett állapotokat azonosítottunk. A megfigyelt állapotok értelmezhetőek voltak a konvencionális valencia állapotteret használó standard héjmodell számításokkal. A  $^{101}\text{Ag}$  atommagban hasonló, a forgási sávokat lezáró állapotokat észleltünk, és így e sávok kísérleti vizsgálatával a kollektív és nem-kollektív szabadsági fokok közti folytonos átmenetet tanulmányozhattuk.

## 9. Egy könnyű, semleges, axiálvektor bozon kimutatása atommagátmenetekben [38, 46]

1988-ban de Boer és van Dantzig relativisztikus nehézion-reakciókban rögzített emulziós adatokat analizált, és azokban a kölcsönhatási pont közelében, de attól véges távolságban,  $e^+e^-$  párokat észlelt. Ezeket az eseményeket könnyű, semleges bozonok keletkezésének, majd elbomlásának tulajdonították. A bozonok tömegét  $9 \text{ MeV}/c^2$ -re, életidejét, pedig  $10^{-10}$  s körülire becsülték. Ez a fölfedezés ösztönözte az anomális belső párkeltési folyamatok keresését a  $^8\text{Be}$  és a  $^{12}\text{C}$  magátmeneteiben.

Munkánk célja az volt, hogy ellenőrizzük ennek a bozonnak a létét az  $e^+e^-$  szögkorreláció pontos mérésével, és meghatározzuk annak tömegét és spin-paritás ( $J^\pi$ ) értékét. A kvantum-elektrodinamika (QED) szerint a belső párkeltésben keletkező elektronok és pozitronok közötti szögkorreláció gyorsan csökken a szög növekedésével. Ezzel szöges ellentétben, amikor az átmenet során egy rövid életidejű, semleges részecske keletkezik, ami azután elektron-pozitron párrá bomlik, a pár szögkorrelációja éles csúcsot mutat a nagyobb szögek tartományában. Tömegközépponti rendszerben a párkibocsátás  $180^\circ$ -ban történik, a laboratóriumi rendszerben pedig, a sebességek transzformációja miatt, ez a szög  $180^\circ$ -nál kisebb.

Ha a 9 MeV-es bozon pszeudoskalár, akkor a kereséséhez kiváló átmenet lehet a 10.95 MeV-es  $0^- \rightarrow 0^+$  átmenet az  $^{16}\text{O}$ -ben. A  $0^-$  állapot erős és szelektív gerjesztésére a  $^{14}\text{N}(^3\text{He},p)^{16}\text{O}$  reakciót választottuk. Az  $e^+e^-$  párokat a reakcióból kilépő protonokkal koincidenzában mértük. A kísérleteket az ATOMKI 5 MV-os Van de Graaff gyorsítójánál végeztük. A TaN céltárgyunk Ta hátlapra készült, ami a  $^3\text{He}$  nyalábrészecskék elnyelésére is szolgált. A protonokat egy plasztik szcintillációs detektor koronggal detektáltuk, amit a céltárgy mögé helyeztünk el.

Az  $e^+e^-$  párok azonosítására és energiájának mérésére  $\Delta E$ -E plasztik szcintillációs teleszkópokat használtunk. A becsapódó elektronok vagy pozitronok pozícióját a fenti két detektor közé helyezett sokszálas proporcionális számlálóval (MWPC) mértük. A teleszkóp-detektorokat egy szénszállakkal erősített, vékonyfalú vákuumkamrán kívül helyeztük el. A protonokkal koincidenzában a  $\gamma$ -sugárzásokat is detektáltuk. Erre a célra egy BGO anti-koincidenca árnyékolóval ellátott, clover-típusú Ge detektort használtunk.

A  $(^3\text{He},p)$  reakció fő előnye az volt, hogy ebben nem jelentek meg 9 MeV fölötti  $\gamma$ -sugárzások. Különösen figyelemre méltó volt a beütések hiánya 10.95 MeV-nél, ami a  $\gamma$ -sugárzásra tiltott mágneses monopólus átmenet energiája. Ezzel szemben viszont az elektron-pozitron összspektrumban ennél az energiánál és közvetlenül az alatt, szignifikáns számú eseményt észleltünk.

Az elektron-pozitron szögkorrelációt mind a 6.05 MeV-es, mind a 10.95 MeV-es átmenetekre meghatároztuk. Mivel a 6.05 MeV-es átmenetre az  $e^+e^-$  szögkorreláció pontosan ismert, ezért ezt használtuk a teleszkóp-hatásfok szögfüggésének meghatározására. A 10.95 MeV-es átmenetre végzett szögkorrelációs mérés eredményeként az elméletileg várt gyorsan csökkenőtől lényegesen eltérőt kaptunk. A kísérleti szögkorrelációt polinom háttérű Gauss függvényvel illesztettük. Az eloszlás maximumára  $\Theta = 102.9^\circ \pm 2.5^\circ$ -ot kaptunk. Ez alapján a bozon tömegére  $m_X = (8.5 \pm 0.2) \text{ MeV}/c^2$  adódott. Ez az érték, hibahatáron belül megegyezik, de jóval pontosabb a de Boer és munkatársai által megadott  $(9 \pm 1) \text{ MeV}/c^2$  értéknél.

A bozon keletkezési valószínűségét a 8.87 MeV, M2 átmenet IPC együttthatójának elméleti értékére alapozva határoztuk meg. A kapott eredmény:  $B_X = (3.5 \pm 2.5) \times 10^{-5}$  jelentősen kisebb a de Boer által talált értékeknél. Feltételezhető, hogy a bozon kibocsátása főként a lehető legkisebb pálya-momentummal (L) történik. F. de Boer esetén ez 0 lehetett, de most úgy tűnik, hogy az  $L=0$  emisszió nem megengedett. Feltételezhetjük, hogy  $L=1$  emisszió történik. A bozon spin-paritása ekkor inkább  $J^\pi = 1^+$ , mint  $0^-$ . A  $J^\pi = 1^+$  összhangban van a korábbi,  $L=0$ -ás bozon megfigyelésekkel is. Feltevésünk ellenőrizhető lenne a  $2^-$ -os állapot  $2^- \rightarrow 0^-$  bomlásának vizsgálatával. Ez a bomlás normálisan egy M2 multipolaritású  $\gamma$ -kvantum kibocsátásával megy végbe, de egy  $J^\pi = 1^+$  bozon  $L=1$ -gyel (vagy, sokkal kisebb valószínűséggel,  $L=3$ -mal) történő kibocsátásával is végbemehet. Az átmenet 8.87 MeV-es energiájából és a bozon most meghatározott tömegéből a szögkorreláció maximumát  $\theta \approx 147^\circ$ -nak várjuk. A de Boer által közölt becslés alapján a bozonkeltés elágazási aránya pedig  $1.4 \times 10^{-4}$ -nek várható, ami kimutathatónak tűnik.

A 8.87 MeV,  $2^-$  állapot nagy hatáskeresztmetszettel történő gerjesztésére a  $^{19}\text{F}(p,\alpha\gamma)^{16}\text{O}$  reakciót választottuk. A mérendő szögkorreláció tartományát kibővítettük egy további, hasonló teleszkóp felhasználásával. Így a 3 teleszkóp a  $75^\circ$ - $165^\circ$ -os szögtartományt fedi le. A kísérleteket az ATOMKI 20 MeV-es, izokron ciklotronján végeztük. A 8.87 MeV-es átmenet jól látható volt mind a  $\gamma$ -, mind az  $e^+e^-$  spektrumokban. A szögkorrelációban pedig egy csúcs jelent meg  $\Theta = 139(3)^\circ$ -nál. Ebből a bozon tömege  $m_X = 8.3(2) \text{ MeV}/c^2$ -nek adódott. Ez a tömeg szépen megegyezik a 10.95 MeV-es átmenetből származtatottal. A kettő átlaga  $m_X = 8.4(2) \text{ MeV}/c^2$  értéket adott.

Az itt bemutatott eredmények kis statisztikájúak, ami a ritka események azonosításának velejárója. Azonban, a két különböző gyorsítónál, két különböző kísérleti elrendezéssel végzett kísérlet egybehangzó értelmezése megerősíti egymást. Ez a bozon valószínűleg ugyanaz, amit a  $^8\text{Be}$  és  $^{12}\text{C}$  bomlásában és az emulziós adatokban korábban már megfigyeltek.