



**Az atommag
neutronőr-vastagságának és
hiperdeformációjának kísérleti
vizsgálata**

Doktori (PhD) értekezés

dr. univ. Csatlós Margit

Témavezető: Dr. Krasznahorkay Attila

*Debreceni Egyetem
Természettudományi Kar
Debrecen, 2003.*

Tartalomjegyzék

| | | |
|------|---|----|
| 1. | Bevezetés | 5 |
| 2. | A neutronbőr-vastagság kísérleti meghatározása | 10 |
| 2.1. | A töltéeloszlás mérése | 10 |
| 2.2. | Neutronok sűrűségeloszlása | 15 |
| 3. | Neutronbőr-vastagság meghatározása óriásrezonanciák gerjesztésével | 19 |
| 3.1. | Izovektor dipólus óriásrezonancia | 19 |
| 3.2. | Az IVGDR gerjesztésének hatáskeresztmetszete (α, α') reakcióban | 22 |
| 3.3. | Izovektor spin-dipólus óriásrezonancia | 26 |
| 3.4. | Az izovektor spin-dipólus óriásrezonancia gerjesztése ($^3\text{He}, t$) reakcióban | 27 |
| 3.5. | Kísérleti berendezések és módszerek | 29 |
| 3.6. | γ -detektorok | 32 |
| 4. | A kísérleti adatok feldolgozása | 35 |
| 5. | Kísérleti eredmények | 39 |
| 5.1. | A GDR módszerrel kapott eredmények | 39 |
| 5.2. | Az SDR módszerrel kapott kísérleti eredmények | 42 |
| 6. | Hiperdeformált állapotok | 49 |
| 6.1. | Hasadási rezonanciák | 50 |

| | | |
|------|---|-----|
| 6.2. | A kétvölgyes hasadási gát | 54 |
| 6.3. | A háromvölgyes hasadási gát | 57 |
| 6.4. | Csillapítatlan vibrációs rezonanciák | 59 |
| 6.5. | Csillapított vibrációs rezonanciák | 60 |
| 6.6. | Kísérleti módszerek és berendezések | 61 |
| 7. | A kísérleti adatok feldolgozása | 73 |
| 7.1. | Adatgyűjtőrendszerek | 73 |
| 7.2. | Az adatfeldolgozás főbb lépései | 75 |
| 8. | Az ^{236}U hasadási rezonanciáinak vizsgálata, eredmények | 78 |
| 9. | A hasadványok tömeg- és kinetikus energiaeloszlása | 88 |
| 9.1. | $^{232}\text{Th}(n,f)$ reakcióban keletkezett hasadványok tö- megeloszlásának mérése | 92 |
| 9.2. | Ionizációs kamra | 93 |
| 9.3. | Kísérleti adatok feldolgozása | 94 |
| 10. | A ^{233}Th hasadványainak tömeg- és kinetikus energiaeloszlása | 97 |
| 11. | Összefoglalás | 104 |
| | Summary | 111 |
| | Irodalomjegyzék | 117 |
| | Köszönetnyilvánítás | 122 |

1. Bevezetés

Az atommagot alkotó protonokat és neutronokat a rövid hatótávolságú magerők tartják össze. A hatótávolságuk annyira kicsiny, hogy az egyes nukleonok csak a közvetlen szomszédakkal hatnak kölcsön. A protonok között viszont fellép a taszító Coulomb-erő is, amely ugyan jóval gyengébb, mint a magerő, de nagy hatótávolsága miatt minden egyes proton az atommag összes többi protonját taszítja. Ha az atommagban fellépő erőknek csak ezeket a sajátosságait tekintenénk, az azt vonná magával hogy az atommag legyen minél kisebb felületű, azaz gömbszerű és a protonok egyenletesen oszoljanak el az atommag anyagában. Továbbá a Coulomb-taszítás magot szétfeszítő hatása úgy lenne ellensúlyozható, ha az atommag minél kevesebb protont és minél több neutronot tartalmazna. Az atommagban mint kvantummechanikai rendszerben viszont fellépnek olyan hatások is, amelyek igyekeznek csökkenteni a neutronok és protonok száma közötti különbséget.

Az atomban ható erők és a fermionrendszerek felépítését megszabó Pauli-elv működése pedig azt vonja maga után, hogy az atommagban a neutronok és protonok sűrűségeloszlása nem lesz egyenletes. Ennek legszembetűnőbb jele a mag felületén kialakuló neutrontöbblet lehet. Ha a mag felszínén lévő többletneutronok kötési energiája viszonylag kicsiny, akkor ezek a neutronok a magtörzstől távolabbra is nagy valószínűséggel tartózkodhatnak, ekkor a mag ún. neutronglóriával rendelkezhet. Ha a felszíni többletneutronok inkább a magfelületre tapadva vannak jelen, neutronbőrrel beszélhetünk. A neutronbőr megjelenése elsősorban a nagy tömegszámú neutrongazdag magokban várható. Az utóbbi években részletesen vizsgálták, hogy a mikroszkopikus modellekkel számolt magjellemzők milyen érzékenyen függenek az effektív nukleon-nukleon kölcsönhatás különböző paramétereitől. A kölcsönhatás szimmetriaenergiája és a neutronbőr vastagsága között

egyértelmű kapcsolatot találtak. A számításokat elvégezték különböző relativisztikus és nem relativisztikus modellekkel is, a korreláció mindig megmaradt. Az atommag töltéssugarát és kötési energiáját jól visszaadó nemrelativisztikus és kovariáns Hartree-Fock típusú magmodellek a neutronbőr vastagságának számításában egy kettes faktorban is különbözhetnek. Ezek alapján a neutronbőr vastagságának mérésével az effektív kölcsönhatás szimmetriaenergiája pontosabban meghatározható. Az utóbbi években néhány elméleti munkában olyan számításokkal is találkozhatunk, amelyek az egyik nehéz, neutrontöbblettel rendelkező atommag, az ^{208}Pb neutronbőr-vastagságából a neutroncsillagok sugarára adtak becsléseket.

A neutronbőr-vastagsága az atommag kísérletileg vizsgálható jellemzőinek egyike. A neutronbőr jelenléte a mag azon kollektív gerjesztéseire is hatással lehet, amelyekben az atommag protonjai és neutronjai ellenütemben mozognak egymáshoz képest. Az atommagnak ilyen kollektív gerjesztése az izovektor dipólus óriásrezonancia. Az izovektor dipólus óriásrezonancia izoskalár bombázó részecskékkel, mint a deuteron vagy α -részecske, csak abban az esetben gerjeszthető, ha a céltárgymag protonjainak és neutronjainak sűrűségeloszlása különböző. A töltéscserélő reakciókban viszont az atommag egy másik kollektív állapota, az izovektor spin dipólus óriásrezonancia gerjeszthető, s ennek erőssége szintén a neutronbőr vastagságától függ. Az izovektor dipólus óriásrezonancia és az izovektor spindipólus rezonancia hatáske-resztmetszetét mérve a neutronbőr vastagsága meghatározható. Ezek az újonnan bevezetett, az óriásrezonanciák gerjesztésén alapuló módszerek konzisztens eredményekre vezettek. Dolgozatom első részében ezeket a módszereket ismertetem, valamint ezen módszerekkel mért legújabb kísérleti eredményeinket mutatom be.

Az atommagban ható erők összjátéka azt eredményezi, hogy a ne-

hezebb magok alakja egyre inkább eltérhet a gömbszerűtől, a deformálódott magban ugyanis a Coulomb-taszítás szétfeszítő hatása kisebb. A deformálódás mértéke a tömegszámmal nő, és ez végül ahhoz vezet, hogy az atommagok elhasadhatnak.

A magszerkezetkutatásnak egy másik izgalmas kérdése az egzotikus deformációval rendelkező atommagok vizsgálata. A nagy hatásfokú, jó energiafelbontású, 4π térszögű γ spektrométerek kifejlesztése lehetővé tette a nagy spinű, 2:1 tengelyarányú szuperdeformált állapotok tanulmányozását. Napjainkban az ilyen jó felbontású, nagy hatásfokú spektrométerekkel végzett vizsgálatok fő célkitűzése a 3:1 tengelyarányú, hiperdeformált állapotok keresése.

A hasadó atommagok a hasadás pillanatát megelőzően igen erősen deformált állapotba kerülnek. Az aktinoida tartományban a hatvanas években megfigyelt hosszúéletű, magasabban gerjesztett hasadó állapotokról, a hasadási izomerekről kiderült, hogy ezek 2:1 tengelyarányú rendelkező szuperdeformált állapotok. A hasadási izomereket és a hozzájuk kapcsolódó jelenségeket a Strutinsky-féle kétvölgyű hasadási gát bevezetésével sikerült értelmezni. A héjkorrekciós potenciálfelület-számítások a könnyű aktinoida atommagokban egy harmadik lokális minimumot is jósoltak, amelyben a kialakuló állapotok még nagyobb deformációval (3:1 tengelyarányú) és oktapóldeformált (tükröaszimmetrikus) magalakkal rendelkeznek. Ilyen ún. hiperdeformált állapotot néhány Th-izotóp hasadási rezonanciájának finomszerkezetében figyeltek meg. Amíg a Th-izotópok (^{231}Th , ^{233}Th) esetén ezeknek az állapotoknak a kimutatása sikeres volt, az urán izotópok esetén az eredmények ellentmondásosak voltak. Az elméleti előrejelzések mindkét izotóp esetén hasonlóak, ezért az urán izotópok hasadási rezonanciáinak jó felbontású kísérleti vizsgálatával igazolni akartuk a hiperdeformált állapotok jelenlétét. A program megvalósítását a 90-es évek

elején Hollandiából a debreceni Atommagkutató Intézet (ATOMKI) ciklotronlaboratóriumába telepített mágneses spektrográf tette lehetővé. Vizsgálatainkat a ^{236}U atommag hasadási rezonanciáinak tanulmányozásával kezdtük. A debreceni kísérletsorozat eredménye elsőként igazolta a ^{236}U izotóp esetén a hiperdeformált állapotok létezését. Ez az eredmény alapozta meg a müncheni Ludwig-Maximilian Egyetem kutatóival való együttműködést, s a továbbiakban kísérleteinket az LMU gyorsítólaboratóriumában folytattuk, kiterjesztve a vizsgálatot a ^{240}Pu szuperdeformált és a ^{234}U hiperdeformált állapotaira.

A dolgozatomban leírt kísérlet célja egyrészt a ^{236}U hasadási rezonanciáinak még jobb feloldással, szélesebb gerjesztésienergia-tartományban történő vizsgálata, másrészt a harmadik völgy mélységére vonatkozó ismeretek szerzése volt. A héjkorrekciós számítások egyik érdekes eredménye, hogy a ^{232}Th izotóp hiperdeformált állapotában olyan, mintha egy kétszer mágikus, gömbszerű ^{132}Sn és egy erősen deformált ^{100}Zr atommagból állna. Később, erre a modellre alapozva, a hiperdeformált állapotot molekulászerű, egymást érintő kétatommag-rendszer konfigurációjaként írták le. Ezen feltevések alapján számolt tehetetlenségi nyomaték jól egyezett a kísérleti értékkel. Az ilyen jellegű nukleoncsomósodás a héjszerkezet megnyílvánulása nagyon erős megnyúlás esetén. Egy ilyen, meghatározott nukleoncsomókból álló mag hasadásakor a hasadási termékek között a ^{132}Sn és a ^{100}Zr atommaghoz közeli atommagok feltehetően nagyobb valószínűséggel fordulnak elő.

Arra vonatkozóan, hogy a hiperdeformált állapotban a mag speciális nukleoncsomókból álló rendszernek tekinthető, s hogy ez a szerkezet valamilyen módon megnyílvánulhat a hasadás folyamatában, csak nagyon kevés kísérleti adat van. A hiperdeformált állapotból történő hasadás vizsgálata, a hasadványok tömeg- és kinetikus energiaeloszlá-

sának tanulmányozása fontos és érdekes ismereteket nyújthat ennek az állapotnak a szerkezetéről. Néhány évvel ezelőtt kezdtük a hiperdeformált állapotok szerkezetének a hasadványok tömeg- és kinetikus energiaszétoszlásának vizsgálatán keresztül történő tanulmányozását. Dolgozatom utolsó fejezetében ezeket a vizsgálatokat és a kapott eredményeket ismertetem.

2. A neutronbőr-vastagság kísérleti meghatározása

A neutronbőr fogalma, kísérleti meghatározása az atommag proton- és neutron-eloszlásának ismeretére épül. Ezért először áttekintjük a legfontosabb módszereket, amelyekkel az atommagok töltés- és nukleoneloszlását tanulmányozhatjuk.

2.1. A töltéseloszlás mérése

A Rutherford-formula részletes kísérleti ellenőrzése során, nagy szögek-nél eltérést tapasztaltak a számított és a mért α -szórási hatáskeresztmetszetek között. Az eltérést Rutherford a véges magméret hatásával értelmezte. Ez az oka annak, hogy a kis ütközési paraméterű, nagy szögben szóródott α -részekre már nemcsak a Coulomb taszítás, hanem a vonzó magerők is hatnak. Ennek következtében pályájuk kissé eltér a pontszerű mag feltételezésével számolt trajektóriától.

A mag véges térbeli kiterjedése legegyszerűbben sugarának megadásával jellemezhető. A magsugár kísérletileg közvetlenül nem meghatározható mennyiség. Léteznek azonban olyan kísérleti módszerek, amelyek az atommagot alkotó nukleonok térbeli sűrűség-eloszlásának más-más jellemzőire adnak felvilágosítást.

Az elektronok és a müonok nem vesznek részt a magköölcsönhatásban, ezért az elektromágneses kölcsönhatás révén az atommag elektromos töltés- és mágneses dipólmomentumának eloszlásáról szolgáltatnak információt, miközben a mag szerkezetében lényeges változást nem okoznak. Az elektromágneses kölcsönhatás törvényei jól ismertek, ezért a kísérleti eredmények elméleti úton jól kezelhetők.

Gyors elektronok rugalmas szórása

Az atommagok töltéeloszlásának kísérleti meghatározására az egyik legsikeresebb, legrégebben alkalmazott módszer, a gyors elektronok atommagokon történő rugalmas szórásának vizsgálata.

A vizsgálandó céltárgyat gyors elektronokkal bombázzák és mérik a különböző Θ irányokban rugalmasan szóródó elektronok számát. A kísérletileg kapott $\sigma(\Theta)$ differenciális szórási hatáskeresztmetszetet összehasonlítják a pontszerű mag feltételezésével elméleti úton számított értékkel és az eltérésből a szóró mag töltéeloszlására következtetnek.

A kísérletekben az elektronokat több száz MeV-es energiára gyorsítják, amely nagyságrendekkel meghaladja az elektron nyugalmi energiáját. Ekkor, felhasználva a pontszerűnek feltételezett magon való relativisztikus elektronszórás $\frac{d\sigma_M(\Theta)}{d\Omega}$ ún. Mott hatáskeresztmetszetét, a véges kiterjedésű magon való szóródás differenciális hatáskeresztmetszete kiszámolható:

$$\frac{d\sigma(\Theta)}{d\Omega} = \frac{d\sigma_M(\Theta)}{d\Omega} \left| F(\mathbf{q}) \right|^2, \quad (1)$$

ahol \mathbf{q} az átadott impulzus, $F(\mathbf{q})$ a mag alakjától való függést tartalmazó alaktényező,

$$F(\mathbf{q}) \equiv \int \rho(\mathbf{r}) e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}} d\mathbf{r}, \quad (2)$$

ahol $\rho(\mathbf{r})$ az atommag töltéssűrűsége.

Gömbszimmetrikus töltéeloszlásra az alaktényező a következőképpen fejezhető ki:

$$F(q) = \int \rho(r) \frac{\sin(qr)}{qr} dV. \quad (3)$$

100 MeV-nél kisebb bombázó energiák esetén $\sin(qr)$ -t hatványsorának első két tagjával közelíthetjük, és ekkor az alaktényező a következő

formulával írható le.

$$\begin{aligned}
 F(q) &= \int \rho(r) \frac{qr - \frac{(qr)^3}{3!} + \dots}{qr} dV = \\
 &= \int \rho(r) dV - \frac{q^2}{6} \int \rho(r) r^2 dV = \\
 &= 1 - \frac{q^2 \langle r^2 \rangle}{6} + \dots
 \end{aligned} \tag{4}$$

Feltételeztük, hogy a töltéeloszlás egyre normált, azaz $\int \rho(r) dV = 4\pi \int_0^\infty \rho(r) r^2 dr = 1$. A négyzetes átlagsugár:

$$\langle r^2 \rangle = 4\pi \int_0^\infty \rho(r) r^4 dr \tag{5}$$

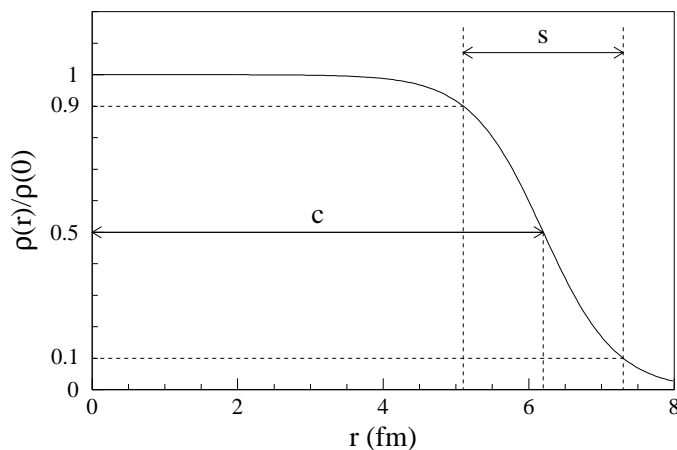
ami nem más, mint a töltéeloszlás második momentuma. A (5) kifejezésből látható, hogy kis impulzusátadások esetén az alaktényező kísérleti értékeit a q^2 függvényében ábrázolva, az $F(q^2)$ iránytangensének hatszorosa az $\langle r^2 \rangle$ mennyiség modelltől független meghatározását adja.

Nagy energiájú elektronok szórása ($E > 200$ MeV) esetén a jó feloldás már nemcsak egyetlen paraméter meghatározását engedi meg, hanem többet is. Nagy q impulzusátadású elektronszórási kísérletek már a töltéeloszlás alakjára is tartalmaznak információt. Ezeknek az információknak a kinyerésére szolgáló eljárások két nagy csoportba oszthatók: modellfüggvényeket alkalmazó eljárások és modellfüggetlen kiértékelési módszerek.

Modellfüggvények alkalmazása során az atommag töltéssűrűség-eloszlását valamilyen $\rho(r; p_1, p_2 \dots)$ modellfüggvénnyel írják le. A gyakran használt kétparaméteres Fermi-eloszlás alakja:

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + e^{(r-c)/a}} \ , \tag{6}$$

ahol ρ_0 a maganyag sűrűsége az atommag közepén, amely közelítőleg állandó. A $0.5\rho_0$ értékhez tartozó c sugarat, az eloszlás középsugarának is nevezik. A sűrűségeloszlás a 1. ábrán látható. A Hofstadter kísérletek [Hof57] eredményei a mag sugarának meghatározásán túl felfedték azt is, hogy a mag határa diffúz, ennek a diffuzitásnak a vastagsága $s \approx 2.4$ fm. Ez azt a tartományt jelenti, ahol a mag sűrűsége $0.9\rho_0$ -ról $0.1\rho_0$ -ra esik. Az eloszlásban szereplő a paraméter ezzel a diffuzitással kapcsolatos, $a=s/4.4$.



1. ábra. A kétparaméteres Fermi-eloszlás egy nehezebb atommagra

A $\rho(r; p_1, p_2, \dots)$ függvényben p_j paramétereinek értékeit a kísérleti adatokkal történő összehasonlítás alapján lehet megkapni. Az egyszerűség, szemléletesség kétségtelenül előny, azonban a modellfüggvények alkalmazásának vannak hátrányos tulajdonságai is. Ezek közül legfontosabb, hogy az eloszlás különböző szakaszait a modellfüggvény igen erősen összecsatolja, korrelálja. A másik hátrány, hogy nem szolgáltat $\pm\Delta\rho(r)$ hibasávot, hanem csak a paraméterek hibáira ad általában ir-

reálisan kis értékeket. A modell-független kiértékelés elsősorban ezeket a hátrányokat küszöböli ki.

A modell-független kiértékelés (Model Independent Analysis: MIA) során a $\rho(r)$ töltéssűrűségeloszlást valamely alkalmasan választott függvény-rendszer tagjainak összegeként állítják elő. Az előállításban szereplő szabad paraméterek értékét a kísérleti adatokhoz történő illesztéssel határozzák meg. Előnye, hogy megszűnik vagy lényegesen csökken a sűrűségeloszlás különböző szakaszainak korreláltsága, az így kapott $\rho(r)$ függvény, amelyhez gyakran még $\pm\Delta\rho(r)$ hibasáv is meghatározható, már nemcsak a legáltalánosabb, minden magra közös jellegzetességek leírására alkalmas, hanem egyedi, magszerkezeti sajátosságok (héj-szerkezet) tükrözésére is.

Müonikus atomok karakterisztikus röntgen-sugárzása

A müon több lényeges tulajdonsága megegyezik az elektronnal: elektromos töltés, spin, a gyenge kölcsönhatásban való részvétel. A tömege azonban két nagyságrenddel nagyobb, $m_\mu=207m_e$. Ebből következik, hogy pontszerű mag esetén müonikus atomban a Bohr-pályák sugara 207-szer kisebb, az állapotok energiája pedig 207-szer mélyebben fekszik, mint a megfelelő elektrópályáké. A legbelső pályára került müon már a mag közvetlen közelében, nehéz magok esetén jóval a magon belül folytatja mozgását. A mag és a müon hullámfüggvényei között jelentékeny átfedés van, ezért a pálya energiája függ a mag kiterjedésétől. Az atommag terébe befogódott negatív müon lehetséges energiaállapotai - pontszerű mag feltételezésével - elméletileg jól számíthatók, pontosan számítható az állapotok közötti átmenet energiája is. Másrészt a véges kiterjedésű mag terében megvalósuló állapotok közötti átmenetek energiája a karakterisztikus röntgensugárzás segítségével nagy pontossággal mérhető.

Az elektronszórás kísérletekből és a müonikus mérésekből kapott adatokat együttesen kiértékelve a töltéseloszlások $\langle r^2 \rangle$ négyzetes középsugarainak hibája 0.1%-ra csökkenthető [An03].

2.2. Neutronok sűrűségeloszlása

A neutronok sűrűségeloszlásának egyértelmű meghatározása sokkal nehezebb. A különböző hadronszórás kísérletek kiértékelését nehezíti, hogy a hadron-nukleon közötti kölcsönhatás nem annyira ismert, mint az elektromágneses kölcsönhatás. Így a maganyag-eloszlás és a neutron-sűrűség-eloszlás meghatározása sokkal pontatlanabb. Batty és munkatársai [Ba89] áttekintő cikkükben táblázatban foglalták össze a maganyag sűrűségeloszlásának meghatározására vonatkozó kísérleti módszereket, a kiértékelések módját, aszerint csoportosítva, hogy azok az eloszlás mely tartományára érzékenyek.

A stabilitási sávhoz közeli tartományban az atommagot alkotó protonok és neutronok sűrűségeloszlása hasonló, a közöttük mérhető különbség még a neutrontöbblettel rendelkező, nehezebb atommagokban sem jelentős. A rádióaktív nyálábok viszont lehetővé tették a stabilitási sávtól távolabbi, nagy neutrontöbblettel rendelkező atommagok előállítását. Ezekben az atommagokban a mag felszínén a neutronok sűrűségeloszlása már lényegesen eltér a protonokétól. A felszíni neutrontöbblet két különböző formát mutat. Az egyik a neutronglória, amely a könnyű, neutrontöbblettel rendelkező magok esetén figyelhető meg. A törzset körülvevő egy vagy két neutron kötése lehetővé teszi, hogy ezek hullámfüggvénye a klasszikusan tiltott, egészen távoli területekre is kiterjedjen. A neutronglóriával rendelkező könnyű magoknak igen nagy a sugara. Például a ^{11}Li glóriájának sugara kb. akkora, mint a ^{208}Pb sugara. A felszíni neutrontöbblet másik formája neutronbőr, amikor a gazdag neutronanyag bőrszerűen veszi körül a magot. Mizo-

turi és munkatársai [Miz00] cikkükben a következőképpen definiálták a neutronbőr vastagságát:

$$\Delta R_{np} \equiv \langle r_n^2 \rangle^{1/2} - \langle r_p^2 \rangle^{1/2} . \quad (7)$$

Így a ΔR_{np} neutronbőr-vastagság nem más, mint a neutroneloszlás és a protoneloszlás rms sugarai közötti különbség. A stabilitási sáv közelében levő neutrontöbblettel rendelkező magok esetén ez a mennyiség 0.1-0.2 fm között van. Megjegyzem, hogy a kétparaméteres Fermi eloszlásra (ld. (6) formula, 1. ábra) alapozva Trzcińska és munkatársai [Trz01] abban az esetben, ha a neutroneloszlás középsugara (c_n) nagyobb a protoneloszlás középsugaránál (c_p), és a diffuzitás paramétereik egyenlőek ($a_n = a_p$) neutronbőr típusú eloszlásról, ha $c_n = c_p$ és $a_n > a_p$, neutronglória típusú eloszlásról beszélnek.

A neutronbőr az atommag kísérletileg vizsgálható jellemzőinek egyike. A neutronbőr korábbi meghatározási módszerei szoros kapcsolatban vannak a neutronok sűrűségeloszlásának kísérleti meghatározásával. Mivel a töltéseloszlás rms sugara nagy pontossággal megadható [An03], a neutronbőr meghatározásának pontossága a neutroneloszlás rms sugarának meghatározási pontosságától függ.

Rugalmas proton szórás

A nagyenergiájú protonok rugalmas szórás hatáskeresztmetszeteinek mérése jó lehetőséget ad a protonok és neutronok magon belüli eloszlásának vizsgálatára [Ba89]. Az $E_p \geq 500$ MeV energiatartományban az impulzusközelítés, mely szerint a magban kötött nukleonon való szórás a szabad proton-nukleon szórás amplitudójával közelíthető, már eléggé megbízható. Ebben az energiatartományban a protonok szabad úthossza elég nagy ahhoz, hogy a protonok be tudjanak hatolni

a mag belsejébe, így a szórési keresztmetszetek függni fognak a mag protonjainak $\rho_p(r)$ és neutronjainak $\rho_n(r)$ sűrűségeloszlásaitól.

A nagyenergiájú szórások kiértékelésére kis impulzusátadásoknál a Glauber-közelítést használták. A bombázó proton pályáját eikonálközelítésben tárgyalták. Mivel a viszonylag könnyen kezelhető Glauber-közelítés a spin-pálya effektusokat elhanyagolja, a számolásokhoz inkább a Schrödinger egyenletet oldják meg a Kerman, McManus és Thaler (KMT) által megadott optikai potenciált használva. Ez a formalizmus is az impulzusközelítésre épül. A komplex optikai potenciált az atommag sűrűségeloszlásának felhasználásával adja meg. Ha a nukleon-nukleon kölcsönhatást a nukleon előreszórési amplitudó segítségével egyszerű módon parametrizáljuk, akkor az optikai potenciál arányos lesz az atommag sűrűségeloszlásával.

A komplex KMT optikai potenciált a relativisztikus kinematikát használó Schrödinger-egyenletbe beírva, és a hatáskeresztmetszeteket kiszámolva az atommag neutronjainak és protonjainak sűrűség-eloszlása megbízható módon számolható. Különösen jó eredmények adódnak a polarizált nyalábot használó mérések kiértékeléséből, mivel a KMT módszer megfelelően kezeli a nukleon-nukleon szórás spin-pálya kölcsönhatásokat tartalmazó tagjait is.

Antiproton-atomok

Az atommagok felszíni nukleoneloszlásáról az ún. egzotikus atomok gazdag információforrást jelentenek. Ilyen egzotikus atomok az antiproton-atomok, amelyek úgy keletkeznek, hogy a lelassított antiprotonok befogódnak az atomba. Az így keletkező antiproton-atom ezek után először Auger-elektronok, majd antiproton-röntgensugarak kibocsátásával gerjesztődik le. Az antiproton tömege ~ 1800 -szor nagyobb az elektronénál, így az antiproton-atom pályasugara rendkívül kicsi.

Ez azt jelenti, hogy az antiproton már jóval a legalacsonyabb Bohr-pálya elérése előtt $n=9,10$ -nél eléri a mag felszínét, ahol ütközik egy nukleonnal és annihilálódik. A Lubiński és munkatársai [Lu94] által kidolgozott módszer arra épül, hogy amennyiben az antiproton annihilációja egy távolabbi pályán történik, akkor nagy annak a valószínűsége, hogy az annihiláció során keletkezett pionok nem hatnak kölcsön az atommaggal, és egy alacsony gerjesztettségű A_t-1 tömegszámú atommag keletkezik. Amennyiben a keletkezett végmagok ${}_{Z_t-1}^{N_t-1}X$ (N_t , Z_t a targetmag neutronjainak, illetve protonjainak a száma) radioaktívak, akkor γ -spektroszkópiai módszerekkel a hozamuk meghatározható. A neutron- vagy protonhiánnyal keletkezett végmagok aránya a neutron- és a proton-sűrűségeloszlás arányát adja meg egy adott r távolságban. A számítások szerint az annihiláció a kétparaméteres Fermi-eloszlás sugaránál körülbelül 2.5 fm -vel nagyobb távolságokon következik be.

Az utóbbi évtizedben a neutronbőr vastagságának meghatározására kidolgozott két új módszer [Kr91, Kr94, Kr99] a proton- és a neutroneloszlás közötti különbségre érzékeny. Ezekben a módszerekben közös, hogy a vizsgálandó neutrongazdag atommag kollektív gerjesztett állapotainak viselkedéséből következtethetünk az alapállapotú nukleoneloszlásra. Dolgozatomban ezen két módszerrel kapott új kísérleti eredményekről számolok be.

3. Neutronbőr-vastagság meghatározása óriásrezonanciák gerjesztésével

Az atommag egészének egyik legegyszerűbb kollektív mozgása valamilyen rezgés. Az óriásrezonancia úgy értelmezhető, mint az atommag nagyfrekvenciájú rezgése valamilyen egyensúlyi helyzet körül. A rezgés amplitúdója kicsiny, csupán a magsugár néhány százalékát teheti ki. Más rezonanciákhoz hasonlóan, az óriásrezonancia is három mennyiséggel írható le, ezek a rezonancia helye, szélessége és erőssége.

A kvantummechanikai értelmezés szerint az óriásrezonancia fellépte az alapállapot és a kollektív állapot közötti átmenetnek felel meg. Egy adott átmenet erősségét érdemes összevetni az elméleti határral. Ahogy azt szemléletesen el is képzelhetjük, az átmenet erőssége attól függ, a részecskék hányadrésze vesz részt az átmenetben és mekkora a rendszer. Ez azzal jár, hogy bizonyos értékeknél nagyobb átmeneti erősségek nem képzelhetők el, mert már valamennyi részecske részt vesz az átmenetben. Matematikailag ez úgy fogalmazható meg, hogy az átmenet erősségét összegszabályok korlátozzák. Az összegszabály által meghatározott felső határ az összes lehetséges adott típusú átmeneti valószínűség összege. Az összegszabályok különösen jól használhatók akkor, ha az általuk adott érték nem függ a számításukhoz használt magmodelltől. Az összegszabályok számítása akkor egyszerű, ha csak az alapállapot tulajdonságoktól függnék. Akkor beszélünk óriásrezonanciáról, ha az átmenet erőssége nagyobb, mint az összegszabály által megengedett érték 50%-a.

3.1. Izovektor dipólus óriásrezonancia

1937-ben Bothe és Gentner [Bot37] figyelték meg először óriásrezonancia típusú jelenséget. Kísérletükben különböző céltárgyakat sugároztak

be ${}^7\text{Li}(p,\gamma)$ reakcióból származó 17.6 MeV-es fotonokkal. Meghatározták a (γ,n) reakció hatáskeresztmetszetét. A vártnál lényegesen nagyobb értéket kaptak. Ebből arra következtettek, hogy a fotoabszorpció folyamat rezonanciás jellegű. Csak tíz évvel később, 1947-ben, az új típusú gyorsító, a betatron megjelenése tette lehetővé a nagy energiájú fotonok előállítását. Baldwin és Klaiber [Bal47] kísérletei egyértelműen bizonyították nagy gerjesztési energiák esetén a rezonáns fotoabszorpciót. Ez volt az izovektor dipólus óriásrezonancia (IVGDR) felfedezése.

Goldhaber és Teller modellje [Gol48] szerint a kölcsönhatás kollektív magmozgást gerjeszt, melynek során az atommag valamennyi protonja együtt rezeg. Ez akképpen mutatkozik meg, hogy az atommag protonjai és neutronjai ellentétes fázisban rezegnek egymáshoz képest. Mivel így az atommag tömegközéppontjának és a töltésközéppontjának helye elválik egymástól, ez a rezgő állapot dipólmomentummal rendelkezik. Erre utal a dipólus jelző. Az izovektor kifejezés azzal kapcsolatos, hogy a protonok és neutronok mozgása különböző.

Az izovektor dipólus óriásrezonancia legfőbb ismérvei a következőkben foglalhatók össze [Har03]:

- $J^\pi = 1^-$, $T=1$, $L=1$ kvantumszámokkal jellemezhető, $1\hbar\omega$ energia, $\Delta L=1$ átmenet.
- Az IVGDR-t megfigyelték az egészen könnyű magoktól kezdve, mint a ${}^4\text{He}$ a legnehezebb magokig, mint az ${}^{238}\text{U}$.
- A könnyű magok tartományában az IVGDR erősségeloszlása több komponensre hasad, míg a nehezebb, gömbszerű magok esetén Lorentz-függvénnyel írható le.
- A deformált magok esetén az erősség eloszlás két összetevőből áll, egy alacsonyabb és egy nagyobb energiájú komponensből,

annak megfelelően, hogy a protonok és a neutronok oszcillációja a szimmetriatengely mentén, vagy arra merőlegesen történik.

- Az IVGDR gerjesztési energiáját a következő képlet alapján kapjuk meg:

$$E_x = 31.2A^{-1/2} + 20.6A^{-1/6} \text{ MeV} . \quad (8)$$

- Az IVGDR erőssége kifejezhető a Thomas-Reiche-Kuhn (TKR) összegszabály alapján:

$$\int_{E_{min}}^{E_{max}} \sigma_{abs,\gamma} dE = \frac{60NZ}{A} \cdot (1 + \kappa) \text{ MeV mb} . \quad (9)$$

A κ tényező a mezon-kicserélődés következtében az összes izovektor rezonanciára jellemző járulékot tartalmazza. Ha $E_{min}=B_n$, azaz egy neutron leválasztási energiája, és $E_{max}=25 \text{ MeV}$, a κ értéke az $A \geq 100$ -as tömegszámú magokra $\sim 0.1, 0.2$.

- Az IVGDR szélessége nehéz magok esetén 2.5 MeV, könnyű magok esetén 5 MeV.

Az IVGDR gerjeszthető rugalmatlan hadron (itt a hadron jelenti a deuteron, α , ^3He , stb. részecskéket) szórási kísérletekben vagy reakciókban is. Ezeknek a kísérleteknek az előnye, hogy a választott bombázó részecske tulajdonságaitól függően a különböző típusú óriásrezonanciák szelektíven gerjeszthetők. A deuteron és az α -részecske izospinje 0, így a szórási folyamatokban az izovektor állapotokat első rendben nem gerjesztik. A $Z=N$ esetén a neutronbőr-vastagság valószínűség 0. Az IVGDR (α, α')-kísérletekben csak akkor gerjesztődik, ha a céltárgymag protonjainak és neutronjainak a száma különböző. Az (α, α') gerjesztési hatáskeresztmetszet a neutroneloszlás és a protoneloszlás négyzetes közepsugara különbségének a függvénye. A proton

és a ${}^3\text{He}$ izospinje nullától különbözik, ezért mind az izovektor, mind az izoskalár állapotokat gerjeszthetik.

3.2. Az IVGDR gerjesztésének hatáskeresztmetszete (α, α') reakcióban

Az α -részecske spinje és izospinje egyaránt 0, ennél fogva a $T=0$ és $S=0$ izoskalár monopólus óriásrezonanciát (ISGMR) erősen gerjeszti. Peterson [Pe86] 1986-ban megjelent munkája szerint az (α, α') -reakcióban az izovektor dipólus óriásrezonancia az izoskalár monopólus óriásrezonanciával még 0° -ban is összemérhető hatáskeresztmetszettel gerjesztődhet. Az ISGMR gerjesztési energiája csaknem egybeesik az IVGDR gerjesztési energiájával. Amennyiben Peterson számolásai helytállóak, az ISGMR értelmezése bonyolultabbá vált volna. Ez volt az oka annak, hogy az IVGDR (α, α') -szórásban történő gerjesztésének lehetőségét részletesen tanulmányozták. A számolások végül is rámutattak arra, hogy az IVGDR rugalmatlan α -szórási hatáskeresztmetszetének relatív járuléka az ISGMR hatáskeresztmetszete 10%-nál is kisebb [Sh87, Sa87], s ezt a kísérlet is igazolta. [Po89]. Az elméleti számolásokból az is kiderült, hogy az IVGDR hatáskeresztmetszete erősen függ a proton- és neutronsűrűség-eloszlás sugarának relatív különbségétől. Az IVGDR (α, α') reakcióban történő gerjesztésének hatáskeresztmetszete a neutronbőr vastagságáról adhat információt. A nehézséget az jelenti, hogy a közel azonos gerjesztési energia és a jóval nagyobb ISGMR gerjesztési hatáskeresztmetszete miatt megfelelő módszerre van szükség az IVGDR hatáskeresztmetszetének az ISGMR hatáskeresztmetszetétől való megkülönböztetésére.

Az óriásrezonanciák legerjesztődése lehetőséget nyújt az IVGDR hatáskeresztmetszetének az ISGMR háttérből való kiemelésére. Az óriásrezonanciák γ -bomlással történő legerjesztődésének valószínűsége

lényegesen kisebb, mint a részecskeemisszióval történő legerjesztődés, az ISGMR például az $A \geq 90$ magoknál neutronemisszióval gerjesztődik le. Bizonyos esetekben a bomlási valószínűségnek a γ -sugárzás multipolaritására való rendkívüli érzékenysége igen hasznos. Beene és munkatársai [Bee90] szerint a 10 - 15 MeV gerjesztési energiatartományban az E1 átmenet valószínűsége több, mint százszorosa a következő legerősebb E2 átmenetének. Tehát az alapállapotra történő γ -átmenet jó közelítéssel az IVGDR γ -bomlását jelenti. Ezt a selektivitást kihasználva, a rugalmatlan α -szórásban csak igen gyengén gerjesztődő dipólus óriásrezonancia elválasztása a lényegesen nagyobb hatáskeresztmetszetű óriás monopólus és óriás kvadrupólus rezonanciától, illetve a folytonos háttértől α - γ koincidencia-méréssel lehetséges.

Az IVGDR gerjesztése esetén a rugalmatlan szórási amplitúdó a Coulomb- és a nukleáris kölcsönhatás járulékaiknak összege. A neutronbőr-vastagság a nukleáris kölcsönhatás járulékaire érzékeny. Ezt a következő módon láthatjuk be. Az atommagot egy τ izospinű részecskével bombázva, a 2^λ , η izospinű fonon gerjesztése esetén a nukleáris kölcsönhatási járuléknál az átmeneti sűrűségeloszlás a következőképpen írható fel:

$$g_\lambda^{\eta\tau} = g_\lambda^\eta + (-1)^{\eta+\tau} g_\lambda^\tau . \quad (10)$$

Ha a neutron és proton átmeneti sűrűségek egyenlők, akkor az izovektor gerjesztés ($\eta=1$) izoskalár részecskével ($\tau=0$) tiltott. Izovektor gerjesztés csak abban az esetben lehetséges az, ha $g^n \neq g^p$.

A proton és neutron sűrűségeloszlása közötti különbséget kifejező ΔR_{np} és az átmeneti potenciál közötti kapcsolat meghatározására a Goldhaber-Teller modellt vettük alapul.

A Goldhaber - Teller modell alapfeltételezése, hogy merev, de egymáson szabadon áthatolni képes proton- és neutrongömbök rezegnek egymáshoz képest úgy, hogy a tömegközéppontjuk egy helyben marad.

Megkövetelve, hogy az átmeneti sűrűségek az IVGDR összegszabályának megfelelően, az átmeneti sűrűségekre a következő kifejezéseket kapjuk:

$$g_1^n(r) = -\alpha_1 \frac{2Z}{A} \frac{d\rho_n}{dr} \quad , \quad g_1^p = -\alpha_1 \frac{2N}{A} \frac{d\rho_p}{dr} \quad , \quad (11)$$

ahol az α_1 oszcillációs együttható értéke:

$$\alpha_1^2 = \frac{\pi \hbar^2}{2m} \frac{A}{NZ E_x} \quad , \quad (12)$$

ahol E_x az IVGDR gerjesztési energiája.

Ha ρ_n és ρ_p alakja azonos, azaz $\rho_n/\rho_p = N/Z$, akkor $g_1^n = g_1^p$ és a (10) képletnek megfelelően az IVGDR nem gerjesztődik.

Satchler [Sa87] feltételezését elfogadva, hogy a két sűrűség alakja hasonló, az eloszlások sugarai egy kissé különböznek egymástól,

$$\begin{aligned} \rho_{n,p} &= \rho(r - R_{n,p}) \\ R_n &= R_o \left[1 + \frac{1}{3} \gamma \frac{N-Z}{A} \right] \\ R_p &= R_o \left[1 - \frac{1}{3} \gamma \frac{N-Z}{A} \right] \quad , \end{aligned} \quad (13)$$

ahol $0 \leq \gamma \leq 1$. A két szélső esetben:

a) ha $\gamma = 0$, akkor $R_n = R_p$, $\rho_n(0)/\rho_p(0) = N/Z$

b) ha $\gamma = 1$, akkor $R_n - R_p = R_o[2(N-Z)/3A]$ és $\rho_n(0)/\rho_p(0)$.

A γ paraméter szoros kapcsolatban van a proton- és neutron-sűrűségeloszláseloszlás relatív különbségével, az úgynevezett neutronbőr-vastagsággal.

$$\Delta R_{PN}/R_o = \frac{R_n - R_p}{(R_n + R_p)}/2 = \gamma \frac{2}{3} \frac{N-Z}{A} \quad . \quad (14)$$

Általános esetben a neutron-, illetve protoneloszlások a következők:

$$\rho_n(r) \approx \frac{1}{2} \left(1 + (1 - \gamma) \frac{N-Z}{A} \right) \rho(r - R_n)$$

$$\rho_p(r) \approx \frac{1}{2} \left(1 - (1 - \gamma) \frac{N - Z}{A} \right) \rho(r - R_p) . \quad (15)$$

Ezeket a sűrűségeloszlásokat beírva a (10) képletbe, a nukleáris járulék átmeneti sűrűségére a következő kifejezést kapjuk:

$$g_1^{10} = g_1^n - g_1^p = \gamma \alpha_1 \frac{N - Z}{A} \left(\frac{d\rho(r)}{dr} + \frac{1}{3} R_o \frac{d^2\rho(r)}{dr^2} \right) . \quad (16)$$

A folding eljárás segítségével az átmeneti potenciál így adható meg:

$$\Delta U_{tr} = \gamma \alpha_1 \frac{N - Z}{A} \left(\frac{dU}{dr} + \frac{1}{3} R_U \frac{d^2U}{dr^2} \right) , \quad (17)$$

ahol U a rugalmas szórás kísérletekből származtatott optikai potenciál, R_U a megfelelő sugár. A tényleges számításoknál a Coulomb-gerjesztést is tekintetbe kell venni. Belátható, hogy az izoskalár α -részecske rugalmatlan szóródásakor a Coulomb és a nukleáris amplitúdók egymást erősítve interferálnak.

Az Steinwedel-Jensen-modellben (SJ-modell) a mag teljes sűrűségfüggvénye változatlan marad, miközben a magon belül a protonok és a neutronok sűrűsége változik úgy, hogy a protonok sűrűség helyi csökkenését a neutronok sűrűség helyi növekedése ellensúlyozza és fordítva. Az SJ-modell alapján kapott átmeneti potenciál a (17) képlettel megadotthoz hasonló. A csatolási potenciál SJ-modell alapján történő meghatározása részletesen megtalálható a [Kr94] cikkben, valamint Krasznahorkay Attila MTA doktori értekezésében [Kr00]. Itt alkalmazták először az SJ-modell alapján származtatott csatolási potenciált az IVGDR rugalmatlan α -szórás hatáskeresztmetszetének számolására.

^{208}Pb , $^{116,124}\text{Sn}$ gömbszerű magokra az $(\alpha, \alpha' \gamma_0)$ reakcióban 120 MeV-es α részecskékkel gerjesztett IVGDR hatáskeresztmetszetét a különböző neutronbőr-vastagságokat feltételező számolt hatáskeresztmetszetekkel összehasonlítva, a neutronbőr vastagságára kapott értékek

jól egyeznek az elméleti számolások, valamint a (p,p) szórásból kapott eredményekkel. A módszer deformált magokra is alkalmazható. Deformált magok esetén nem csupán a neutronbőr vastagságát, hanem a töltéeloszlás és a tömegeloszlás kvadrupólus deformációs tényezője arányát is meg lehet határozni. [Kr91, Kr94].

Korábban az $(\alpha, \alpha'\gamma_0)$ -folyamat kis hatáskeresztmetszete miatti kis statisztikájú mérésből nagyobb hibával lehetett meghatározni a neutronbőr vastagságát. A bombázó energia ~ 200 - 250 MeV-re növelése, ~ 5 - 10 -szeres növekedést jelenthet a hatáskeresztmetszetben. A dolgozatban ismertetett új kísérlet célja a ^{208}Pb neutronbőr vastagságának jobb statisztikájú mérésből történő pontosabb meghatározása volt.

3.3. Izovektor spin-dipólus óriásrezonancia

Az izovektor térben létrehozott oszcillációhoz hasonló a spin térben is lehetséges. A felfelé álló spinű protonok a lefelé álló spinű neutronokkal, a felfelé álló spinű neutronok pedig a lefelé álló spinű protonokkal szemben rezegnek. A megfelelő kvantumszámok: $S=1$, $T=1$. Ezek az izovektor spin-flip óriásrezonanciák. Ezek a kollektív spin gerjesztési módusok fontos információt nyújtanak a mag spin- spin-izospin függő effektív kölcsönhatásaira vonatkozóan. A $\Delta L=1$ impulzusmomentum transzfernek megfelelő spin-flip dipólus óriásrezonancia (IVSGDR) $1\hbar\omega$ energiájú gerjesztésnek felel meg, amelyet ~ 200 MeV-es bombázó energiánál több magban is megfigyeltek, pl. a $^{90}\text{Zr}(p,n)$ reakcióban $E_x \sim 25$ MeV gerjesztési energiánál, $\Theta=4.5^\circ$ szórási szögénél észlelték [Gar81]. A rezonancia szélessége ~ 10 MeV. Az IVSGDR a $J^\pi = 0^-, 1^-, 2^-$ spinű állapotok szuperpozíciójaként értelmezhető. Ezt a feltételezést a mikroszkópikus RPA számolások is alátámasztják [Krm80, Ost81, Kle85].

3.4. Az izovektor spin-dipólus óriásrezonancia gerjesztése ($^3\text{He},t$) reakcióban

A rugalmatlan α -szóráson kívül a neutronbőr-vastagság vizsgálatának egy másik lehetséges módja az izovektor dipólus gerjesztése (p,n), (n,p) vagy ($^3\text{He},t$) töltéscserélő reakcióban. Ezekben a reakciókban azonban nem csak a $\Delta T = 1$, $\Delta S = 0$ rezonancia, hanem a $\Delta T = 1$, $\Delta S = 1$ spin dipólus óriásrezonancia is gerjesztődik. A töltéscserélő reakciókban, 100 - 200 MeV bombázó energiatartományban, kis ($q \approx 0$) impulzusátadások esetén, a kölcsönhatást leíró potenciál izospin V_τ járuléka sokkal kisebb, mint a $V_{\sigma\tau}$ spin-izospin járulék. A töltéscserélő reakcióban gerjesztett $L=1$ teljes erősségére vonatkozó összszabály függ a $(N \langle r^2 \rangle_n - Z \langle r^2 \rangle_p)$ különbségtől. Ez a neutronbőr-vastagság meghatározására egy új kísérleti módszer kidolgozását tette lehetővé [Kr99].

Az izovektor spin dipólus óriásrezonancia (SDR) $L = 1$ multipolaritású és $J^\pi = 0^-, 1^-, 2^-$ komponensekkel rendelkező rezonancia. Az átmenetet leíró operátor $[\sigma\tau r Y_1]$. Ekkor az IVSGDR -re vonatkozó β^- (a céltárgyban a reakció következtében egy neutron protonra cserélődik) és β^+ (a céltárgyban proton cserélődik neutronra) erősségek különbségére a következő összszabály érvényes [Gar81]:

$$S_{SDR}^- - S_{SDR}^+ = \frac{9}{2\pi} (N \langle r^2 \rangle_n - Z \langle r^2 \rangle_p), \quad (18)$$

ahol $\langle r^2 \rangle_n$ a neutronsűrűség-eloszlás rms sugara, $\langle r^2 \rangle_p$ pedig a protonok sűrűségeloszlásának rms sugara.

Hasonló összszabály érvényes akkor is, ha a töltéscserélő reakcióban nincs spinátfordulás.

A (p,n) típusú töltéscserélő reakciók hatáskeresztmetszete az S_{SDR}^- , míg az (n,p) típusúaké az S_{SDR}^+ erősséggel arányos. Nagy neutrontöbbséggel rendelkező magok esetén az S_{SDR}^- erősség várhatóan jóval na-

gyobb, de az S_{SDR}^+ sem elhanyagolható. Az S_{SDR}^+ hatásának becslésére egy egyszerű modell segítségével (amelyben a perturbálatlan részecske-lyuk gerjesztések energiái ϵ_0 energiánál degeneráltak) kapott energia-súlyozott összszabály:

$$S_{SDR}^- + S_{SDR}^+ = \frac{54A}{4\pi} \frac{\hbar^2}{2M} \frac{1}{\epsilon_0}. \quad (19)$$

A (18) és a (19) egyenletekből az S_{SDR}^- erősség, amely arányos a ($^3\text{He}, t$) reakció hatáskeresztmetszetével, a következőképpen számolható:

$$S_{SDR}^- = \frac{9}{2\pi} (N \langle r^2 \rangle_n - Z \langle r^2 \rangle_p) + \frac{54A}{4\pi} \frac{\hbar^2}{2M} \frac{1}{\epsilon_0}, \quad (20)$$

ahol M a nukleon tömege, $\langle r^2 \rangle_n$ és $\langle r^2 \rangle_p$ a neutron és a proton sűrűségeloszlásának rms sugara.

Ezt az összefüggést felhasználva a ($^3\text{He}, t$) reakcióban gerjesztett SDR kísérleti hatáskeresztmetszetek felhasználásával Krasznahorkay és munkatársai [Kr99] Sn izotópsorozatra neutronbőr-vastagságokat határozott meg. A kapott eredmények jól egyeztek a korábbi, IVGDR módszerrel meghatározott, valamint a (p,p) szórásból kapott értékekkel.

Az SDR módszer pontosítása érdekében Groningenben újabb kísérletet végeztünk. A szórási szög pontosabb meghatározásával, jobb statisztikával mért kísérleti adatokkal az Sn izotópokra a neutronbőr-vastagságot lényegesen kisebb hibával tudtuk meghatározni.

3.5. Kísérleti berendezések és módszerek

A neutronbőr-vastagságok meghatározására Groningenben, a KVI-ben végeztünk kísérleteket. Ezek során a ^{208}Pb esetén az IVGDR gerjesztési hatáskeresztmetszetét $(\alpha, \alpha'\gamma_0)$ -reakcióban mértük (GDR módszer). Az Sn izotópok esetén $(^3\text{He}, t)$ töltéscserélő reakcióban az ISVGDR erősségét határoztuk meg (SDR módszer). A kísérleteinkhez szükséges nyalábot a KVI szupravezető ciklotronja szolgáltatta.

$(\alpha, \alpha'\gamma_0)$ -kísérlet

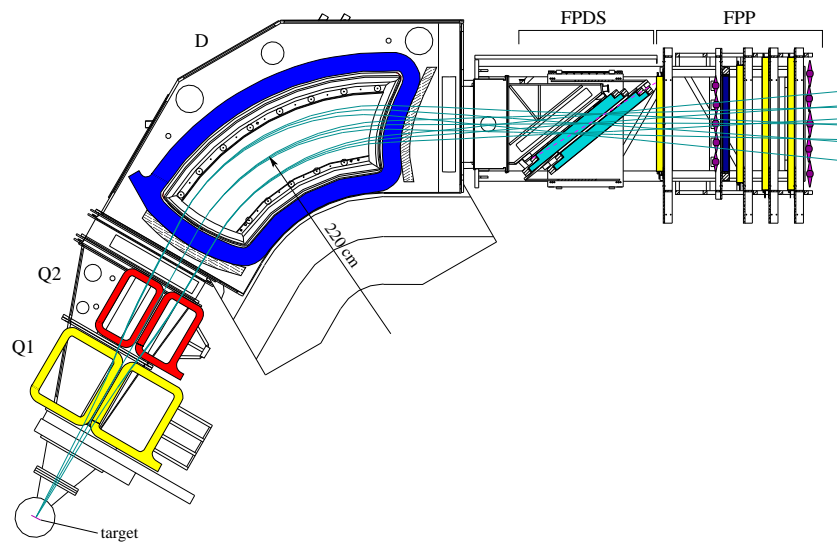
Az $E_\alpha = 196$ MeV-es bombázó α -nyaláb 99.0%-ban dúsított 20 mg/cm² vastagságú öntartó ^{208}Pb targeten szóródott.

A rugalmatlanul szóródott α -részecskék energiáját és szórási szögét a Big Bite mágneses spektrográffal (BBS) és az EuroSuperNova együttműködésben készült fókuszsíkdetektor-rendszerrel határoztuk meg. A BBS szöge 2.8° volt.

Az alapállapotú átmenet γ_0 energiáját a nyaláb irányához képest 125°-ban elhelyezett nagy, 10"x14" NaI(Tl) detektorral, valamint a nyaláb tengelyéhez képest 125°-ban elhelyezett clover típusú Ge detektorral mértük.

$(^3\text{He}, t)$ -kísérlet

A ^3He -nyaláb energiája 177 MeV, átlagos intenzitása ~ 4 nA, energiafeloldása ≈ 300 keV volt. A mérésekben 5-13 mg/cm² vastagságú 68.3-99.6 % dúsítású ^{112}Sn , ^{114}Sn , ^{116}Sn , ^{118}Sn , ^{120}Sn , ^{122}Sn és ^{124}Sn targeteket használtunk. A reakcióban keletkezett tritonok szórási szögét



2. ábra. A BBS-mágneses spektrográf vázlatos felülnézeti képe az ESN fókuszsíkdetektorral (KVI Groningen).

és energiáját a Big Bite spektrográffal és az EuroSuperNova fókuszsíkdetektorrendszerével határoztuk meg.

Big Bite Spektrográf

A BBS [Ber95] egy kvadrupól-kvadrupól-dipóle típusú széles impulzustartományt lefedő mágneses spektrográf, amelynek K értéke 430 MeV, maximális térszöge 13 msr. A BBS az EuroSuperNova (ESN) fókuszsíkdetektorral a 2. ábrán látható.

A kísérletünk során használt beállítás főbb paramétereit a 1. táblázatban foglaltam össze.

A BBS esetében nincs multipólmágnes az aberráció korrigálására, ezt szoftveresen kell elvégezni. A kvadrupól mágnesek térerejének változtatásával a spektrométer fókuszálása optimizálható.

| | |
|-----------------------------|--------------------|
| Max. térszög | 9.2 msr |
| Max. hor. nyílásszög | 66 mrad |
| Max. függ. nyílásszög | 140 mrad |
| Impulzusátfogás | 19 % |
| D | 2.54 cm/% |
| M_H , vízszintes nagyítás | -0.45 |
| M_V , függőleges nagyítás | -10.1 |
| $\Delta E/E$ | 4×10^{-4} |

1. táblázat. A BBS mágneses spektrográf főbb paramétereit a kísérleteinkben használt beállításnál.

EuroSuperNova fókuszsíkdetektor

A BBS spektrográf fókuszsíkdetektor-rendszere az EuroSuperNova együttműködésben készült. Az ESN detektor [Wö01] a (2) ábrán látható.

A detektor lehetővé teszi közepes energiájú rugalmatlan protonszórásban a polarizáció meghatározását, valamint töltéscserés reakciók, mint a (d,²He), és (³He,t), vizsgálatát egészen kicsi (0° körüli) szögterományban.

Két részből áll: a) FPDS (Focal Plane Detector System), amely a fókuszsíkdetektor-rendszere. b) FPP (Focal Plane Polarimeter), egy proton polariméter.

Kísérleteinkben csak az ESN FPDS rendszerét használtuk. Az FPDS két jó felbontású vertikális driftkamrából áll (VDC1,VDC2), amelyek a nyaláb irányához képest 39°-ban vannak elhelyezve a BBS fókuszsíkjában. A VDC kamrák egy X és egy U t tartalmazznak. Az U szálsík a függőleges irányhoz képest $\approx 33^\circ$ -ban meg van döntve. A driftkamrák aktív területe 1030x367 mm². Mindkét szálsíkban 20 μ m-

es jelszálak és 50 μm -es vastagabb, ún. térformáló szálak váltogatják egymást. A közöttük levő távolság 4.2 mm, a katód fólia és a szálsíkok között pedig 15 mm. A két VDC összesen 960 db aktív szálal tartalmaz. A detektor 50% Ar és 50% isobután gázkeverékekkel működik. A detektorba becsapódó töltött részecske a gázt ionizálja. A katódra kapcsolt negatív nagyfeszültség és az anódszálak pozitív nagyfeszültsége által kialakított térerő hatására az anódszálak irányában mozgó elektronok elegendő energiát nyernek további gázatomok ionizálására. Lavinát létrehozva, a töltéseloszlás változása elektromos jelet kelt a szálakon. A mozgó elektron és ionfelhő néhány szomszédos szálon kelt jelet. Egy közös referenciához képest mérve a megérkezés idejét, az így kapott vándorlási idő eloszlásából a részecske pályájának az adott szálsíkkal való metszéspontja kiszámítható. Az átlagos klaszterméret, amely a részecske pályájának mentén megszólaló szálak száma, az X síkban 9, az U síkban pedig 7.5. Az FPDS lehetővé teszi a detektorrendszeren áthaladó töltött részecskék vízszintes és függőleges irányú becsapódási helyének és szögének a meghatározását.

3.6. γ -detektorok

A neutronbőr-vastagság mérése előzőekben ismertetett GDR módszerének kísérleti megvalósítása α - γ koincidencia mérésen alapul. A rugalmatlanul szóródott α -részecskéket a BBS spektrográffal azonosítottuk, energiájukat az ESN fókuszsiszák detektor FPDS detektorrendszerével határoztuk meg. A kibocsátott γ -sugarakat NaI(Tl) és Clover típusú Ge detektorokkal mértük.

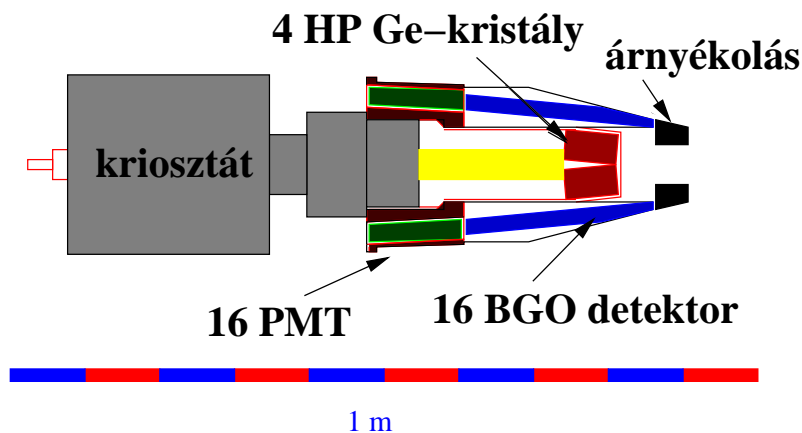
NaI(Tl) γ -spektrométer

A NaI(Tl) γ -spektrométer egy 25.5 cm átmérőjű és 33.5 cm hosszú

NaI(Tl) egykristályból, valamint a kristályt körülvevő pasztik szcintillációs antikoincidenca- és ólomárnyékolásból áll. A lassú neutronok okozta háttér csökkentése érdekében közvetlenül a NaI(Tl) egykristály elé egy 12 cm vastag ${}^6\text{LiH}$ abszorbert helyeztek. A kristályhoz 7 db fotoelektronsokszorozó csatlakozik. Az NE102 típusú pasztikból készült antikoincidenca árnyékoló két részből áll, egy 50 cm hosszú, a NaI(Tl) kristályt körülvevő hengerpalástból, valamint egy 10 cm vastag korongból, amit a kristály bemenő ablaka elé helyeztek el. A hengeres rész 6 db optikailag elszigetelt szcintillátorból áll, ezek mindegyikéhez 2-2 gyors fotoelektronsokszorozó társul. Az elülső, korong alakú szcintillátorhoz szintén két fotoelektronsokszorozó csatlakozik. A pasztik szcintillátor azoknak az eseményeknek a letiltására szolgál, amelyekben a sugárzások Compton-szóródtak, és a csökkentett energiájú sugárzások kiszöktek a detektorból, valamint igen hasznos a kozmikus sugárzások kiszűrésére is [Kr00]. Az energiafeloldás optimalizálása érdekében a NaI(Tl) kristály fotoelektron sokszorozóinak erősítését ${}^{137}\text{Cs}$ forrás segítségével gondosan összehangoltuk. A NaI(Tl) energiafeloldása a ${}^{60}\text{Co}$ forrás 1333 keV-es energiájára $\leq 7\%$ volt. Antikompton üzemmódban a ${}^{12}\text{C}({}^3\text{He}, {}^3\text{He}')$ reakcióban gerjesztett ${}^{12}\text{C}$ 4.4 MeV-es gerjesztési energiájának bomlásából származó 4.4 MeV-es γ -vonalára 4% volt a feloldásunk. A vizsgált energiatarományban a spektrométer detektálási határfokát az energia függvényében Monte Carlo szimulációkkal határoztuk meg, a detektor pontos geometriáját figyelembe vevő EGS (Electron Gamma Shower) program [Fo79] segítségével.

Ge Clover + BGO spektrométer

A γ -detektálási határfok növelése érdekében egy clover típusú Ge γ összetett detektorrendszert is használtunk. A Clover detektor négy darab n-típusú HPGe detektorból áll, amelyek a négylevelű lóhere le-



3. ábra. A Clover + BGO spektrométer sematikus elrendezési rajza

veleihez hasonlóan vannak kiképezve és elhelyezve egy közös tengely körül. A négy detektor egy közös kriosztátban van elhelyezve. A teljes aktív térfogatuk: 470 cm^3 . A Clover detektor 16 db BGO kristályból álló árnyékolóval volt körülveve. Mindegyik BGO kristályhoz egy fotoelektronsokszorozó tartozik. A spektrométer sematikus elrendezését a 3. ábrán tüntettem fel.

A spektrométert ún. „add-back” módban használtuk, azaz a négy szegmensből kapott energiajelet összegeztük. Kísérletünkben a hatásfok növelése érdekében a BGO árnyékolót a Clover detektorral koincidencia módban használtuk. Így a γ -sugárzások Compton- szóródásból származó energiavesztését is figyelembe tudtuk venni.

A Clover detektor hatásfokát az energia függvényében a [E103]-ban leírtak szerint kis energiákon $^{56,60}\text{Co}$, ^{66}Ga , ^{152}Eu , ^{133}Ba standard források röntgen- és γ - sugárzásaival, nagy energiákon pedig ^{11}Be , ^{23}Na és ^{27}Al atommagokon történő (p,γ) rezonanciareakciók nagyenergiás γ -vonalainak mérésével határoztuk meg. A teljes spektrométer hatásfokát úgy kaptuk meg, hogy meghatároztuk azt a szorzófaktor-görbét

az energia függvényében, amellyel a BGO árnyékolás hatásfoknövelését vettük figyelembe. A röntgen detektor és a Clover+BGO spektrométer hatásfokgörbéinek összenormálásához a ^{133}Ba standard forrás 80 keV-es gamma sugárzását használtuk.

4. A kísérleti adatok feldolgozása

Az előzőekben ismertetett detektorrendszer minden egyes detektorának nagy terhelést (≈ 100 kHz/szál) kell kibírni. Ez speciális elektronikát és egy nagy teljesítményű adatkezelő rendszert igényel.

Az EuroSuperNova együttműködésben kifejlesztett adatgyűjtő rendszer egy DSP (Digitális Signal Processor)-ra épülő rendszer. Azokat az eseményeket olvassa ki, amelyek eleget tesznek a szcintillátorok által meghatározott trigger feltételeknek. Ezt a DSP programozásának megfelelő kiértékelés követi, és tárolásra, valamint online analízisre csak a DSP által elfogadott események továbbítódnak. Az adatgyűjtő rendszer részletes leírása a [Krü99, Hag99] cikkekben található. A detektorrendszer különböző módjai közötti váltás a DSP-k átprogramozását jelenti. Az FPP adatgyűjtőrendszere különböző típusú fizikai kísérletekre alkalmas, más detektorrendszerek könnyedén beilleszthetők, így használható koincidenciamérésekre is.

Az adatgyűjtőrendszer hardver és szoftver összetevői lehetővé teszik a DSP által feldolgozott események kiolvasását, biztosítják az adatok tárolását, az online valamint az offline analízis során az adatok megjelenítését. Ezenkívül a kísérlet alatt a detektorrendszer lényeges paramétereinek monitorozására és ellenőrzésére is szükség van. A teljes program modulokból áll, amelynek fő része az FPPDAQ. Az első FPPDAQ művelet kiolvassa a DSP által jóváhagyott eseményeket, Ethernet kapcsolaton keresztül továbbítja a következő folyamatnak, amely az

eseményeket DLT szalagra, vagy diszkre írja, és közben az eseményeknek egy bizonyos százalékát a harmadik FPPDAQ folyamatnak továbbítja, amely az online analízist és a megjelenítést végzi. Az on/offline analízis lépései azonosak. A program felhasználja a CERN könyvtár HBOOK és PAW programcsomagjait és C programnyelven készült. A kísérlet alatt az események az analizáló programban definiált hisztogramokban gyűlnek. Ezeket a PAW segítségével meg lehet jeleníteni. Az offline analízis során lehetőség van az események paramétereinek speciális szerkezetű állományba (ún. ntuple) írására. Ez a szerkezet a PAW számára lehetővé teszi az események paramétereikhez való egyszerű hozzáférést. Így a feldolgozást a PAW programmal végezhetjük. Az elektronika, valamint az adatgyűjtő program részletes leírása V. M. Hannen PhD munkájában található [Han01] meg. Mind a detektor elektronika, mind az adatgyűjtőrendszer kifejlesztése sok ember több éves munkája.

Mivel az online és az offline kiértékelés ugyanazzal a programmal történik, ezt az egyik itthoni PC-re is telepítettük. A kísérletünknek megfelelően ($\alpha' - \gamma$ koincidenciamérés) módosított analizáló program a fókusz síkba érkező részecske koordinátáit, szögét eseményenként számolja. A mért VDC paramétereiből (drift idők) kiszámolja a fókusz síkba érkező részecske x_1, y_1, x_2, y_2 koordinátáit, ezekből meghatározza a θ_d vízszintes irányú becsapódási szöget, a ϕ_d függőleges irányú becsapódási szöget, valamint a kinematikai korrekció figyelembe vételével a fókusz síkbeli x'_f pozíciót. A target valamelyik pontjában rugalmatlanul szóródott részecske koordinátáit a mágnes a fókusz síkba képezi le. Ahhoz, hogy a fókusz síkban mért koordinátákból megkapjuk a számunkra fontos, a reakcióra jellemző paramétereket, ismerni kell a mágnesnek, mint ion-optikai rendszernek, az átviteli mátrixát. A fókusz síkbeli x'_f, y_d, θ_d és ϕ_d detektorkoordinátákból a következő mó-

don kapjuk meg az ún. targetkoordinátákat, a δ , θ_t , ϕ_t paramétereket [Han01]:

$$\alpha = \sum_{i,j,k}^{i+j+k \leq 3} C_{x^i y^j \theta^k} x_f^i y_d^j \theta_d^k . \quad (21)$$

Az α itt a δ , a θ_t vagy a ϕ_t értékeket jelenti. A $C_{x^i y^j \theta^k}$ együtthatók adott mágneses tér és bombázó részecske esetén a mágnes átviteli mátrixát jelentik. Ezeket az együtthatókat kísérletenként egy speciálisan kialakított soklyukú blende segítségével határozzák meg. A mérés és a számolások részletes leírása R. Zegers és V.M. Hannen [Ze99, Han01] PhD dolgozatában található meg.

A δ a következőképpen van definiálva:

$$\delta = \frac{(B\rho - B\rho_0)}{B\rho_0} , \quad (22)$$

ahol B a mágneses térerősség, ρ_0 a spektrográf közepén áthaladó részecske pályájának görbületi sugara. $B\rho$ és a részecske $p = mv$ impulzusa között lineáris kapcsolat van. $B\rho = mv/q$, ahol q a részecske töltése, m pedig a relativisztikus tömege. A δ ismeretében az Enge által meghatározott képletet felhasználva $B\rho$ -ra a következő kifejezést kapjuk: [En79]

$$B\rho = \frac{3.3356}{q} \sqrt{(2m_0 c^2 E + E^2)} \text{ kG} \cdot \text{cm} . \quad (23)$$

A (22) és a (23) kifejezések segítségével a részecske p impulzusa és E energiája kiszámítható.

A rugalmatlanul szóródott α -részecskéhez tartozó E-t, θ_t -t, ϕ_t -t, valamint a NaI(Tl) és a Ge Clover detektor paramétereit a megfelelő előzetes szelekció után a PAW számára olvasható, könnyen kezelhető állományokba írva analizáltuk tovább.

Az ún. végállapotú spektrumokat úgy kaptam meg, hogy a spektrográf $\Delta\Omega$ térszögének figyelembevételével eseményenként összeadtam

a rugalmatlanul szóródott α -részecske energiáját és a vele koinciden-
ciában detektált γ -sugárzás energiáját. A véletlen koinciden-
ciákat az időkülönbség spektrum által meghatározott feltételeknek
megfelelően vontam le.

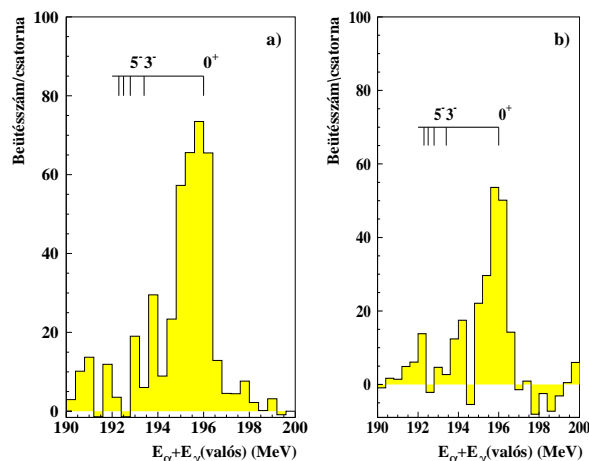
A végállapotú spektrumot szétválasztotam azokra az eseményekre,
amelyek esetén az α -részecskével koinciden-
ciában kibocsátott γ a NaI(Tl), illetve a Clover detektorban detektálódott (4). A végállapotú
spektrumok csúcs alatti területeit numerikus integrálással számítottam
ki.

Az abszolút hatásfok meghatározásához ismernünk kell a targetre
érkező részecskék számát. Ezt a céltárgyból származó röntgensugarak
hozamának mérésével határoztuk meg. A keletkezett röntgensugarak
hozamát a nyaláb irányához képest 55° -ban elhelyezett $20 \text{ cm}^2 \times 10$
mm-es Ge detektorral mértük. A röntgenkeltés hatáskeresztmetszete-
nek pontossága $\leq 10\%$ [Dost70, Dec77, Bal86].

5. Kísérleti eredmények

5.1. A GDR módszerrel kapott eredmények

Az előző fejezetben említett módon meghatározott végállapoti spektrumok a 4. ábrán láthatók. A végállapoti spektrumok létrehozásához



4. ábra. Az ^{208}Pb végállapoti spektruma a rugalmatlan α -szórást követő γ -bomlás után. a) NaI(Tl) detektálta a γ bomlást, b) a Clover által mért γ -eseményekkel számolva.

felhasznált gerjesztési energiatartomány $11 \text{ MeV} < E_x < 18 \text{ MeV}$ volt. Az ^{208}Pb alapállapotának és néhány gerjesztett állapotának helyét függőleges vonalak, az állapotok J^π értékeit pedig a csúcsok feletti számok jelölik.

A kísérleti adatokból meghatározott α - γ_0 koincidencia hatáskeresztmetszete NaI(Tl) detektor esetén: $342 \pm 18 \mu\text{b}/\text{sr}$, a Clover detektorral mért γ -fotonokkal koincidenciában pedig $330 \pm 18 \mu\text{b}/\text{sr}$. A kettő súlyozott átlaga egy 10%-os szisztematikus hibát is figyelembevéve:

$336 \pm 34 \mu\text{b}/\text{sr}$. A hatáskeresztmetszet kiszámításakor a hibaszámításnál a statisztikus hibán kívül a röntgen és γ -detektorok hatásfokmeghatározásának a pontatlanságát, valamint a röntgenkeltés hatáskeresztmetszetének szisztematikus hibáját vettem figyelembe.

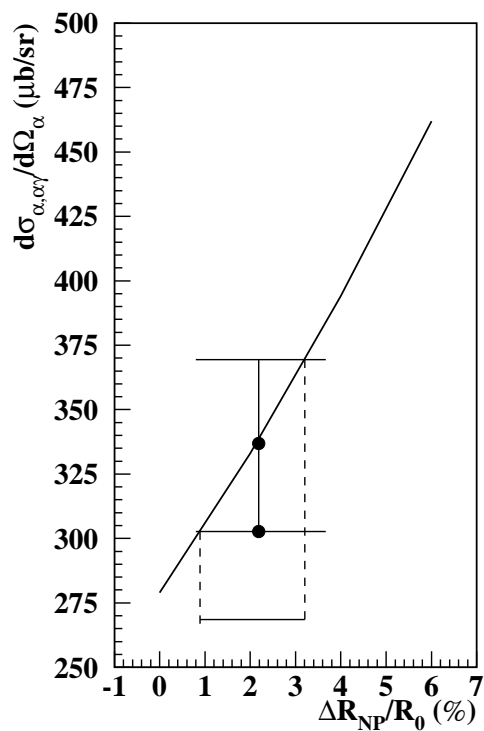
Annak érdekében hogy a kísérleti (α, α') hatáskeresztmetszetből a mag szerkezetére, a neutronbőr vastagságára tudjunk következtetni, szükség van az elméleti hatáskeresztmetszet számolásra. Az IVGDR rugalmatlan α -szórásban történő gerjesztési hatáskeresztmetszetének számítása a [Kr91, Kr94]-ben leírtak alapján történt. A hatáskeresztmetszet számításához szükséges optikai potenciált a protonok és a neutronok sűrűségeloszlásaiból Satchler [Sa87] módszere alapján származtattuk. A DWBA-hatáskeresztmetszeteket az ECIS [Ra91] kóddal számoltuk, Goldberg [Go73] ^{208}Pb -re meghatározott optikai-modell paramétereit használva. A számítások meghatározó mennyiségeinek, a csatolási potenciálok származtatásához az előzőekben ismertetett Satchler [Sa87] közelítést alkalmaztuk. A sűrűségoszillációk megadása a Goldhaber-Teller (GT) és a Steinwedel-Jensen (SJ) makroszkópikus modelleknek megfelelően történt. A Coulomb-gerjesztést mindkét számolásban a szokásos [Sa87] Coulomb átmeneti potenciál hozzáadásával vettük figyelembe. A $\sigma_{\alpha\alpha'}^{100\%}(E)$ hatáskeresztmetszet számítása során feltételeztük, hogy a TRK ESWR összecsabálynak megfelelő teljes erősség egy adott E energiánál koncentrálódik. A Coulomb-gerjesztés erős energiafüggését következőképpen vettük figyelembe:

$$\sigma_{\alpha\alpha'}(E) = \sigma_{\alpha\alpha'}^{100\%}(E) \frac{A}{0.06NZ} \sigma_{\gamma}(E), \quad (24)$$

ahol $\sigma_{\gamma}(E)$ fotonukleáris erősségeloszlás barn-ban van megadva [Di88].

A $\sigma_{\alpha, \alpha' \gamma_0}(E)$ koincidenca hatáskeresztmetszetet a [Kr94]-ben leírtak alapján határoztuk meg. A kísérleti és az elméleti számolásokkal kapott hatáskeresztmetszetek a relatív neutronbőr-vastagság $\Delta R_{NP}/R_0$

függvényében a 5. ábrán láthatók. A kísérleti és az elméleti számolásokkal kapott hatáskeresztmetszetek összehasonlítása alapján meghatározott relatív neutronbőr-vastagság $\Delta R_{NP}/R_0 = (2.2 \pm 1.2)\%$. R_0 a magsugár, amelynek értékét Angeli [An99] szisztematikájából vettük, így a neutronbőr vastagságára kapott értékünk, $\Delta R_{NP} = (0.12 \pm 0.07)$ fm, amely hibahatáron belül jól egyezik a Krasznahorkay és munkatársai [Kr91, Kr94] által kapott (0.19 ± 0.09) fm, valamint a (p,p)



5. ábra. A relatív neutronbőr-vastagság függvényében számított $\alpha - \gamma$ hatáskeresztmetszet összehasonlítása a kísérleti hatáskeresztmetszet-értékünkkel.

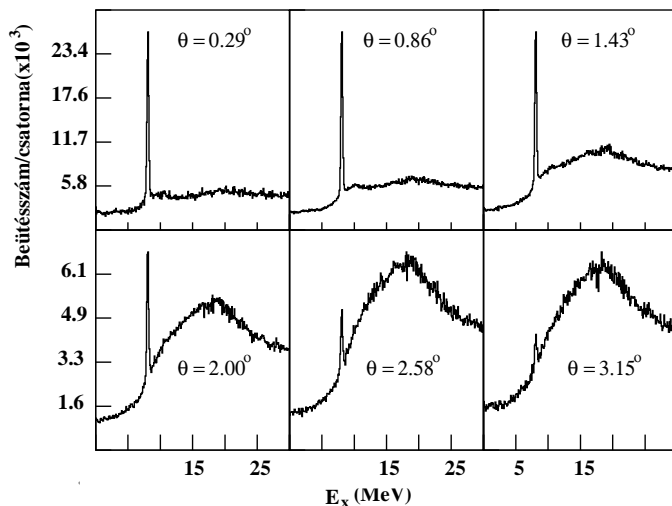
szórásból meghatározott (0.14 ± 0.04) fm értékkel. Bár a módszer modell-függő, de a modell-függése teljesen különböző a (p,p) módszer modell-függésétől. A kísérleti eredmények közötti jó egyezés arra utal, hogy ez a modell-függés nem lehet nagyon erős.

5.2. Az SDR módszerrel kapott kísérleti eredmények

A ($^3\text{He,t}$)-kísérlet adatai feldolgozásának főbb lépései azonosak voltak a (4) fejezetben ismertetett lépésekkel.

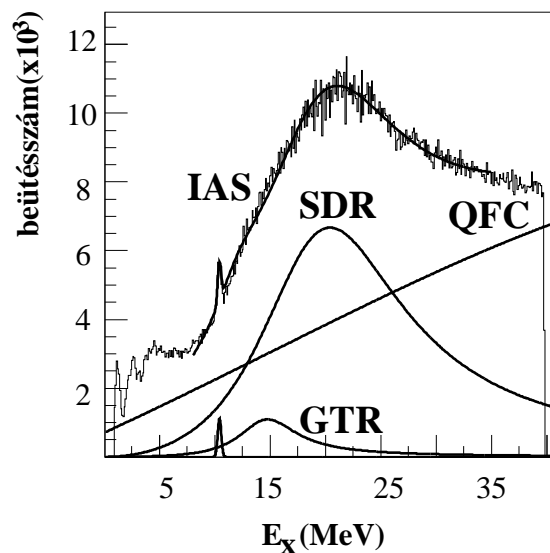
A különböző multipolaritású óriásrezonanciák szögeloszlása eltérő. Így a szórási szög függvényében vizsgálva a reakcióból származó tritonok spektrumát, a ($^3\text{He,t}$) töltéscserélő reakcióban keletkező különböző multipolaritású rezonanciák megkülönböztethetők. A triton spektrumokat a szórási szög függvényében ábrázolva az izobár analóg állapot (IAS), a Gamow-Teller rezonancia (GTR) és a spin dipólus rezonancia (SDR) szétválaszthatóvá vált. A 6. ábrán az ^{124}Sn triton spektrumát a gerjesztési energia függvényében különböző szögeknél ábrázoltam. A többi Sn izotópra is hasonló ábrákat kaptam.

A rezonanciák és a kváziszabad kontinuumból eredő járulékok szétválasztására a mért spektrumokat analitikus függvények kombinációjával illesztettük. A rezonanciák esetén a gerjesztési energiaspektrumot Lorentz alakkal írtuk le, melynek szabad paraméterei: a csúcsok energiái, szélességei és amplitúdói voltak. A kváziszabad kontinuum (QFC) háttérét a Jänecke és munkatársai [Ja93] által megadott formulát használva vettük figyelembe. A különböző szórási szögeknél mért spektrumokat az SDR, GTR és IAS rezonanciák energiáit, szélességeit azonos értéken tartva közösen illesztettük, csak az amplitúdók voltak szabad paraméterek. A 7. ábrán az ^{118}Sn esetén a $\Theta_t = 3.15^\circ$ szórási szögnél mért spektrum illesztése látható.



6. ábra. A $^{124}\text{Sn}(^3\text{He},t)$ reakcióban különböző szórési szögeknél mért gerjesztési energiaspektrum.

A különböző Sn izotópokra a $(^3\text{He},t)$ reakcióban gerjesztődő óriásrezonanciák differenciális hatáskeresztmetszetét $E_{^3\text{He}} = 177$ MeV bombázó energiánál DWBA számolásokkal is meghatároztuk a Zegers [Ze99, Ze00] által ismertetett módon. A számolásokhoz a DW81 [Ra67, Sch71] kódot használtuk. A szükséges hullámfüggvényeket a normál-mód formalizmus [Hof95] alapján a NORMOD [Werf] program számolta. A ^{116}Sn -ra számolt differenciális hatáskeresztmetszetek a különböző multipolaritású átmenetekre a 8. ábrán láthatók. Az IAS és a GTR hatáskeresztmetszete 0° körül a legnagyobb, 3° környékén az IAS hatáskeresztmetszetében nagyobb (nincs spin-átfordulás), a GTR (van spin-átfordulás) rezonancia hatáskeresztmetszetében kisebb minimum van. Az SDR esetén 0° körül helyi minimum van, a maximum pedig $2^\circ - 3^\circ$ között található. Az SDR három összetevője ($J^\pi = 0^-, 1^-, 2^-$)



7. ábra. $\Theta_t = 3.15^\circ$ -ben mért gerjesztési energiaspektrum ^{118}Sn esetén. Az illesztés eredményét a kísérleti pontokon folytonos vonalak jelölik az SDR, GTR, IAS és a háttér (QFC) feltüntetésével.

közül a 2^- járuléka a legnagyobb.

A 9. a) és b) ábrán a kísérleti és a DWBA számolással kapott differenciális hatáskeresztmetszeteket hasonlítottuk össze.

Minden egyes izotópra a számolt és a kísérleti hatáskeresztmetszetre a 9. ábrán bemutatott ^{118}Sn -hez hasonló jó egyezést találtunk. A triton spektrumokat kiértékeljük a gerjesztési energia, valamint a szögeloszlás szerint. A hatáskeresztmetszetet az IAS hatáskeresztmetszetéhez viszonyítva számoltuk. Az IAS esetén a β^- és β^+ erősségekre

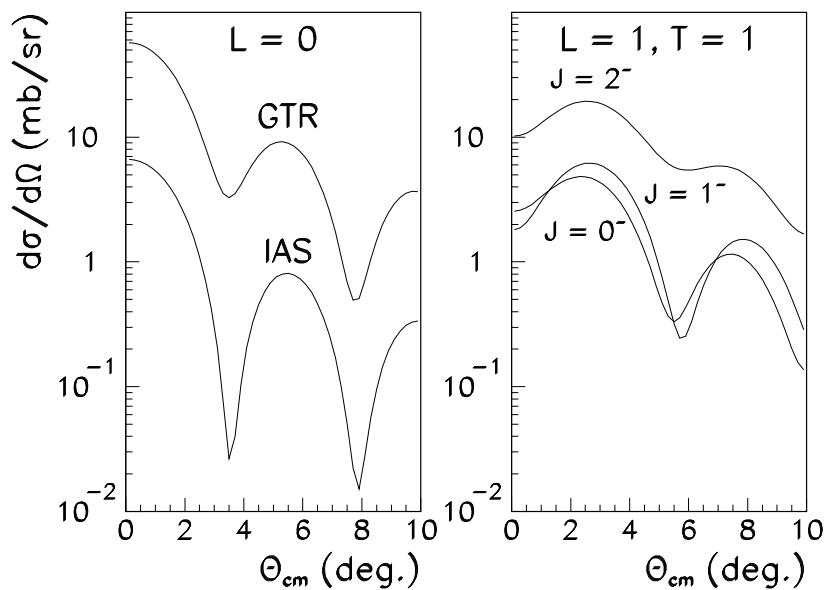
a következő összecsabály érvényes [Ike63]:

$$S_{IAS}^- - S_{IAS}^+ = N - Z. \quad (25)$$

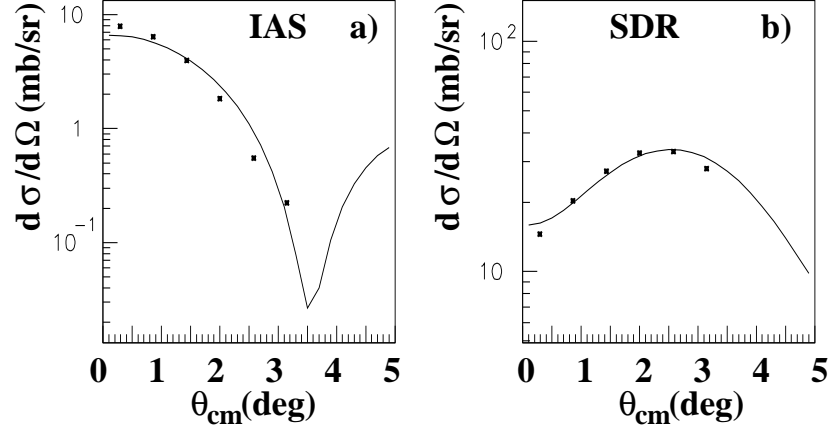
Neutrontöbblettel rendelkező magok esetén a Pauli-tiltás miatt $S_{IAS}^+ = 0$, így az IAS hatáskeresztmetszete (N-Z)-vel arányos. Felhasználva ezt az arányosságot Sn izotópsorozatra, az SDR relatív hatáskeresztmetszetét a következő módon határoztuk meg:

$$\sigma_{exp} = (N - Z) \cdot I_{SDR}/I_{IAS}, \quad (26)$$

ahol I_{SDR} és I_{IAS} az SDR és az IAS relatív intenzitásai. A (p,n) típusú reakcióban az L=1 átmenetre mért kísérleti hatáskeresztmet-



8. ábra. A DWBA számolásokkal kapott differenciális hatáskeresztmetszetek monopól (L=0) és dipól (L=1) átmenetek esetén ^{116}Sn izotópra



9. ábra. A kísérleti (pontok) és a DWBA számolással kapott differenciális hatáskeresztmetszetek (folytonos vonal) a) az IAS, b) SDR esetén

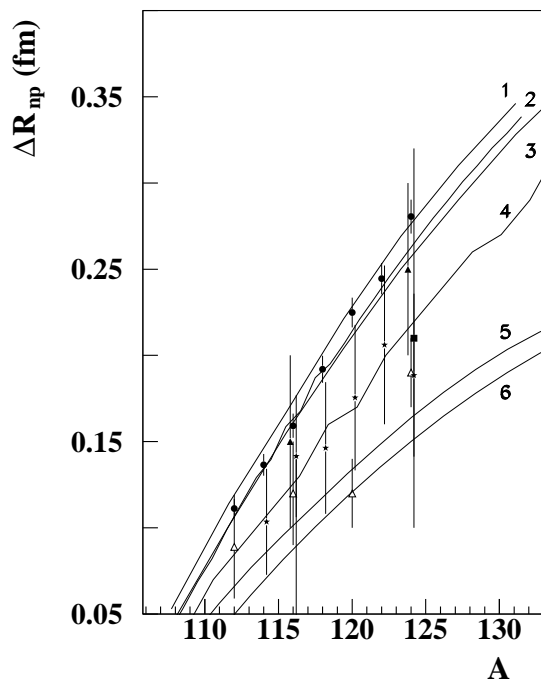
szetből csak az S^- erősség határozható meg, az S^+ erősség meghatározására elméleti számolás szükséges. Urin és Rodin [Ro00] az S^+/S^- arányra RPA számolások alapján egy egyszerű kifejezést javasoltak:

$$S^+/S^- = 0.388 - 0.012(N - Z). \quad (27)$$

Ha

$$\frac{(\langle r^2 \rangle_n^{1/2} - \langle r^2 \rangle_p^{1/2})}{\langle r^2 \rangle_n^{1/2}} \ll 1, \quad (28)$$

akkor a (7) formulával definiált ΔR_{NP} neutronbőr-vastagság figyelembevéve az Urin által megadott kifejezést, a következőképpen írható le:



10. ábra. Neutronbőr-vastagságok az Sn izotópokra a tömegszám függvényében. A legújabb kísérleti eredményünket hibával együtt pontokkal ábrázoltam. A csillagok, hibákkal együtt a korábbi, 450 MeV bombázó energiánál mért, SDR módszerrel kapott értékeket [Kr99] jelölik. A sötét háromszögek a (p,p) [Ba89], a sötét négyzetek a korábbi GDR módszerrel kapott eredményeket [Kr91, Kr94], a háromszögek az antiprotonos módszerrel kapott eredményeket [Trz01]. A görbék a különböző elméleti számolásokat tükrözik. (1) RHB/NL3, (3) RHB/NLSH (5) HFB/SLy4 és (6) HFB/SkP Mizutori és munkatársai relativisztikus és nem relativisztikus közelítéssel végzett számolásai [Miz00], a (2) Lalazissis [La98] a (4) pedig Angeli[An80] számolása

$$\Delta R = \frac{[0.688 + 0.012(N - Z)]\alpha\sigma_{exp} - (N - Z) \langle r^2 \rangle_p}{2N \langle r^2 \rangle_p^{1/2}} \quad (29)$$

Az $\langle r^2 \rangle_p^{1/2}$ értékeket a [An99]-ből vettük, az α normálási tényezőt pedig úgy határoztuk meg, hogy az ^{118}Sn -ra kapott kísérleti értékünk az elméletileg kapottal [La98] megegyezzen.

A módszer előnye, hogy a neutronbőr-vastagság a mért hatáskeresztmetszetből közvetlenül meghatározható. Az ISVGDR esetében pontosan nem ismert hogy az ISVGDR erősség hány százalékban mérí ki az energiasúlyozott összegszabályt. Ezért a (29) képletben szereplő, az elméleti számításokból vett α normálási tényező segítségével ezzel a módszerrel relatív hatáskeresztmetszet értékeket tudunk meghatározni.

Az eredményeket a 10. ábrán a különböző relativisztikus és nem relativisztikus Hartree-Fock-Bogolyubov és más elméleti számolásokkal, valamint a kísérleti eredményekkel összehasonlítva tüntettem fel.

A kapott mérési adataink jól egyeznek az $E_{3He}=450$ MeV bombázó energiánál mért értékekkel [Kr99, Kr00]. A jobb statisztikával mért kísérleti adatokból a kiértékelés finomításával kapott pontosabb eredmények alátámasztják, hogy a Krasznahorkay [Kr00] által kidolgozott módszer alkalmas a neutronbőr-vastagság meghatározására.

6. Hiperdeformált állapotok

Ismeretes, hogy az atommagok alakja már alapállapotban is eltérhet a gömbszerűtől, stabil deformációval rendelkezhet. Lehet megnyúlt szivar alakú, vagy belapult diszkosz alakú. Gerjesztett állapotban a magok különböző, a gömbszerűtől nagyon eltérő alakot vehetnek fel: lehetnek „palacsinta” alakúak, felvehetnek „banán” alakot. Sok szempontból igen érdekes az oktapól deformált „körte” alak tanulmányozása. Az alakok sokszínűsége mellett a deformáltság mértéke is nagy különbségeket mutat a gömbszerűtől egészen a szuper-, illetve a hiperdeformáltságig, melyek a 2:1, illetve a 3:1 tengelyarányú ellipszoidnak felelnek meg.

Igen nagy spinek esetén megjósolták, hogy éppen a hasadást megelőző szögsebességeknél néhány nukleon rendkívül anizotrop pályán mozogva a mag alakját olyan megnyúlt ellipszoiddá alakíthatja, amelynek a tengelyaránya 2:1, azaz a mag szuperdeformált állapotban stabilizálódik. A zárt héjjal rendelkező gömbszerű magok stabilitását a mágikus proton-, illetve neutronsámoknak tulajdonítjuk, mivel a különböző lezárt héjak között nagy energiarés van. Egy elliptikusan deformált potenciál is okozhat ilyen héjszerű szerkezetet, ha az ellipszoid tengelyeinek aránya egész szám, különösen, ha ez az arány 2:1, amely egy 0.6-es kvadrupól-deformációnak felel meg [Jan91].

Nagy spinek esetén könnyebb magokban is előfordulhat szuperdeformált állapot. A ^{152}Dy nagyspinű szuperdeformált sávjainak megfigyelését követően különböző tömegszám-tartományokban azonosítottak 2:1 tengelyarányú, nagyspinű szuperdeformált sávokat [Kir87].

A nagyspinű szuperdeformált (2:1 tengelyarányú) és hiperdeformált (3:1 tengelyarányú) állapotokat a gyors forgás miatt fellépő centrifugális erő, a felületi energia és a héjefektusok együttesen alakítják ki. A gyors forgás hatását a nagyrendszámú, deformációra erősen hajla-

mos magokban a Coulomb-taszítás helyettesítheti. Ennek hatására alakulnak ki az aktinoida tartományban megfigyelt hasadási izomerek, amelyekről kiderült, hogy 2:1 tengelyarányal rendelkező (azaz szuperdeformált) állapotok.

Az aktinoida tartományban gyengén kötött hiperdeformált állapotok létét már több, mint húsz éve megjósolták [Mö72]. A modellszámítások finomításával az előrejelzés megerősödött, és az is kiderült, hogy ezek az állapotok majdnem annyira erősen kötöttek lehetnek, mint a szuperdeformált hasadási izomerek.

A hiperdeformált állapotok kimutatása érdekében hasadási gát alatti rezonanciákat már korábban is vizsgáltak. A tórium izotópok esetén a hasadási rezonanciák szerkezetének tanulmányozásával sikerült kimutatni a hiperdeformált (HD) állapotok létezését. [Bl75, Bl78, Bl84, Bl88].

6.1. Hasadási rezonanciák

Bohr és Wheeler a maghasadást a cseppmodell (30) energiaképletének segítségével értelmezte. A cseppmodell szerint az A tömegszámú, Z töltésű atommag B kötési energiája az alábbi félempirikus képlet szerint adható meg:

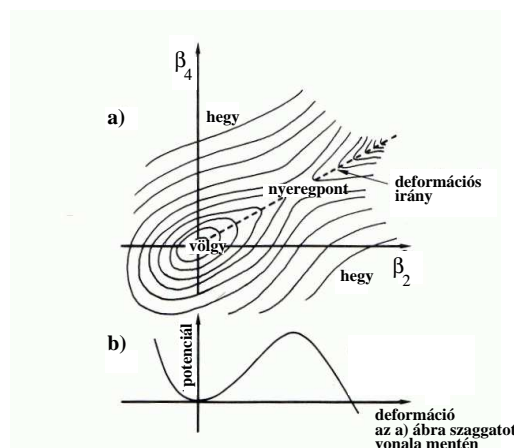
$$B = a_V A - a_S a^{2/3} - a_C Z^2 / A^{1/3} - a_A (A - 2Z)^2 + \delta(Z, A) \quad (30)$$

ahol az első tag a térfogati, a második a felületi energiát tartalmazza. A harmadik tag a protonok taszítását írja le, a töltött gömb energiája, a negyedik a protonok és neutronok száma közötti különbséget figyelembe vevő aszimmetria tag, s végül az utolsó a párkölcsönhatási tag, amely azt veszi tekintetbe, hogy két proton vagy két neutron mindig erősebben kötődik egymáshoz, mint egy proton és egy neutron.

Ha a gömbszerű mag deformálttá válik, akkor a felületi energia növekedni, a Coulomb-energia csökkenni kezd. Egy ideig a deformáció növekedésével a felületi energia jobban nő, mint ahogy a Coulomb-energia csökken. Ez megakadályozza azt, hogy a magalak deformálódjon. Egy adott deformációt elérve az ún. nyeregponthoz jutunk, amitől kezdve a deformációt tovább növelve a felületi és Coulomb-energia összege csökkenni fog, és emiatt a mag közel két egyenlő részre hasad. Az atommag nyeregpontri energiája ezért a hasadás küszöbenergiájának megfelelő energia. A folyadékcseppmodellt használva sokan megvizsgálták, miként változik az atommag kötési energiája, ha a mag deformálódik. A 11. ábrán a folyadékcseppmodell-számolások eredményének szemiatikus képe látható Bjørnholm és Lynn összefoglaló munkájából [Bj80]. Ahhoz, hogy az alacsony deformáltságú állapotból a hasadást megelőző nagyobb deformáltságú állapotba eljussunk, a deformációs paraméter függvényében egy potenciálgátat kell leküzdeni. Klasszikusan a küszöbenergia alatti energiáknál hasadás nem lehetséges. A kvantummechanikában viszont az alagúteffektus segítségével lehetséges a hasadás. Bohr és Wheeler klasszikus hasadási elmélete szerint annak a valószínűségét, hogy egy atommag elhasadjon, a hasadási gát kvantummechanikai áthatolhatósága határozza meg [Bo39]. A hasadási valószínűség a gát E_F magasságától, szélességétől és a hasadásra vezető kollektív magmozgás tehetetlenségi paraméterétől függ. Ha a hasadási gátat egy fordított parabolával jellemezzük, akkor a szélességből és a tehetetlenségi paraméterből képzett ω_F paramétert felhasználva az áthatolóképesség a Hill-Wheeler képlet szerint analitikusan kiszámítható [Hi53]:

$$P_F(E) = \frac{1}{1 + \exp\left[\frac{2\pi(E_F - E)}{\hbar\omega_F}\right]} \quad (31)$$

A hasadási valószínűséget statisztikus megfontolások alapján számíthatjuk ki. Ha a rendszert egyenletes eloszlású, egymástól D távolságra



11. ábra. a) A folyadékcseppmodell alapján számolt potenciális energia felületek vázlatos ábrája a β_2 és a β_4 deformációs paraméter függvényében. b) A potenciális energia a "hasadási útvonal" mentén, amelyet az a) ábrán a szaggatott vonal jelez.

lévő energiaszintek jellemzik, akkor klasszikus közelítésben a hasadási állapot Γ_F parciális szélességére a

$$\Gamma_F = \frac{D}{2\pi} P_F(E) \quad (32)$$

kifejezést kapjuk.

A hasadásnak a folyadékcseppmodellen és a statisztikus modellen alapuló tárgyalása jól leírta a mért hasadási valószínűségek főbb jellegzetességeit, de a pontosabb leírással adós maradt, így a tömegeloszlásban mért aszimmetriát sem tudta megmagyarázni. Az újabb mérések során olyan új, nagyon szembetűnő hasadási jelenségekre figyeltek fel, amelyeket a meglévő leírással nem lehetett értelmezni.

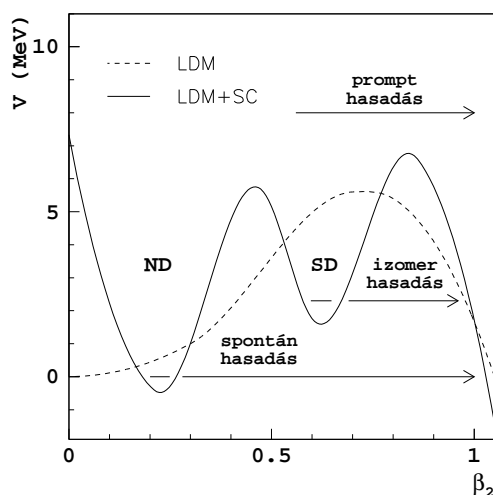
Egy ilyen feltűnő jelenség volt a hasadási izomerek kimutatása. Először Polikanov és munkatársai [Po62] az ^{232}Am hasadásakor fedeztek fel egy 14 msec életidejű izomér állapotot, amely meghatározó módon spontán hasadással bomlott, azaz az állapot Γ félértékszélessége megegyezett a spontán hasadás (32) szerint várható szélességével. Értelmetlen volt, hogy ez a több MeV-es gerjesztési energiájú állapot miért nem elektromágnesesen, γ -bomlással veszti el az energiáját. Számos más ilyen hasadási izomér állapotot is találtak. A hasadási izomerek részletes ismertetése Bjørnholm és Lynn összefoglalójában megtalálható [Bj80].

A gyors neutronok által indukált hasadás hatáskeresztmetszetében mutatkozó rezonanciák értelmezése is nehézségeket okozott. Ezeknek a rezonanciáknak a szélessége 10-100 keV körül van, és ezt a szélességet nem lehetett úgy értelmezni, mint az egymás után nyíló hasadási és rugalmatlan neutronszórési csatornák versengését [Ly66a]. A (d, p) és a gyors neutronok által indukált hasadási reakciókban a bombázó energia változásával a hasadványok szögeloszlása is gyorsan változik, ami szintén nem értelmezhető a statisztikus jellegű leírásban [Ja72].

A lassú neutronok által indukált hasadások hatáskeresztmetszete, amelyeket jó energiafeloldású kísérletekben mértek, különösen érdekes jellegzetességet mutatnak. Ha ezeket szélesebb energiatartományban vizsgáljuk, azt találjuk, hogy a finomszerkezetet mutató hasadási keresztmetszetek csak bizonyos szűk energiasávokban jelentősek, másutt elhanyagolhatóak. A sávok egymástól való távolsága 1-2 nagyságrenddel nagyobb, mint az egyes rezonanciák közötti távolság. A sávok a hasadási csatornában valamiféle közbenső rezonanciás szerkezetet mutatnak [Bj80].

6.2. A kétvölgyes hasadási gát

A folyadékcsepp leírásán és a statisztikus magyszerkezeti leírásán alapuló hasadási modell fogyatékosaira és a fenti kísérleti eredmények magyarázatára egyaránt alkalmas modell megalapozása Strutinsky névéhez fűződik [St67]. Míg korábban a cseppmodellhez szükséges héjkorrekciókat félempirikus módszerrel próbálták bevezetni [My66], addig Strutinsky a héjmodellkorrekciót a változó alakú potenciálban tárgyalt héjmodellből származtatta. Ilyen módon a korrekció a deformált átlagpotenciálban számolt Nilsson-pályáknak és a cseppmodellhez illeszthető, valamilyen átlagolt egyrézecske-pályáknak megfelelő járulékok különbségeként adható meg. A 12. ábrán látható a folyadékcseppmodellel (LDM) és a héjkorrekciós eljárással (LDM+SC) kapott deformációs potenciálgátak összehasonlítása. A hasadási valószínűségben



12. ábra. A folyadékcseppmodell (LDM) és a Strutinsky-féle héjkorrekciós módszer (LDM+SC) deformációs potenciálgátjának összehasonlítása.

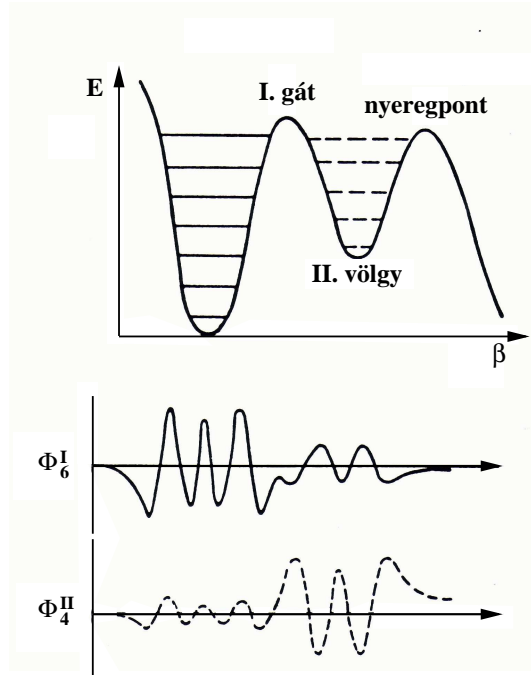
megfigyelt rezonanciákat helyesen csak a hasadási gátban mutatkozó második minimum segítségével lehet megmagyarázni. Ennél nagyobb gerjesztési energiánál a rezonáns viselkedés a kettős gáton való áthatolás miatt jelenik meg. A kétvölgyes hasadási gát bevezetésével a fent tárgyalt megfigyelések értelmezhetőkné látszóttak. A hasadási izomér állapot egy olyan magállapotnak felel meg, amelynek hullámfüggvénye a második völgy alapállapotát, zérus ponti vibrációs állapotát írja le. Természetesen nem beszélhetünk olyan hullámfüggvényről, amely teljesen csak a második völgynek megfelelő deformációs paramétereknél vesz fel nullától különböző értéket, de azt mondhatjuk, hogy a számolható tartózkodási valószínűség túlnyomórészt ide, a második völgybe esik. A hatáskeresztmetszetekben mutatkozó hasadási rezonanciák pedig azzal magyarázhatók, hogy a második völgyben elhelyezkedő vibrációs állapotok, amelyek a hasadási csatornában bomolhatnak, egymástól nagyobb energiákra helyezkednek el. Ebben a keskenyebb völgyben kevesebb az energiaszint, és a csatolások is gyengébbek. Ezzel megmagyarázható, hogy az átmeneti energiájú neutronbombázás által indukált hasadás hatáskeresztmetszetében miért lépnek fel a közbenső rezonancia-szerkezetek.

Mielőtt a kettős völgyű hasadási gáton való áthatolás valószínűségével foglalkoznánk, ismertetjük milyen típusú állapotokra oszthatók a kettős hasadási gát esetére felírható kvantummechanikai állapotfüggvények.

Lynn [Ly69] a hasadó mag teljes Hamilton operátorát három tagra bontja

$$H = H_{\beta} + H_i + H_{i\beta} \quad . \quad (33)$$

H_{β} a hasadásra vezető vibrációt írja le, β a deformációs paraméter, feltételezve, hogy a hasadáskor a potenciális energia csak a szivarszerű



13. ábra. A Strutinsky féle hasadási gát és a βI illetve a βII típusú vibrációs állapotok hullámfüggvényei

deformáció függvénye. H_i egy adott β esetén az egyéb kollektív és belső szabadsági fokokat tartalmazza. $H_{i\beta}$ pedig figyelembe veszi a β vibrációs módus és az egyéb szabadsági fokok közötti csatolást. A (33) Hamilton-operátor sajátfüggvényei a

$$|c\rangle = \sum_{mn} a_{mn} |\beta n\rangle |im\rangle \quad (34)$$

szerint szorzat alakba írhatók. A βn vibrációs állapotok aszerint osztályozhatók, hogy az első vagy a második völgyben nagyobb-e az amplitudójuk. Eszerint beszélünk első völgybeli βI vagy második völgybeli βII állapotól (lásd a 13 b), illetve 13 c) ábrát). A teljes közbenső c állapotot is I. és II. szerint osztályozzuk, annak megfelelően, melyik

völgybeli vibrációs állapot a meghatározó a (34) kifejtésben.

A kettős hasadási gátat két fordított parabola összegével közelítve az áthatolóképesség WKB közelítésben egzaktul kiszámítható. Ahol a második völgyben a vibrációs állapotok vannak, azoknál az energiáknál erős, ún. transzmissziós rezonanciák jelennek meg. Ezeknek az értelmezése Ignatyuk szerint [Ig69] független attól, hogy milyen alakú a kettős hasadási gát, az áthatolóképesség az alábbi módon írható fel:

$$P(E) = \frac{\Gamma_A \Gamma_B}{(E - E_\beta)^2 + \frac{1}{4} \Gamma_{II}^2} \quad , \quad (35)$$

ahol E_β a vibrációs állapot energiája, Γ_A , Γ_B ezeknek az állapotoknak a belső, illetve a külső gáton keresztül való bomlási szélessége. A második völgyben lehetséges γ bomlás $\Gamma_{\gamma II}$ szélessége a Lorentz függvény Γ_{II} szélességét megnöveli:

$$\Gamma_{II} = \Gamma_A + \Gamma_B + \Gamma_{\gamma II} \quad . \quad (36)$$

A Γ_A és a Γ_B a Hill-Wheeler-formula alapján számítható P_A , illetve P_B áthatolóképességekkel fejezhető ki.

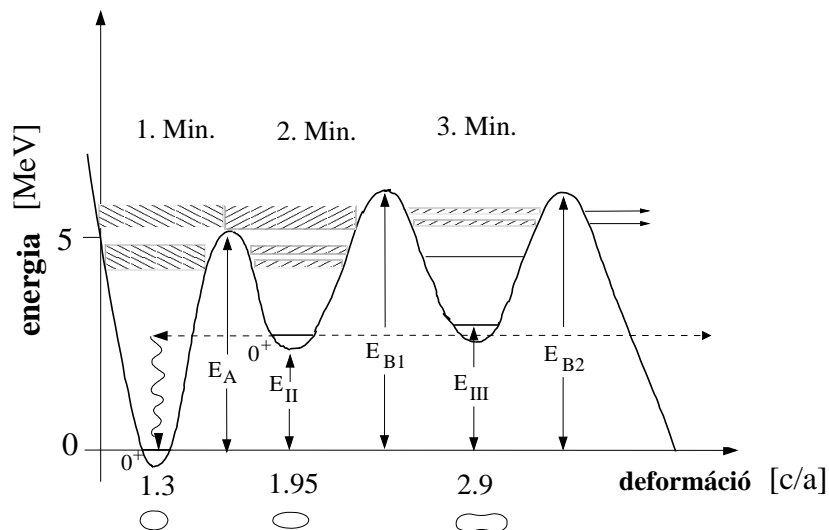
$$\Gamma_{A,B} = P_{A,B} \frac{\hbar \omega_{II}}{2\pi} \quad , \quad (37)$$

ahol $\hbar \omega_{II}$ a második völgybeli vibrációs állapotok közötti távolság.

6.3. A háromvölgyes hasadási gát

A kétvölgyű hasadási gát Strutinsky modelljén alapul, de ez a modell sokféle, változatos alakú hasadási gátat kiadhat, aszerint, hogy éppen milyen az atommagnak a mag alakjától függő héjszerkezete. Ebben az értelemben a hasadási gát kétvölgyes formája csupán az első és talán a legnagyobb figyelmet kiváltó részletesebben tárgyalt alakzat, amely a transzaktinium csoportban meglehetősen gyakori. Jogos az a kérdés,

hogyan léteznek-e a kétvölgyesnél összetettebb gátak, mondjuk háromvölgyes hasadási gát. A háromvölgyes hasadási gát szemléltetésére lásd a 14 ábrát.



14. ábra. A háromvölgyes potenciális energiafelület. Az első és a második minimumban erősen keveredett cI és cII állapotok és a harmadik völgyben lévő $cIII$ állapotok is láthatók. A vízszintes tengelyen a deformációt jellemző tengelyarány van feltüntetve.

Möller és Nix [Mö72] szerint a hasadási gát második csúcsa körtealakú deformációknál egy bizonyos héjefektus hatására kétfelé válik, és egy harmadik, meglehetősen keskeny völgy keletkezik a hasadási gát menetében. Ez olyan kis Z és közepes N számokkal jellemzett atommagokban fordulhat elő, mint a ^{232}Th és a ^{236}Th . A Nilsson-sémát tanulmányozva belátható, hogy az ilyen völgyben csaknem degenerált energiájú, váltakozó paritású rotációs sávok jelennek meg. Az ilyen állapotok észlelése a harmadik völgy megjelenésére utal. Továbbá a nagyobb deformáció miatt a mag tehetetlenségi nyomatéka is megnő,

aminél fogva a harmadik völgyben észlelhető állapotokat akár 50-60 %-kal magasabb tehetetlenségi nyomaték jellemezheti.

Ami a harmadik völgybeli rezonanciajelenségeket jellemzi, két hatás is jelentkezik. Mivel a harmadik völgy jóval keskenyebb, mint a második, a közbenső rezonanciák mérete és egymástól való távolsága jóval nagyobb lesz. Továbbá a hatáskeresztmetszeteknek a gerjesztési energia szerinti növekedése lassúbb lesz, mivel a harmadik völgyet bezáró gátak keskenyebbek. A harmadik völgybeni formális leírás hasonló a második völgy esetére már ismertetett leíráshoz, csak be kell vezetni a cIII típusú hullámfüggvényeket is.

6.4. Csillapítatlan vibrációs rezonanciák

Abban az esetben, amikor a β vibrációs állapotok erőssége nem oszlik szét a szomszédos gerjesztett állapotok között, tiszta, csillapítatlan vibrációs rezonanciáról beszélünk. Ekkor a cI állapotok hasadási valószínűsége a következőképpen írható le [Gl76]:

$$P_{fI} = \frac{D_I}{2\pi} \cdot \frac{\Gamma_A \Gamma_B / \Gamma_{\gamma I}}{(E - E_\beta)^2 + \frac{1}{4}W^2} \quad (38)$$

ahol W rezonanciaszélesség:

$$W = \left\{ (\Gamma_A + \Gamma_B + \Gamma_{\gamma II n})^2 + \frac{2}{\pi} \cdot \Gamma_A \Gamma_B \cdot \frac{D_I}{\Gamma_{\gamma I}} \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (39)$$

$\Gamma_{\gamma I}$ az első völgyben történő γ bomlás szélessége. D_I a cI állapotok közötti távolság. E_β a β vibrációs állapotok gerjesztési energiája. Az E_A és E_B magasságú gátakon történő P_A és P_B transzmissziós valószínűségeket a Hill-Wheeler formula felhasználásával a következőképpen határozhatjuk meg:

$$\Gamma_{A,B} = P_{A,B} \cdot \frac{\hbar\omega_{II}}{2\pi} = \frac{1}{1 + \exp(2\pi(E_{A,B} - E)/\hbar\omega_{A,B})} \cdot \frac{\hbar\omega_{II}}{2\pi}, \quad (40)$$

ahol $\hbar\omega_{II}$ a második völgybeli β fonon energiája, $\hbar\omega_{A,B}$ a parabolikus közelítésű hasadási gát görbülete. A $\Gamma_{\gamma I} \ll D_I$ feltétel általában teljesül.

6.5. Csillapított vibrációs rezonanciák

Nagyobb gerjesztési energiáknál a második völgybeli cII állapotok sűrűsége sokkal nagyobb, mint a vibrációs állapotoké. A β vibrációs állapotok erőssége széteszik a környező cII állapotokon. A cII állapotoknak ez a vibrációs komponense, $c_{\beta II}^2$ okozza a cII állapotok belső illetve külső gáton keresztül történő bomlását:

$$c_{\beta II}^2 = \frac{D_{II}}{2\pi} \cdot \frac{\Gamma_w}{(E - E_\beta)^2 + \frac{1}{4}\Gamma_{vib}^2} , \quad (41)$$

D_{II} a cII állapotok távolsága, Γ_{vib} az erősségfüggvény félértékszélessége, Γ_w a csillapítás (damping) szélessége. Figyelembe véve, hogy a vibrációs állapotok valamelyik gáton keresztül történő bomlása direkt módon is történhet, a teljes csillapítási szélesség:

$$\Gamma_{vib} = \Gamma_w + \Gamma_A + \Gamma_B . \quad (42)$$

A cII állapotok belső gáton keresztül történő bomlási szélessége:

$$\overleftarrow{\Gamma}_{cII} = c_{\beta II}^2 \cdot \Gamma_A = \frac{D_{II}}{2\pi} \cdot \frac{\Gamma_A \Gamma_w}{(E - E_\beta)^2 + \frac{1}{4}\Gamma_{vib}^2} . \quad (43)$$

Ha a bomlás a külső gáton keresztül történik, a bomlási szélesség:

$$\overrightarrow{\Gamma}_{cII} = c_{\beta II}^2 \cdot \Gamma_B = \frac{D_{II}}{2\pi} \cdot \frac{\Gamma_B \Gamma_w}{(E - E_\beta)^2 + \frac{1}{4}\Gamma_{vib}^2} . \quad (44)$$

Csillapított rezonanciák esetén a cI állapotok hasadási valószínűsége a fenti bomlási szélességek alapján:

$$P_{fI} = \frac{D_I}{2\pi} \cdot \frac{\overleftarrow{\Gamma}_{cII} \overrightarrow{\Gamma}_{cII} / \Gamma_{\gamma I}}{(E - E_\beta)^2 + \frac{1}{4}W_{cII}^2} \quad (45)$$

ahol a cII rezonanciacsoportok W_{cII} szélessége:

$$W_{cII} = \Gamma_{cII} \left\{ 1 + \frac{2}{\pi} \cdot \frac{D_I}{\Gamma_\gamma} \cdot \frac{\overleftarrow{\Gamma}_{cII} \overrightarrow{\Gamma}_{cII}}{\Gamma_{cII}^2} \right\}^{\frac{1}{2}}. \quad (46)$$

Csillapított vibrációs rezonanciák esetén a P_{fI} a cII rezonanciacsoporton belüli cI állapotok hasadási valószínűségének az eloszlását adja meg. A W_{cII} lényegesen nagyobb a Γ_{II} -nél. Hangsúlyozni kell, hogy a W_{cII} szélesség nem a cII állapotok élettartamát jelenti, hanem a cI állapotok hasadási valószínűségének mintegy burkológörbéje.

A hasadási valószínűségben a könnyű aktinoidák esetén erős, keskeny rezonanciákat láttak a hasadási küszöb környékén. A $^{230}\text{Th}(n,f)$ reakcióban először James és munkatársai vizsgálták részletesebben a 720 keV-es bombázó neutronenergiánál megfigyelt rezonanciát [Ja72]. A rezonanciák erőssége valamint a kis szélessége miatt megjelenésüket a deformációs potenciálban lévő minimum csillapítatlan vibrációs állapotai következményének tekintették.

6.6. Kísérleti módszerek és berendezések

Az ^{236}U atommag hiperdeformált állapotainak vizsgálatát a hasadási rezonanciák mikroszerkezetének tanulmányozásával az 1990-es évek közepén Debrecenben, az MTA Atommagkutató Intézetének ciklotronlaboratóriumában kezdtük, majd a müncheni Ludwig-Maximilian Egyetem tandem-laboratóriumában folytattuk. A hasadási rezonanciák vizsgálatához az $^{235}\text{U}(d,p)^{236}\text{U}$ reakcióban gerjesztett ^{236}U atommag prompt hasadási hozamát mértük a gerjesztési energia függvényében, amit a reakcióban keletkezett protonok kinetikus energiája egyértelműen meghatároz. A hasadási valószínűség meghatározására a reakcióban keletkezett protonokat a hasadási termékekkel koincidenciában mértük. Debrecenben a 103 cm-es izokron ciklotron, Münchenben a 15

MV-os tandem generátor szolgáltatotta az $E_d = 9.73$ MeV-os bombázó deuteronnyalábot. A nyaláb intenzitása a debreceni kísérletben $I_d = 200$ nA, a müncheni kísérletben $I_d = 2-3$ μ A volt. Méréseinkhez különböző céltárgyakat használtunk. A debreceni kísérlethez 250 μ g/cm² vastag, 97.6%-ban dúsított $^{235}\text{UF}_4$, Münchenben pedig 88 μ g/cm² vastag, 99.7%-ban dúsított $^{235}\text{UO}_2$ céltárgyunk volt. A protonok kinetikus energiáját és a hasadási termékekhez viszonyított repülési idejét Debrecenben egy hasított pólusú (Split-pole), Münchenben pedig egy Q3D-típusú mágneses spektrográffal határoztuk meg. A debreceni kísérletben a spektrográf a nyaláb irányához képest $\theta = 140^\circ$ -os szögben míg Münchenben a Q3D a nyaláb irányához képest $\theta = 125^\circ$ -os szögben helyezkedett el. A protonok energiájának mérésére a hasított pólusú spektrográf fókuszsíkjában két helyzetérzékeny Si félvezető detektort, a Q3D spektrográf fókuszsíkjában pedig egy helyzetérzékeny, 890 mm aktív hosszúságú, katód-strip proporcionális detektort használtunk. Mindkét esetben a Debrecenben kifejlesztett alacsony nyomású lavinadetektorokkal detektáltuk a hasadványokat.

Mágneses spektrográfok

A hasadási rezonanciák, valamint a neutronbőr vastagságának vizsgálatában jelentős szerepet játszottak a különböző mágneses spektrográfok. Ezek a berendezések alkalmasak nagy energiánál is igen jó felbontást ($\Delta E/E \approx 10^{-4}$) igénylő mérésekre, illetve különböző kis szögű ($\approx 0^\circ$) koincidencia mérésekre. [Be94, Bo94, Sö94, Kr99, Kr91, Po92, Kr94, Sö95]. A vizsgált reakcióból származó különböző energiájú, illetve tömegű töltött részecskék a spektrográf mágneses terének fókuszáló hatására a fókuszsík különböző pontjaiba érkeznek. A mágneses spektrográfok leképezési tulajdonságait azok relatív impulzusfelbontásával (energiafelbontásával) és a fókuszsíkjuk által lefedett energiatar-

tománnyal jellemzik, melyeket D diszperzióval szoktak kifejezni:

$$D \equiv \frac{\Delta E/E}{\Delta x} \quad , \quad (47)$$

ahol x a fókusz síkban mért pozíció. A spektrométerek fontos jellemzője még az M_H horizontális nagyítás is.

$$M_H \equiv \frac{\Delta x_S}{S} \quad , \quad (48)$$

ahol S a nyalábfolt vízszintes irányú kiterjedése és Δx_S a nyalábfolt fókusz síkbeli képének szélessége. Ezzel a nyalábfolt véges méretének köszönhető relatív energiefelbontásra

$$\frac{\Delta E}{E} = D \cdot M_H \cdot S \quad (49)$$

adódik. Tekintetbe véve a spektrográfok bemeneti nyílásának véges térszögét, amely néhány msr, az aberrációból adódó felbontásromlás azonos nagyságrendbe esik a nyalábfolt leképezéséből eredő felbontással. Ezért egyaránt lényeges lenne a minél kisebb bemeneti térszög és a minél keskenyebb nyalábfolt, ez azonban a mérési statisztikát jelentős mértékben korlátozná. A felbontás és a mérési statisztika egyidejű javítása érdekében összetett, különleges kialakítású spektrográfokat terveztek, amelyek képesek korrigálni a nagyobb bemeneti térszög kedvezőtlen hatásait, például a fókusz síkbeli pozíció belépő szögtől való függését (aberráció) és a magreakció okozta kinematikai kiszélesedést.

A következőkben röviden ismertetem a méréseinben használt különböző típusú spektrográfok legfontosabb jellemzőit.

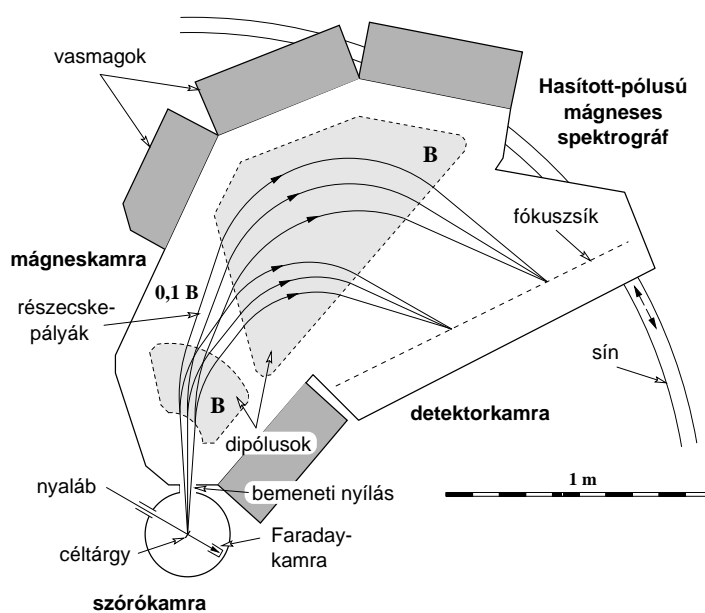
Hasított pólusú mágneses spektrográf

A Hollandiából a debreceni ATOMKI ciklotronlaboratóriumába telepített hasított pólusú mágneses spektrográf részletes leírása Kraszna-

horkay Attila MTA doktori értekezésében található meg [Kr00], akinek meghatározó szerepe volt a spektrográf mérőképessé tételében.

Az ilyen típusú spektrográfok tervezésekor az elsődleges szempont a lehető legjobb energiafelbontás elérése volt nagy hatások és széles energiatartomány fenntartása mellett. A spektrométer jó fókuszáló tulajdonságait a két mágneses dipól határfelületének speciális kialakításával érték el. Az egyik dipólmágnesen a 15. ábrán láthatóan bizonyos helyeken a légrést úgy növelték meg, hogy ott a mágneses térerősség tizedére csökkenjen.

A spektrográf mágneses terében a részecskék maximális eltérítési sugara 90 cm. A maximális mágneses tér 1.5 T, így legfeljebb $E_{max} = KZ^2/A$ ($K = 80$) energiával rendelkező részecskék juthatnak el a fő-



15. ábra. A hasított pólusú mágneses spektrográf vázlatos felülnézeti képe (MTA ATOMKI, Debrecen).

kuszákba. A fókuszák által lefedett energiatartomány: $E_{max}/E_{min} \approx 4.8$. A térszög maximális értéke: 5.4 msr.

| | |
|--------------|---------------------------|
| D | 10^{-3} mm^{-1} |
| M_H | 0.5 |
| $\Delta E/E$ | 10^{-3} |

2. táblázat. Hasított pólusú mágneses spektrográf energiadiszperziója, horizontális nagyítása, valamint relatív energiafelbontása $S=2$ mm-es nyalábfoltot feltételezve.

A 2. táblázatban feltüntetett energiadiszperzió és horizontális nagyítás felhasználásával $E=10$ MeV-es protonok esetén egy $S=2$ mm-es nyalábfolt $\delta E=10$ keV-es felbontást eredményez.

A hasított pólusú spektrográf előnye, hogy nagy energiatartományt fog át, jó a függőleges fókuszálás, a fókuszák egyenes. Hátránya a kis diszperzió és a viszonylag kis térszög.

Q3D mágneses spektrográf

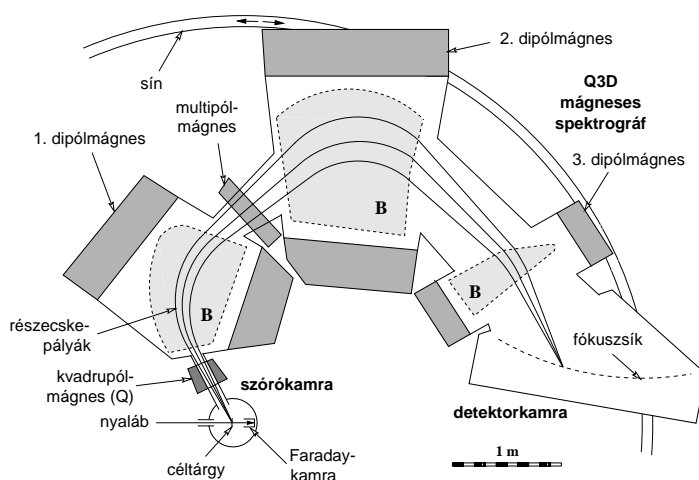
A müncheni Ludwig-Maximilian Egyetem gyorsítólaboratóriumában végzett méréseink során egy Q3D-típusú mágneses spektrográffal azonosítottuk a reakcióban keletkezett részecskéket (ld. 16. ábra).

A Q3D spektrográf egy kvadrupól- (Q) és három dipól (D) mágnesből áll. A Q3D-spektrográfok kifejlesztésének célja a még nagyobb energiafelbontás és határfok elérése volt, így viszont a fókuszák sokkal szűkebb energiatartományt ($E_{max}/E_{min} \approx 1.2$) fogott át a hasított pólusú spektrográfokhoz képest. A belépő blende változtatható, meghatározza a térszöget, amelynek maximális értéke 11 msr. A kvadrupól függőleges irányú fókuszálást végez, fókuszpontja az első és a második dipól mágnes között elhelyezkedő multipól mágnes, amely a

részecske energiájának szögfüggését korigálja. Ennek szükségességét a hatások növelése érdekében alkalmazott nagy bemeneti nyílásszög ($\varphi = \pm 3^\circ$) követelte meg. A három dipól a belépő részecskéket az impulzus/töltés arányában szétválasztja és a fókusz síkba leképezi. A fókusz síkba érkező részecskék becsapódási szöge 40° és 60° között van. A spektrográf a targeten lévő nyalábfoltot vízszintes irányban kétszeres, függőleges irányban háromszoros nagyítással képezi le a fókusz síkba. A spektrográf diszperziója nagy, ez ellensúlyozza a nagyításból eredő hátrányokat.

A 3. táblázatban feltüntetett energiadiszperzió és horizontális nagyítás felhasználásával $E=10$ MeV-es protonok esetén $\delta E=2$ keV-es felbontást eredményez.

A Q3D spektrográf előnyös tulajdonsága a nagy térszög és a jó energiafelbontás, hátrányos jellemzője viszont a relative kis energiatartomány és a tervezésből adódó görbült fókusz sík.



16. ábra. A Q3D-mágneses spektrográf vázlatos felülnézeti képe (LMU-TU, München).

| | |
|--------------|---------------------------|
| D | 10^{-4} mm^{-1} |
| M_H | 2 |
| $\Delta E/E$ | $2 \cdot 10^{-4}$ |

3. táblázat. A Q3D-mágneses spektrográf energiadiszperziója, horizontális nagyítása, valamint az általuk meghatározott relatív energiafelbontás, $S=1$ mm-es nyalábfoltot feltételezve.

Fókuszsíkdetektorok

A mágneses spektrométer fókuszsíkjában elhelyezett detektorral szembeni általános követelmények:

- A detektorba beérkező vagy az azt átszelő részecske vízszintes és függőleges irányú becsapódási helyének minél pontosabb meghatározása.
- A vízszintes és a függőleges irányú becsapódási szög meghatározása.
- A becsapódás idejének (egy másik detektorhoz, vagy a ciklotron RF jeléhez viszonyított idő) meghatározása.
- A részecske típusának meghatározása a detektorban történő energiaveszteség alapján.

A fókuszsíkból alkalmazandó detektorokkal szembeni legfontosabb követelmény, hogy a pozíciófelbontásuk jobb legyen a spektrográf által meghatározott felbontásnál. A különböző típusú spektrográfok fókuszsíkdetektorai általában jó pozíciófelbontású gázdetektorok, amelyeket legtöbbször az adott spektrométerhez, különböző reakciók tanulmányozásához terveznek, fejlesztenek. Kísérleteink során a külön-

böző laboratóriumokban különböző típusú fókuszsíkdetektorokat használtunk. A következőkben röviden ezeket ismertetem.

Helyzetérzékeny félvezető detektorok

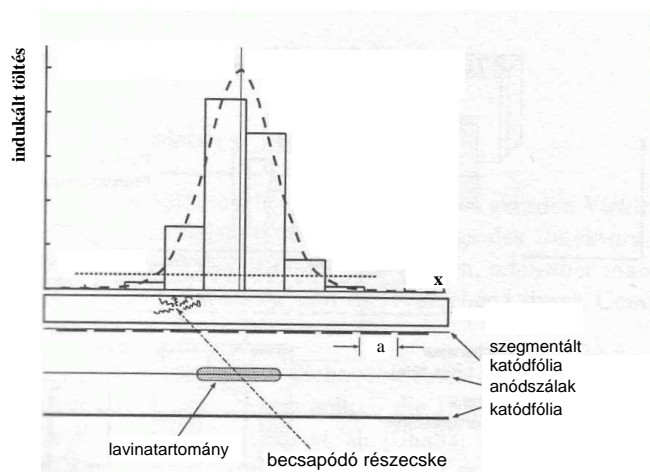
A hasított pólusú spektrográf fókuszsíkdetektora két darab, jó felbontású, $45 \times 8 \text{ mm}^2$ érzékeny felületű, 0.5 mm vastag pozícióérzékeny (PSD - Position Sensitive Detector) Si detektor volt [Læ79]. Ezekben a detektorokban a 45° -os szögben érkező, 10 MeV-es protonok teljesen lefékeződnek.

A nagy tisztaságú Si egykristályból készült PSD detektorok egyik oldalán bór ionok implantációjával hozzák létre a p-n típusú ellenállásréteget. A Si egykristály szemközti oldalára vékony Al réteget párolgatnak. Az ellenállásréteg és az Al-réteg közé záróirányú feszültséget kapcsolva a keletkező elektron-lyuk párok kigyújthatók. A jó vezető Al rétegen a becsapódó részecske energiájával (E), az ellenállásrétege végén pedig a becsapódás helyének és az energiának a szorzatával (Px E) arányos jelet kapunk. A fókuszsíkból különböző szögben érkező, azonos energiájú részecskék becsapódási szögének meghatározására a félvezető detektorok nem alkalmasak. A PSD detektorok és a hasított pólusú spektrográf együttes energiafelbontása 10 MeV-es protonokra 15 keV volt. Figyelembe véve a ciklotronnyaláb energiabizonytalanságát, a céltárgy vastagsága okozta energiaszórást, valamint a teljes rendszer hosszú idejű instabilitását, a debreceni kísérletben az energiafelbontás protonokra 20 keV volt.

Katód-strip detektor

A Q3D spektrográf fókuszsíkjában egy 890 mm aktív hosszúságú proporcionális, helyzetérzékeny katód-strip detektort használtunk. Ez

a hosszúság még lehetővé teszi, hogy a fókuszsík görbületétől eltekintünk. A számláló két fő részből áll. Egy kétszálas proporcionális kamrából, amely 500 mbar nyomáson áramló izobután gázzal üzemel, valamint egy 7 mm vastag plastik szcintillátorból, amelyben a részecskék megállnak. A detektor működési elvét a 17. ábra szemlélteti. A két



17. ábra. A Q3D spektrográf katód-strip fókuszsíkdetektorának működési elve.

anódszál a katódsíktól egyenlő, 4-4 mm távolságra van. 500 mbar nyomáson az anódszálakra adható maximális feszültség $V_{max} = 1.6$ kV. A kialakított térerő a primer ionizációban keletkezett elektronoknak az anód irányába történő driftmozgását biztosítja. Eközben a gáz molekuláival ütközve a másodlagos ionizációs folyamatban az anódszálakon töltéslavinát keltenek, amelyek kb. 10 mm hosszúak.

Az anódon keltett negatív jel arányos a részecske primer ionizációja során történő energiavesztésével. A két anód jelének kiolvasása a detektor függőleges helyzetéről ad információt. Ez teszi lehetővé a fókusz síkban a detektor függőleges irányú pontos beállítását.

A két katódsík közül az egyik 272 darab elektromosan szigetelt, egyenként 35 mm hosszú, 3mm széles, egymástól 0.5 mm távolságra lévő csíkokból (ún. strip-ekből) áll, amelyek az alumíniumozott mylar fólia folyékony NaOH-dal történő maratásával készültek. A fókuszszíkba $40^\circ - 50^\circ$ -os szögben érkező részecskék ionizálják a gázt. Az anódszálak valamelyikén keltett töltéslavina pozitív töltést indukál a második katód fólia csíkjain. A pozíció meghatározása a szomszédos csíkokon keltett töltéseloszlásból történik. 255 csík mindegyike a saját, töltésérzékeny előerősítőjéhez csatlakozik, amely egyedi kiolvasást tesz lehetővé. Egy jó eseményhez tartozó mintegy 10 mm-es lavinahossz 3 -7 szomszédos katódcsíkon ad olyan nagyságú jelet, amely nagyobb egy adott küszöbértéknél. A mérés alatt a legegyszerűbb módon, a töltéseloszlás súlypontját meghatározva kaptuk meg a becsapódás helyét. A későbbi feldolgozás során a fókuszszíkbeli becsapódás helyét 0.1 mm pontossággal, az eseményekhez tartozó töltéseloszlás Gauss-függvénnyel történő illesztésével kaptuk meg.

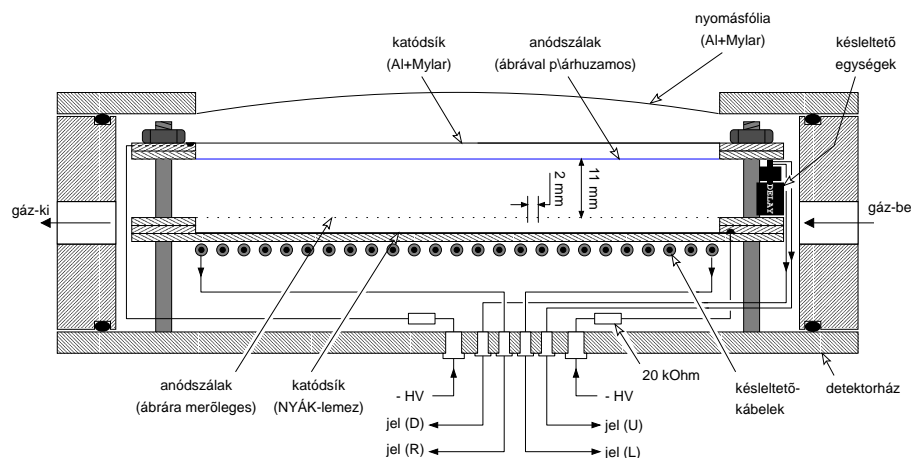
A detektorba érkező részecskék áthaladva a proporcionális kamrán maradék energiájukat a plasztik szcintillátorban adják le, a keltett fényt a két végén egy-egy fotoelektron-sokszorozó gyűjti össze. A plasztik szcintillátor szolgáltatta a startjelet az adatgyűjtő számára, ezáltal lehetővé tette a repülési idő meghatározását.

A részecskeazonosítás az anódon mért ΔE energiaveszteség és a szcintillátorban leadott energiamérés segítségével történt. Ezzel a detektorral a $^{208}\text{Pb}(d,p)^{209}\text{Pb}$ reakcióból származó ≈ 9 MeV-es protonok esetén figyelembevéve a nyaláb, a Q3D, valamint a targettól eredő energiaszórást, 3 keV-es energiafelbontást értünk el.

Hasadási detektorok A (d,pf) reakcióban keletkezett hasadási termékek detektálására kisnyomású gázzal töltött lavinadetektorok

rokat használtunk. Ezek számos előnnyel rendelkeznek egyéb, nehézionok detektálására alkalmas detektorokkal, pl a felületi záróréteges, vagy szcintillációs detektorokkal szemben. A gáztöltésű detektorok olcsón, tetszőleges alakban és méretben elkészíthetők. Az alkalmazott alacsony gáznyomásnak köszönhetően az anód- és a katódsík között csak erősen ionizáló, nehéz részecskék keltenek elegendő számú töltéshordozót a lavinaeffektus létrehozásához. A beszóródó könnyű ionokra (p, d, α , stb.) nem érzékeny. Az alacsony gáznyomás miatt a lavinaeffektus fontos következménye a gyors jelfelfutás, amely igen jó időzítést tesz lehetővé.

A legegyszerűbb alacsony nyomáson működő lavinadetektor a PPAC (Parallel Plate Avalanche Detektor), illetve a sokszálas, helyzetérzékeny PSAD (Position Sensitive Avalanche Detector). A detektorok működési elve és elkészítésének módja az irodalomból ismert [Cr88, Br82]. A hasadási termékek szögeloszlásának nagy térszögtartományban történő meghatározásához több különböző méretű helyzetérzékeny lavinadetektor készült az ATOMKI-ben. Részletes leírásuk Hunyadi Mátyás PhD munkájában [Hu99] található. Az egyes PSAD detektorok két, egymáshoz képest 90° -kal elforgatott, lineáris helyzetérzékeny detektorrészt tartalmaznak a kétdimenziós részecskedetektálás céljából. Egy ilyen PSAD a 18. ábrán látható. A detektorokban folyamatosan áramoltatva, néhány torr (általában 4 torr) nyomáson izobután gázt használtunk, a katódsíkokra kapcsolt negatív feszültség az alkalmazott gáznyomásnak megfelelő átütési feszültségnél 25-30 V-tal kisebb értékre lett beállítva. A belépő nyomásfólia és az egyes detektorrészek (x,z) katódsíkjai $125 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ vastagságú, alumíniumozott mylar fóliából készültek. Az anódsíkok $10 \mu\text{m}$ átmérőjű, egymástól 2 mm távolságra lévő aranyozott wolfram-szálakból lettek kialakítva. Az anódszálak az egyik detektorrészben késleltető egységekből (szálanként 2 ns),



18. ábra. A sokszálas helyzetérzékeny lavinadetektor vázlatos keresztmetszeti képe.

a másik detektorrészben pedig 1 ns késleltetésű, 12 cm-es kábelekből kialakított késleltető vonalakra csatlakoztak. A késleltető vonalak mindkét vége az ATOMKI-ben készített gyors előerősítőkön keresztül földpotenciálra volt kapcsolva. A hasadási termékek becsapódási helyét a késleltető vonalak végei között mért időkülönbség alapján határoztuk meg. A PSAD detektorok alkalmazása a hasadási termékek detektálására térben egyenletes és közel 100 %-os hatásfokot követelt meg, a megfelelő időzítési pontosságra a (d,p) reakcióból származó protonok és a hasadványok valós és véletlen koincidenzáinak szétválasztása miatt volt szükség.

7. A kísérleti adatok feldolgozása

7.1. Adatgyűjtőrendszerek

Adatgyűjtőrendszer Debrecenben

A hasadási rezonanciák vizsgálatát a debreceni ATOMKI ciklotronlaboratóriumában az ^{236}U atommag hasadásának megfigyelésével kezdtük. A kísérlet egy olyan mérő- és adatgyűjtő-rendszer létrehozását igényelte, amely a protonok és a hasadási termékek koincidenciában történő sokparaméteres vizsgálatát tette lehetővé. A detektorokból érkező időzítő és analóg jelek diszkriminátorokon és erősítőkön keresztül egy CAMAC-rendszerbe futottak, lehetővé téve a sokparaméteres események számítógépen való rögzítését. Az első mérőprogramunk, amely a sokparaméteres méréseinket lehetővé tette, DOS operációs rendszer alatt működött, és speciális MS FORTRAN formátumú állományokba írta az eseményeket. Ezeknek az elolvasásához a CERN-ben kifejlesztett PAW, majd később a PAW++ (Physics Analysis Workstation) program számára olvasható formátumba konvertálásához írtam programot, amely lehetővé tette, hogy a kísérleti adatok feldolgozását kezdetben a PAW, később a PAW++ programmal végezhessük.

Adatgyűjtőrendszer Münchenben

Az továbbiak során a hasadási rezonanciák vizsgálatát Münchenben, az LMU gyorsítólaboratóriumában végeztük. Minden kísérletben részt vettem, az adatgyűjtő programokat a kísérletünknek megfelelően módosítottam, és az adatok további feldolgozásra való előkészítését végeztem.

A korábbi kísérletekhez hasonlóan célunk a (d,pf) reakcióban keletkező protonok és hasadási termékek koincidenzában történő regisztrálása volt. Ennek érdekében a hasadási detektorok elektronikai rendszerét a Q3D rendszeréhez, valamint az LMU Tandem Gyorsítólaboratóriumában a közelmúltban kifejlesztett MARaBOU (MBS and ROOT Based Online/Offline Utility) adatgyűjtő rendszerhez kellett illesztenünk. Ez egyrészt a hasadási detektorok elektronikájának illesztését jelentette, másrészt az online feldolgozáshoz szükséges programozási feladatot.

A MARaBOU a mérés vezérlését, az adatkezelést, a tárolást, az online valamint offline feldolgozást biztosító rendszer.

A detektorok jelei megfelelő erősítés, jelformálás, késleltetés után egy CAMAC ADC-be (Analog Digital Converter) illetve TDC-be (Time Digital Converter) érkeznek, amelyeket egy VME-CAMAC interface vezérel.

Az ADC-eket, illetve TDC-eket egy VSB-n (VME adatszallító rendszer) keresztül egy PowerPC olvassa ki, és az osztott bemenetű memóriába írja, amelyből egy másik PowerPC az eseményblokkokat a megfelelő Linux operációs rendszerrel működő számítógéphez továbbítja, amelyről a mérés ellenőrzése, a mérés alatti feldolgozás történik.

Az adatgyűjtő program Multi Branch System (MBS) része végzi a CAMAC, VME kiolvasást, az adat továbbítását. Az adatgyűjtőrendszernek ezt a részét Darmstadtban, a GSI-ben, fejlesztették ki. A CERN-ben kifejlesztett, ROOT programrendszerre épülő ún. háttérrendszer az elrendezés fontos paramétereit tartalmazó könyvtárakat készíti el, a mérést ellenőrzi, a mérés közbeni, un. online analízist végzi, valamint az eseményeket tárolja, azaz állományokba (file) írja.

7.2. Az adatfeldolgozás főbb lépései

Debrecenben a kísérleti adataink feldolgozására a CERN-ben kifejlesztett PAW és PAW++ programot használtuk.

A debreceni kísérleti adatok feldolgozásában való részvételem, az ott szerzett tapasztalataim nagy segítséget nyújtottak a Münchenben végzett $^{235}\text{U}(\text{d},\text{pf})^{236}\text{U}$ kísérlet adatainak a feldolgozásában, amely az én feladatomból volt.

A müncheni adatok feldolgozásának jelentős részét a kísérlet során használt adatgyűjtő programmal végeztem, amelyet első lépésként az itthoni számítógépek egyikére kellett telepíteni.

A (d,p) reakcióból származó protonok azonosítása a fókusz-sík-detektor ΔE és a szcintillátorokban leadott maradék energia korrelációja alapján történt. A detektor hossza 700 keV-es energiatartomány átfo-gását tette lehetővé. A rugalmasan szóródott deuteronok a reakcióból származó protonoknál nagyobb energiával rendelkeztek, nem jutottak be a detektorba. Így a kísérlet alatt a fókusz-sík-detektor által érzékelt részecskék 90%-a proton volt.

Energiakalibráció

A (d,p) reakcióban előállított közbenső mag gerjesztési energiáját a fókusz-sík-detektorral mért proton-energiából határoztuk meg az alábbi energiamérleg alapján:

$$E_d + Q = E_p + E_{CN}^* + E_{CN,kin} \quad , \quad (50)$$

ahol E_{CN}^* a keletkezett közbenső mag gerjesztési energiája, $E_{CN,kin}$ pedig a reakciókinematika által meghatározott meglökési energiája. Ez utóbbi változásától a vizsgált energiatartományban eltekinthetünk (1%-nál kisebb), így a közbenső mag gerjesztési energiáját a proton energiájának lineáris függvényeként fejeztük ki.

A közbenső mag gerjesztési energiájának a detektorba való becsapódási helyétől való függését lineárisnak tekinthettük, mivel a detektor mérete miatt a fókusz sík görbületétől eltekinthettünk.

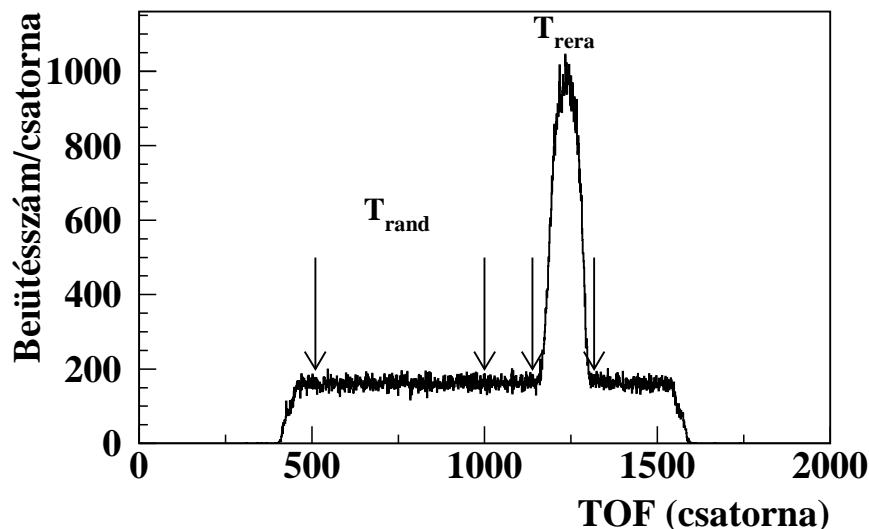
A ^{236}U atommag gerjesztési energiatartományának megfelelő E_p protonenergia a 9.73 MeV bombázó energiának megfelelően 8-9 MeV között van. A kinematikai számolásokhoz a reakció Q -értékét a NuBase Q -értékszámító programjával számítottam ki, az értéke: 4.320 ± 0.003 MeV. A program a G. Audi és A.H. Wapstra [Au95] tömeg táblázatát használja.

Az energiakalibráció a $^{208}\text{Pb}(d,p)^{209}\text{Pb}$ reakcióból származó, a vizsgált energiatartományba eső diszkrét csúcsok segítségével történt. A reakció Q -értékét (1.712 ± 0.004) szintén a NuBase Q -érték számító programjával számítottam ki. A mágneses tér beállítása ugyanaz volt, mint az urán target esetén, a detektor közepére azok a protonok érkeztek, amelyek az ^{236}U összetett mag 5.3 MeV-es gerjesztési energiájának feleltek meg. Ennél a térbeállításnál a ^{209}Pb $E^* = 2492$ keV és $E^* = 2538$ keV energiájú gerjesztett állapotait figyeltük meg. Ezek $E_p = 8743$ keV illetve $E_p = 8698$ keV protonenergiáknak felelnek meg.

Koincidenciafeltételek

A protonok és a hasadási termékek repülési időkülönbségének a spektrumában a valódi koincidenciában lévő események éles csúcsként jelentek meg, amelynek félértékszélessége a mérőrendszer teljes időfelbontását adja meg (19.) ábra.

Az koincidenciaspektrumban a $T_{\text{re}a}$ -val jelölt tartomány a (valós+véletlen) eseményeket tartalmazza. A véletlen eseményekre a feltételt úgy határoztuk meg, hogy a $T_{\text{re}a}$ tartomány szélességénél ötször szélesebb tartományt T_{rand} választottunk ki a csúcs melletti véletlen tartományból. A valódi koincidenciaeseményeket úgy kaptuk, hogy



19. ábra. A protonok és a hasadványok repülési idejének spektruma

a T_{rera} feltétellel gyűjtött hisztogramból kivontuk a T_{rand} feltétellel gyűjtött hisztogram ötöd részét.

Az energiakalibráció és a koincidencafeltétel meghatározása után a hasadványokkal valós koincidenzában levő protonok spektrumát határoztam meg a gerjesztési energia függvényében.

A P_f hasadási valószínűséget úgy határoztam meg, hogy a hasadványokkal valós koincidenzában mért protonok energiaspektrumát elosztottam a (d,p) reakcióból származó protonok spektrumával.

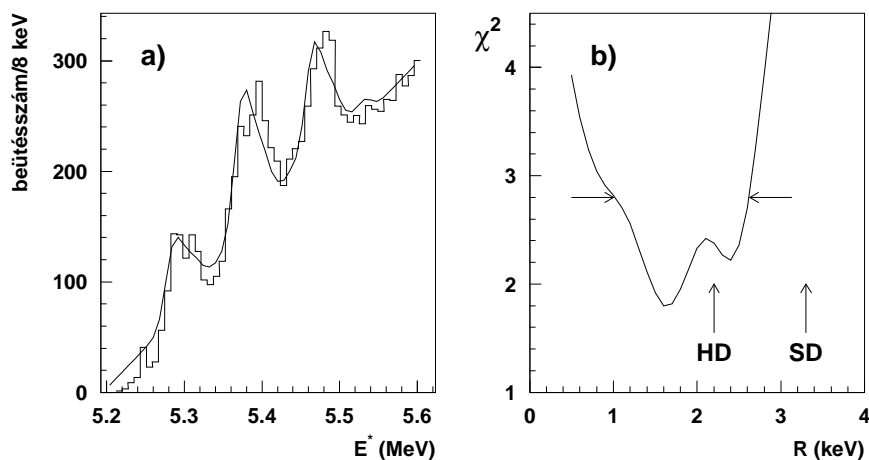
8. Az ^{236}U hasadási rezonanciáinak vizsgálata, eredmények

A debreceni kísérleteink során a hasadványokkal koincidenciában mért protonok energiaspektrumát vizsgáltuk a gerjesztési energia függvényében. Három rezonanciacsoportot figyeltünk meg, $E^* = 5.27, 5.34$ és 5.43 MeV gerjesztési energiáknál (20. ábra)

A III. völgybeli nem tükörszimmetrikus potenciál majdnem degenerált pozitív és negatív paritású rotációs sávokat eredményez. Ilyen típusú sávokat a ^{231}Th esetén Blons és munkatársai [Bl75] már korábban megfigyeltek. Feltételezve, hogy mindegyik rezonanciánk egy ilyen rotációs sávot tartalmaz, az energiaspektrumunkat a rotációs sávok tagjainak egyszerű Gauss-görbékkel történő közelítésével írtuk le. A sávok tagjainak relatív intenzitását Back és munkatársai [Ba71] DWBA számolásait fogadtuk el. A Gauss-görbék szélességeit a 20 keV-es kísérleti energiafelbontásnak megfelelően rögzítettük. Az illesztés eredménye a 20. ábrán látható.

Az így meghatározott $\hbar^2/2\Theta = R$ rotációs paraméter értéke $R=1.6_{-0.4}^{+1.0}$ keV jó egyezést mutatott a hiperdeformált állapotokra számolt elméleti $R=2.0$ keV értékkel. A kísérleti adatok feldolgozásának és értelmezésének részletei Krasznahorkay Attila MTA doktori értekezésében részletesen megtalálhatók, valamint a Phys. Rev. Lettersben megjelent közleményben [Kr00, Kr98].

A müncheni Q3D spektrográf fókuszsík-detektora lehetővé tette az ^{236}U hasadási rezonanciáinak jó energiafeloldással történő, szélesebb gerjesztési energiát átfogó vizsgálatát. A gerjesztési energiatartományt úgy választottuk meg ($4.9 \text{ MeV} < E^* < 5.6 \text{ MeV}$), hogy a korábban 5.1 MeV gerjesztési energiánál megfigyelt [Go75, Ju80] rezonanciát is tanulmányozhassuk.

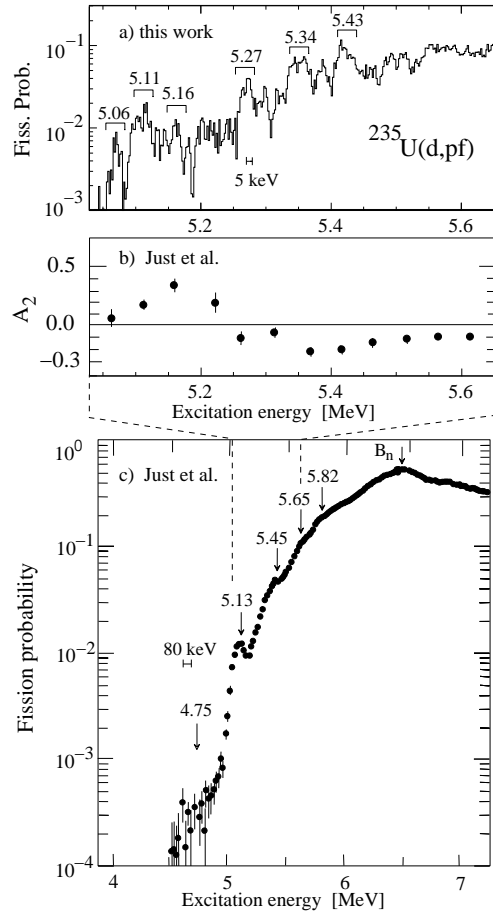


20. ábra. a) A hasadványokkal koincidiációban mért protonok spektruma a debreceni $^{235}\text{U}(d,pf)^{236}\text{U}$ kísérletben és az $E^* = 5.28, 5.37$ és 5.47 MeV-es rezonanciák rotációs sávokkal történő illesztésének eredménye. b) Az egy szabadsági fokra jutó χ^2 a rotációs paraméter függvényében.

A gerjesztési energia függvényében ábrázolt hasadási valószínűség a 21a) ábrán látható.

Összehasonlításként a 21c) ábrán a Just és munkatársai által [Ju80] mért ^{236}U hasadási valószínűséget ábrázoltam. Just és munkatársai a protonok detektálására $\Delta E - E$ teleszkópot használtak, az energiafeloldásuk 80 keV volt. Szélesebb gerjesztési energiatartományt vizsgáltak, mérték a hasadványok szögeloszlását, hatodfokú Legendre polinommal illesztették, és meghatározták az A_2, A_4, A_6 szögeloszlási együtthatókat. Az A_2 együtthatók a 21b) ábrán láthatók.

Debrecenben a kis energiatartományt lefedő fókuszsíkdetektor miatt 5.2 MeV alatti és 5.48 MeV feletti tartományt nem tudtunk vizs-



21. ábra. a) Az $^{235}\text{U(d,pf)}^{236}\text{U}$ mérésből meghatározott P_f hasadási valószínűsége. b) és c) A Just és munkatársai által $^{235}\text{U(d,pf)}^{236}\text{U}$ mérésből meghatározott A_2 szögeloszlási együttható, valamint prompt hasadási valószínűség.

gálni. A jelen kísérletünkben a vizsgált teljes gerjesztési energiatartomány $4.97 < E^* < 5.52$ MeV volt.

A teljes gerjesztési energiatartományt két lépésben értékeltük ki. Az előző eredményeink alapján az 5.2 MeV gerjesztési energia feletti

tartományban megfigyelt rezonanciákat hiperdeformált állapotokat tartalmazó rezonanciaként azonosítottuk. Éppen ezért először az 5.2-5.5 MeV tartományban található rezonanciákkal foglalkozunk.

A deformált magokra jellemzően minden vibrációs állapotra rotációs állapotok sorozata épül. A rotációs állapotok távolságát a deformációnak megfelelő tehetetlenségi nyomaték határozza meg.

A hasadási valószínűségi spektrumot egyforma tehetetlenségi nyomatékú, inverziós paraméterű és a tagok között ugyanolyan relatív intenzitású egymással átfedő rotációs sávokat feltételezve a legkisebb négyzetek módszerével illesztettem. A sávokban lévő állapotokat egyszerű Gauss-alakkal írtam le, melyeknek szélességét a kísérleti felbontás rögzíti. A rotációs sávok állapotainak relatív gerjesztési valószínűségét Back és társai [Ba71] (d,p) reakciókra végzett DWBA számításaiból vettük.

Az illesztés során minden egyes sávra két paramétert hagytam szabadon, a sávfej energiáját és a sáv abszolút intenzitását. Minden rotációs sávhoz ugyanolyan rotációs ($\frac{\hbar^2}{2\Theta}$) és inverziós (ΔE_{\pm}) paramétert tételeztem fel.

Az ^{235}U céltárgy alapállapotú spinje és paritása $J^{\pi} = 7/2^{-}$, és a bombázó energia viszonylag alacsony, így az $l=0$ impulzusmomentumátadás a legvalószínűbb, ezért elsősorban a $J^{\pi} = 3^{-}$ és $J^{\pi} = 4^{-}$ állapotok gerjesztődhetnek.

A nagyon nagy kvadrupól és oktapól momentumok miatt a hiperdeformált (HD) állapotokat nagyon nagy tehetetlenségi nyomatékú váltakozó paritású sávok jellemzik [Bl88].

Az előző kísérletünkben a hasadványokkal koincidenciában mért protonspektrumot $K=4$ -es rotációs sávokkal tudtuk illeszteni, amelyet a szögeloszlásmérés is alátámasztott. Ezért először $K=4$ -es sávokat feltételezve, a tagok paritását 4^{-} -al kezdve váltakozónak vettem, így

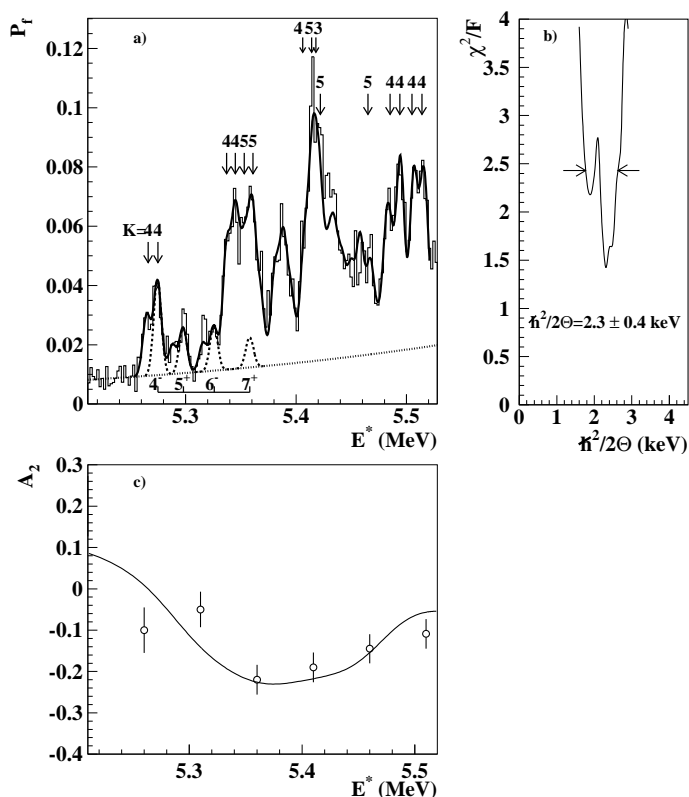
illesztettem a kísérleti spektrumot. Ebben a tartományban a hasadási valószínűséget 15, egymást átfedő, $K=4$ sávfejű rotációs sávval tudtam leírni. Az illesztett rotációs sávok χ^2 analíziséből rotációs paraméter értékére $\hbar^2/2\Theta = 2.3_{-0.45}^{+0.2}$ keV adódott, amely a hiperdeformált állapotokra jellemző rotációs paraméter értéknek felel meg.

A szögkorrelációs együtthatók reprodukálásához az ^{234}U szögkorrelációs együtthatóinak leírására kidolgozott, a Krasznahorkay Attila MTA doktori értekezésében részletesen tárgyalt módszert alkalmaztam [Kr00]. A $K=4$ -es sávfejek feltételezésével kapott általános leírásból kiindulva, $K=3,4$ és 5 sávfejű váltakozó paritású sávokat felhasználva tudtam úgy illeszteni a hasadási valószínűség spektrumot, hogy a szögkorrelációs együtthatókat is le tudjam írni. A kapott illesztő görbe az adatokkal együtt a 22a). ábrán látható. A Just [Ju80] által mért A_2 szögkorrelációs együtthatók (mért pontok a 22c). ábrán) is megfelelően leírhatók az így kapott leírással. A normált χ^2 -értékek a rotációs paraméter függvényében a 22b). ábrán vannak feltüntetve.

Az illesztés alapján meghatározott rotációs paraméter $\hbar^2/2\Theta = 2.3 \pm 0.4$ keV és az inverziós paraméter $\Delta E_{\pm} = 0_{-5.5}^{+8.8}$ keV, ami összhangban van a Blons által [Bl88] kapott kis inverziós paraméterekkel.

A hasadási valószínűségeket ellentétes paritású rotációs sávokkal illesztve, a 22a) ábrán feltüntetethez hasonló minőségű illesztést kaptam, ami azt jelzi, hogy a kiértékelés nem érzékeny a paritásra.

Az így meghatározott rotációs paraméter alapján, a korábbi feltevésünknek megfelelően, ezeket az állapotokat hiperdeformált állapotokként azonosíthatjuk. A $\Theta = 217 \pm 38 \hbar^2/\text{MeV}$ tehetetlenségi nyomaték jól egyezik a Shneidman és társai [Shn00] által ^{234}U és ^{232}Th magokra számolt tehetetlenségi nyomatékokkal. Számolásukban a Ówiok és társai [Ów94] által jósolt egzotikus nehéz csomósodás alapján dinukleáris csomósodást tétéleztek fel.



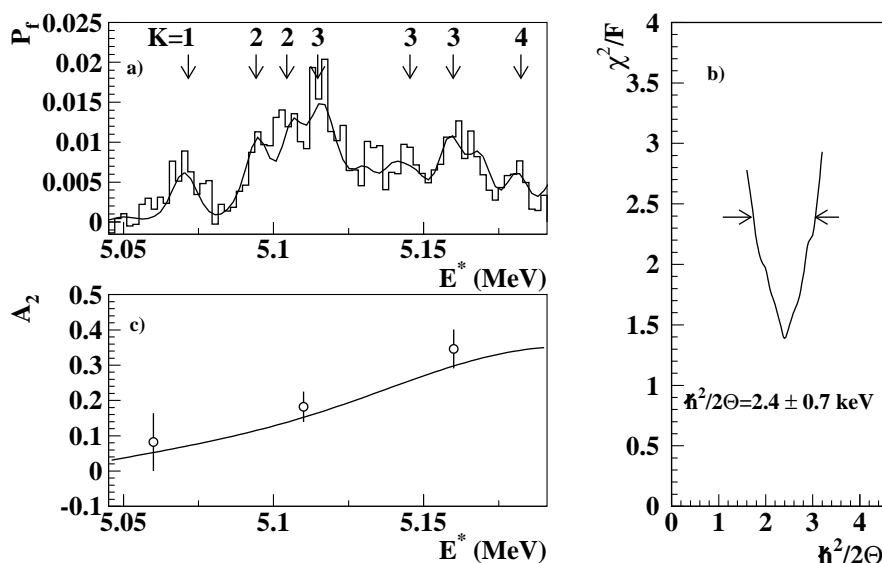
22. ábra. a.) A P_f hasadási valószínűség a $^{235}\text{U}(d,pf)$ reakcióra 5.2 MeV fölötti energiákra. A folytonos vonal a rotációs sávokat alkalmazó illesztés eredménye. A nyilak a sávfejek helyzetét jelölik, a számok a sáv K-értékei. Példaként szaggatott vonallal egy K= 4-es sávot mutatunk be. b) Az a) ábrán látható fit normált χ^2 értékei. A legjobb illesztést a rotációs paraméter 2.3 ± 0.4 keV értékével kaptuk. c) Az a) ábrán látható hasadási valószínűségekből számolt A_2 szögkorrelációs tényező.

A kiértékelés második lépéseként az 5.2 MeV alatti gerjesztési energiatartományt vizsgáltuk, ahol eddig nagy felbontóképességű mérése-

ket még nem végeztek. A $^{234}\text{U}(t, pf)$ reakcióban a hasadási valószínűség spektrumában Back és társai [Ba71] 5.0 MeV-nél egy gyenge, keskeny rezonanciát és 5.15 MeV körül egy kiemelkedést vagy rezonanciát találtak. A ^{236}U magra (d, pf) reakcióban keskeny, gátalatti hasadási rezonanciák sorozatát elsőként Goldstone és társai [Go75] és Just és társai [Ju80] figyelték meg. A mért rezonanciaenergiák a 21c) ábrán vannak feltüntetve. Az ezeknek a rezonanciáknak megfelelő állapotokat a kiértékelés során a második völgyben, a belső gáthoz közelieknek tételezték fel.

Az 5.05-5.2 MeV gerjesztési energiatartományra való kiértékelés eredménye a 23. ábrán található. Itt a prompt hasadási valószínűség (23a) ábra) a korábban a felső tartományban leírtakhoz hasonlóan elvégzett rotációs sávok illesztésekkel együtt van ábrázolva. Míg a rotációs sávok állapotainak spin-függő gerjesztési valószínűségeinek kezdőértékei Back és társai [Ba71] DWBA számolásaiból származnak, addig a 23a) ábrán feltüntetett optimalizált illesztéshez szükség volt ezek módosítására. Már Back és társai munkájából is nyilvánvaló azonban, hogy a gerjesztési energia csupán néhány száz keV-es változtatása a gerjesztési valószínűségekben egy hármas faktorig terjedő változást okozhat. Továbbá azt is tekintetbe kell venni, hogy a DWBA-számolások alapjául szolgáló Nilsson egyrészecke séma a nehéz magok tartományában és nagy gerjesztési energiáknál, ami az esetünk is, eleve nagy bizonytalanságokkal terhesek. Ezért a spin-függő gerjesztési amplitúdóknak az illesztésben való változtatása igazolható.

A hasadási valószínűségek és az A_2 szögkorrelációs együtthatók 5.05-5.2 MeV tartományban való együttes leírásához a K 1-4-ig terjedő értékeit kellett használnunk. Ez különbözik az 5.2-5.4 MeV közötti gerjesztési tartományban használt magasabb K értékektől. A 23a) ábrán a nyilak a sávfejek helyzetét mutatják és feltüntetjük a K értékeit is.



23. ábra. a) A P_f hasadási valószínűség a $^{235}\text{U}(d,pf)$ reakcióra 5.2 MeV alatti energiákra. A folytonos vonal a különböző rotációs paraméterek feltételezésével, átlapoló rotációs sávokkal történt legjobb illesztés eredménye. A nyilak a sávfejek helyzetét jelölik, a számok a sáv K értékei. b) Az illesztés normált χ^2 értékei. A legjobb illesztést a rotációs paraméter 2.4 ± 0.7 keV értékével kaptuk. c) A hasadási valószínűségekből számolt A_2 szögkorrelációs tényező.

Az A_2 együttható előjelváltása a felső tartományban való negatívból az alsó tartomány nagyrészt pozitív értékéig már jelzi, hogy az alacsonyabb energiákkal a csökkenő K értékek felé tartunk. Az 23. ábra b) részében látható szögkorrelációs együtthatót illesztő görbét a 23. ábrán található hasadási valószínűségekből származtattuk. Az illesztés minőségét a 23c) ábra szemlélteti.

A 23c. ábra szerinti legjobb illesztésnek a rotációs paraméter $\hbar^2/2\Theta$

= 2.4 ± 0.7 keV értéke felel meg, ami hiperdeformált konfigurációra utal. Ez ellentétes a régi elképzeléssel, miszerint a bomló vibrációs gerjesztés a szuperdeformált második minimumból származik. Ha a második völgybeli egymást átlapoló rotációs sávokkal, $J = 2^+, 4^+, 6^+, 8^+$ spin értékekkel és a szuperdeformált sávokat jellemző $\hbar^2/2\Theta = 3.3$ keV-es rotációs paraméterrel illeszttem, akkor a mért értékek nem kaphatók meg.

Az ^{234}U -ra vonatkozó előző munkánkhoz [Kr99] hasonlóan, ahol a harmadik völgy alapállapotú gerjesztési energiáját vizsgáltuk, a harmadik völgy mélységét a $K = 4,5$ rotációs sávok $J = 5$ állapotai átlagos távolságainak segítségével határoztam meg. A kísérletileg kapott távolságokat a módosított Fermi-gáz formulával számolt átlagos nívótávolságokkal hasonlítottam össze. A Rauscher és munkatársai [Ra97] által használt módosított Fermi-gáz formulát használtam, figyelembe véve az általuk meghatározott paramétereket. A Rauscher által használt módosított Fermi-gáz-formula a következő:

$$\rho(U, J, \pi) = \frac{1}{2} \cdot F(U, J) \cdot \rho(U) \quad , \quad (51)$$

ahol

$$\begin{aligned} \rho(U) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi} \cdot \sigma} \cdot \frac{\sqrt{\pi}}{12a^{1/4}} \cdot \frac{\exp(2\sqrt{aU})}{U^{5/4}} \\ F(U, J) &= \frac{J+1}{2\sigma^2} \cdot \exp\left(\frac{-J(J+1)}{2\sigma^2}\right) \end{aligned} \quad (52)$$

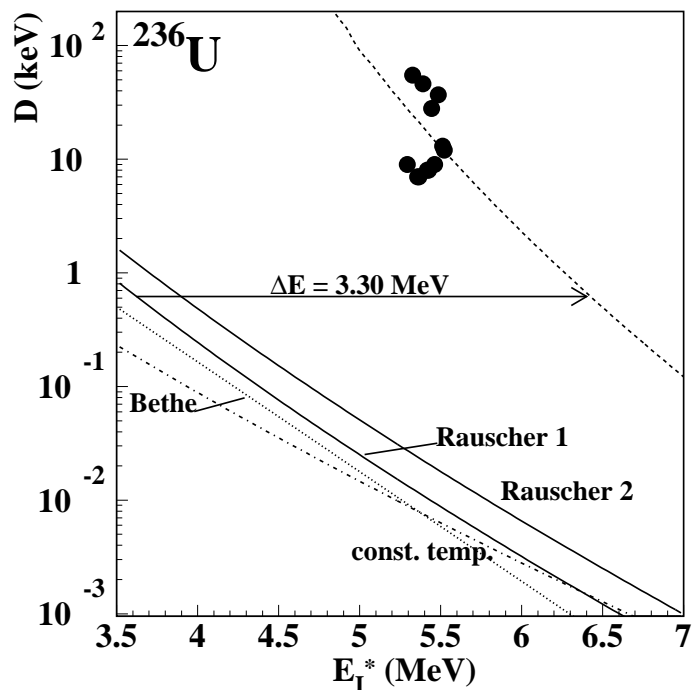
A spinfüggő $F(U, J)$ tagot a σ spinlevágási paraméter határozza meg. A számításához a merev test tehetetlenségi nyomatékát használtam. Az U effektív gerjesztési energia az alapállapotú völgyben a $\Delta_{p,n}$ párkölcsönhatási energiákkal történő eltolással fejezhető ki .

$$U_I = E^* - \delta \quad \text{ahol} \quad \delta = \frac{1}{2}[\Delta_p + \Delta_n] \quad (53)$$

A harmadik völgy állapotsűrűségében szereplő effektív gerjesztési energia kifejezésekor figyelembe kell venni a harmadik völgy E_{III} energiáját is. A Δ párhézag, ami a δ visszatolási együtthatóval áll összefüggésben, a [Ra97]-ben megadott (19.) egyenlet szerint a szomszédos magok kötési energiáinak különbségéből van kiszámolva. A gerjesztési energiától függő a nívósűrűség-paraméter számításához szintén az irodalomban [Ra97] megadott (14.) képletet használtam, amelyben a $C(Z,N)$ mikroszkópikus korrekció gerjesztési energiától függ. Ezt Möller [Mö95] számolásaiából vettem. Feltételeztem, hogy a Rausher által az I. potenciálvölgy állapotaira történő illesztéssel meghatározott paraméterértékek a III. völgyben is érvényesek maradnak. A ^{240}Pu esetén hasonló feltétel alapján határozták meg a második völgybeli állapotokat [Gl76]. Figyelembe véve, hogy a $C(Z,N)$ mikroszkópikus korrekció függ a gerjesztési energiától, a számított görbét 3.3 MeV-rel el kellett tolni, hogy a kísérleti értékeket reprodukálni tudjam. Ezt a 24. ábrán látható nyíl jelöli.

Ennek alapján a harmadik völgy mélységére a 3.3 MeV értéket kapjuk. Ahhoz, hogy a völgymélység meghatározásának hibáját megkapjuk, a szintkülönbségeket ugyanazokkal a paraméterekkel, ám az adatainkból származtatott tehetetlenségi nyomatékkal határoztuk meg, ez az 24. ábrán Rauscher 2 -vel van jelölve, valamint más parametrizálással (Bethe és állandó hőmérséklet), a magyarázat a [Kr99] munkában található. Ennélfogva a harmadik völgy alapállapot energiájára kapott hibát 0.40 MeV-re becsülhetjük, így végeredményben $E_{III} = 3.3 \pm 0.4$ MeV.

Ćwiok és társai elméleti becslése szerint a ^{236}U harmadik völgyének mélysége 3.8 MeV. Eredményünk ezzel és korábbi munkánk [Kr99] ^{234}U -ra kapott eredményével, $E_{III} = 3.1 \pm 0.4$ jó egyezésben van. Ezek a hiperdeformált konfigurációk feltérképezésének első eredményei.



24. ábra. A $J=5$ spinű állapotok átlagos távolsága az ^{236}U harmadik völgyében a gerjesztési energiák függvényeként. A folytonos, a szaggatott és a pont-vonás görbék a szövegben leírt különböző képleteknek felelnek meg. A kísérleti pontokon áthaladó pontozott vonal a 'Rauscher 1'-el jelölt görbe $\Delta E=3.30$ MeV-es eltolásával adódik.

9. A hasadványok tömeg- és kinetikus energiaeloszlása

Hasadási termékek tömeg-, illetve kinetikus energiaeloszlását az elmúlt évtizedek során nagyon sokoldalúan tanulmányozták mind a természetben előforduló spontán hasadó atommagok, mind a neutronnal vagy

töltöttrészecskével indukált hasadás esetében, lásd pl. Vandenbosch és Huizenga [Va73] valamint Wagemans [Wa91] összefoglaló munkáit.

A fragmentumok tömegeloszlása szimmetrikusnak tekinthető, ha az eloszlás csúcsa a hasadó mag tömegszámának felénél található. A tömegeloszlás általában szimmetrikus, ha a hasadó közbenső mag könnyebb a radonnál, vagy nehezebb a fermiumnál. A gerjesztési energia növelésével szintén szimmetrikussá válik a tömegeloszlás.

Kis gerjesztési energiáknál, valamint az aktinoidák esetén a Th - Es tartományban aszimmetrikus a tömegeloszlás. Az aszimmetrikus hasadás tömegeloszlásában jellegzetes kettős csúcs mutatkozik, a csúcs/völgy (P/V) arány általában 1000. A két fragmentum egyértelmű elkülönülése miatt beszélhetünk könnyű és nehéz fragmentumokról.

Spontán hasadás során egy adott (tömeg, töltés) fragmentációra a felszabaduló teljes energia, a reakció Q értéke az alapállapotú magok tömegeiből könnyen kiszámolható [Wa91]. Indukált hasadás esetén figyelembe kell venni a hasadó mag gerjesztési energiáját is. Az urán izotópok gát közeli hasadását vizsgálva, átlagolva a lehetséges fragmentációt, a Q érték ≈ 200 MeV. Közvetlenül a hasadás után ez az energia a hasadványok kinetikus és gerjesztési energiája között oszlik meg. A teljes kinetikus energia (TKE) a könnyű és a nehéz hasadvány kinetikus energiájának az összege. Urán izotópok esetén a TKE átlagértéke ≈ 170 MeV.

A hasadványok töltésének, tömegének valamint kinetikus energiájának vizsgálata a hasadás folyamatáról fontos információkat adhat. Hogyan oszlik meg a hasadó mag energiája, miközben a nyeregpontri állapotból eléri a hasadás pillanatát, milyen a mag alakja a kettészakadás pillanatában? Ezek a hasadás legérdekesebb kérdései. Az, hogy a hasadási út melyik pontja határozza meg a hasadványok tömeg- és

kinetikus energiaeloszlását, szintén a régóta megválaszolható kérdések közé tartozik.

Az egyes rezonanciák tömegeloszlásában a szimmetrikus és az aszimmetrikus hasadás arányának a változását vizsgálva, az $^{235}\text{U}(n,f)$ reakcióban közbelső mag átmeneti állapotainak K kvantumállapotaira tudtak következtetéseket levonni. [Ha89].

Már a 60-as években Fraser és Milton [Fr66] ^{233}U , ^{235}U és ^{239}Pu termikus neutronokkal indukált hasadását vizsgálva a tömegeloszlásban a nehéz hasadványok esetén, a 134 és 146-os tömegek tartományában finomszerkezetet talált, s ez a szerkezet elsősorban a nagy kinetikus energiáknál jelent meg.

A ^{232}Th hasadásának vizsgálatára igen sok mérési adat található az irodalomban. Vannak közöttük olyanok is, amelyek a maghasadást a rezonanciatartományba eső ($E_n = 1.6$ MeV) energiájú neutronokkal idézték elő [La83, Tr79, Hol71, Ser68, Mal85, Bu82]. A mérési elrendezésük valójában mindig hasonló volt. A hasadási termékek energiáját két félvezető detektorral koincidenzában mérték. A kísérleti eredmények feldolgozását a Schmidt és munkatársai [Sch65, Sch66] által bevezetett dupla energiamérés módszerével végezték.

A kis hatáskeresztmetszetek (<150 mb) és kis intenzitású neutronnyalábok miatt általában nagy felületű, a céltárgyhoz közel helyezett detektorokat használtak [Tr79, Hol71, Ser68, Mal85]. Előfordult az is, hogy a céltárgyat magára az egyik detektorra párologtatták rá. Egy esetben pedig a hasadványok szögeloszlását is mérték [Bu82].

A Th atommagok hasadása eltérő jelenségeket mutatott mind a kísérleti szisztematikáktól, mind az elméleti előrejelzésektől [Tr79, Hol71, Ser67, Car77]. Az irodalomban ezek az eltérések "Th-anomália" néven váltak ismertté.

A hasadási rezonanciák környékén a hasadványok jellemzői is a

megszokottól eltérően viselkednek. Így pl. a neutronenergia függvényében a hasadványok teljes kinetikus energiájának (TKE) erős fluktuációját figyelték meg [Tr79, Hol71, Ser67, Car77].

A $^{232}\text{Th}(n,f)$ reakcióban keletkező neutronok átlagos számának ($\langle \nu_{tot} \rangle$) viselkedése a gerjesztési energia függvényében szintén anomáliát mutatott [Tr79, Hol71, Ser67, Car77]. Kis gerjesztési energiák esetén egy nem várt, enyhe csökkenésről számoltak be. A gerjesztési energia növelésével a $\langle \nu_{tot} \rangle$ a várakozásnak megfelelően növekedni kezdett [Ser67]. Caldwell és munkatársai hasonló jelenségről számoltak be a $^{232}\text{Th}(\gamma,f)$ reakció vizsgálatakor [Ca80, Cal80]. A szerzők monoenergetikus fotonokat felhasználva egy sor aktinoida atommagra mérték a (γ,f) hatáskeresztmetszeteket és a $\langle \nu_{tot} \rangle$ mennyiséget.

A ^{232}Th esetén a $\langle \nu_{tot} \rangle$ értéke $E^* = 6 - 8$ MeV környékén csökkent, majd nagyobb gerjesztési energiák felé ismét növekedett, ellentétben a többi aktinoida atommaggal, amelyek esetén a $\langle \nu_{tot} \rangle$ a teljes energiatarományban növekedett. Findlay és munkatársai [Fi86], akik fékezési sugárzást használtak a ^{232}Th hasítására, hasonló eredményeket kaptak.

Az elmúlt 20 év során a detektálási technika fejlődésével több kísérletet is végeztek az ún. hideg hasadás jellemzőinek tanulmányozására. A hideg hasadás azt jelenti, hogy a hasadványok kinetikus energiájának összege nagyon közel van, vagy megegyezik a reakció Q értékével. A hasadványok alapállapotban keletkeznek, nincs neutron-kibocsátás, a hasadványok tömegeloszlásának szerkezetét a héj- és pár- effektusok határozzák meg.

A tömeg és kinetikus energia radiokémiai vizsgálati módszerét fizikai módszerek váltották fel [Wa91]. A spontán és neutronindukált hasadás vizsgálatára a kettős ionizációs kamra lehetővé teszi a hasadványok energiájának, tömegének, töltésének egyidejű rögzítését. A több-

dimenziós ún. hasadvány-spektrométerek kifejlesztése a hideg hasadás vizsgálatában nagy előrelépést jelentett [Khr91].

Küszöb környéki bombázó energiáknál Blons és munkatársai a Th izotópok esetén (n,f) reakcióval vizsgálva a hasadást, rezonanciákat figyeltek meg a hasadási valószínűségben. Később a $^{232}\text{Th}(d, pf)^{233}\text{Th}$ vizsgálata során a korábban $E_n = 1.6$ MeV bombázó energiánál észlelt rezonanciát hiperdeformált rezonanciaként azonosították. [Bl84]

A ^{232}Th esetén Ówiok és munkatársai számolásokat végeztek, és a korábbi számolásokkal ellentétben [Be87], a harmadik völgy mélységét nagyobbak jósolták. A harmadik völgy szerkezetét egy gömbszerű (vagy közel gömbszerű) nehéz mag ^{132}Sn és egy erősen deformált könnyű mag ^{100}Zr együtteséből álló rendszerként írták le.

Felmerült a kérdés, a hasadványok tömegeloszlásának a vizsgálata lehetőséget nyújt-e a HD állapotok szerkezetének tanulmányozására. Erre a célra a $^{232}\text{Th}(n, f)$ reakció kedvezőnek bizonyult, a monoenergetikus neutronok előállítására rendelkezésünkre állt az intézet 5 MeV-os Van de Graff generátora. Az intézetben az ionizációs kamra megtervezése és elkészítése is megvalósítható volt.

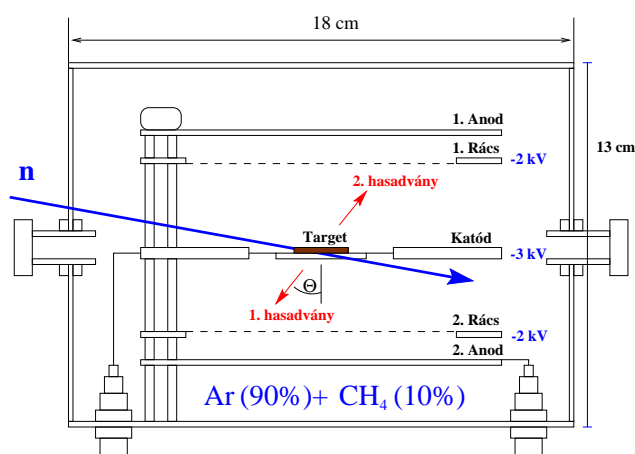
9.1. $^{232}\text{Th}(n, f)$ reakcióban keletkezett hasadványok tömegeloszlásának mérése

A célunk a ^{232}Th monoenergetikus neutronokkal indukált hasadásból származó hasadványok tömeg- és TKE eloszlásának vizsgálata volt az $E_n=1.6$ MeV rezonancia körül egy szélesebb energiatartományban. A monoenergetikus neutronokat $^7\text{Li}(p, n)$ reakcióban állítottuk elő az $E_p=3.2 - 3.425$ MeV energiatartományban, amely $E_n=1.5 - 1.7$ MeV neutronenergiának felel meg. A bombázó energiát 25 keV-os lépésekben változtattuk. A kívánt energiájú protonokat az első kísérletek során az ATOMKI 5 MeV-os Van de Graff generátora, később Karlsruheben

a Kutatócentrum Van de Graaff gyorsítója biztosította. A $200\mu\text{g}/\text{cm}^2$ fém ${}^7\text{Li}$ targetet $50\mu\text{A}$ protonnyaláb bombázta. Az átlagos neutronfluxus a Th target helyén $\approx 1.8 \times 10^6$ neutron/ cm^2s volt. A ${}^{232}\text{ThO}_2$ target ($12.6\text{ cm}^2 \times 100\ \mu\text{g}/\text{cm}^2$) az ionizációs kamra katódjának a közepére volt elhelyezve.

9.2. Ionizációs kamra

A hasadványok kinetikus energiájának a mérésére egy kettős ionizációs kamrát építettünk. A kamra felépítése a 25. ábrán látható. A



25. ábra. A kettős ionizációs kamra felépítése

kamrát Budtz-Jorgensen közleménye [Bu87] alapján terveztük. A két ionizációs kamra egy közös katóddal rendelkezik, amelyre elhelyeztük a céltárgyat. A kamra $90\% \text{ Ar} + 10\% \text{ CH}_4$ gázkeverékkel, 10^5Pa nyomásra volt feltöltve. A kísérlet során a gázt áramoltattuk.

A hasadványok által a gázban keltett ionpárok száma a hasadványok energiájával és töltésével arányos. A katód és a rács közötti tér hatására az elektronok az anód irányába mozognak. A rács szerepe az anód árnyékolása a mozgó elektronok illetve pozitív ionok által indukált töltésekre. A katód és a rács közötti távolság 2.3 cm, amely elegendő ahhoz, hogy a hasadványok teljes energiájukat leadják a gázban, mielőtt elérik a rácsot. A rács és az anód közötti távolság 0.7 cm.

Amennyiben a rács árnyékolása ideális, az anódon megjelenő töltés a hasadvány energiáját jellemzi.

Az irodalomban [Bu87] leírtak alapján a rács és az anód jelét elektronikusan összegezve, az összegjel és az anódjel hányadosa egyértelműen meghatározza a hasadványok targetből való kilépésének szögét. Így a két anódjel, P_{and} , a két összegjel P_{sum} tartalmazza a hasadványok E energiájára, A tömegére, Z töltésére és a kilépés szögére vonatkozó információkat.

9.3. Kísérleti adatok feldolgozása

A feldolgozást a Budtz-Jorgensen által leírt eljárás alapján végeztem [Bu87]. A Th α -bomlásából származó α -sugárzás energiáit használtam fel az energiahitelesítéshez.

Ideális esetben a rács árnyékolja az anódot a katód és a rács közötti térben mozgó elektronok vagy pozitív töltésű ionok által indukált töltésektől. A valóságban ez nem teljesül. A rács nem tökéletes árnyékolása miatti η hatásfokveszteség az ionizációs kamra geometriájától függ, és a következő képlet segítségével számolható:

$$\eta = \frac{d}{2\pi p} \log \left(\frac{d}{2\pi p} \right), \quad (54)$$

ahol d a rácsot alkotó szálak közötti távolság, r a rács sugara, p az

anód és a rács közötti távolság [Bu49]. A fenti képletet alkalmazva kiszámítottam a η értékét, amelyre 0.023-at kaptam. Az irodalomban [Bu87] leírtak és a megadott

$$P_{andc} = P_{and}^{unc} + \eta \cdot (P_{and}^{unc} - P_{sum}) \quad (55)$$

képlet alapján korrigáltam az anód jelét. A P_{and}^{unc} jelenti az ADC-nől kiolvasott anód jelet, P_{andc} a korrigált anódjel.

Az energia kiszámításához szükség volt még az ún. 'pulse hight defect' (PHD) figyelembevételére, amelyet a nemionizáló ütközések okoznak a gázban. A PHD függ a detektorban alkalmazott gáztól, a hasadványok energiájától, töltésétől és rendszámától. Mivel a detektorunk a [Bu87] -ben leírtak alapján készült, a Budtz-Jorgensenék által megadott PHD értékeket vettük. Könnyű hasadványok esetén ez az érték 2.5 és 3.5 MeV között van, nehéz hasadványok esetén pedig 5 és 6 MeV között van. Mindkét esetben az átlagértéket, azaz a 3.0 MeV, illetve 5.5 MeV értékeket választottam.

A korrigált anódjelből (P_{andc}), valamint az anód és a rács elektronikusan összegzett jeléből (P_{sum}) a hasadványok céltárgyból való kilépésének a detektor tengelyéhez viszonyított θ szögét a következő formula alapján határoztam meg:

$$P_{sum}/P_{andc} = 1 - (\bar{X}/D)\cos\theta \quad (56)$$

Ebből

$$\cos\theta = (1 - P_{sum}/P_{andc})/(\bar{X}/D) \quad (57)$$

Az $\bar{X}(E,A,Z)$, a hatótávolság, amely függ a hasadvány energiájától, a tömegétől és a töltésétől. A hasadásban ezek a mennyiségek erősen korreláltak. Első közelítésben elegendő, ha csak az energiafüggést tételezzük fel. D a katód és a rács távolsága. A P_{sum}/P_A arány értéke $1 - \bar{X}/D$ és 1 között van. Így az \bar{X}/D kísérletileg meghatározható.

Ezeket, valamint a $\cos\theta$ értékeket mindkét detektorban külön-külön határoztam meg a nehéz és a könnyű hasadványra.

A targetbeli energiaveszteség minél pontosabb ismerete érdekében először a vizsgált energiatartományra együttesen állapítottam meg az energiaveszteséget a könnyű és a nehéz hasadványokra a target mindkét oldalára vonatkozóan. Mind a négy esetben ábrázoltam az anódjelet az $1/\cos\theta$ függvényében. Az illesztett egyenes meredeksége megadja a targetból való kilépés szögétől függő ΔE energiaveszteséget. Így az energiaveszteség könnyű hasadványokra $2.6 \text{ MeV}/\cos\theta$, illetve $3.8 \text{ MeV}/\cos\theta$ a hátlap felőli oldalon, nehéz hasadványokra $2.8 \text{ MeV}/\cos\theta$, illetve $4.9 \text{ MeV}/\cos\theta$ a hátlap felőli oldalon. A meghatározás hibája átlagosan $\pm 7\%$.

Az energiát a következő képlet alapján számítottam ki:

$$E = A_o \cdot P_{andc} + PHD(E, Z, A) + \frac{\Delta E}{\cos\theta} \quad (58)$$

Az A_o kalibrációs állandót a Th α -spektrumából határoztam meg, ennek PHD függése elhanyagolható.

A hasadványok tömegét az un. „kettős kinetikus energia” módszerből nyertük. Ehhez a tömeg és impulzusmegmaradás alapján a következő képletet alkalmaztuk:

$$M_{L,H} = M_C \cdot E_{H,L}/(E_H + E_L) \quad (59)$$

ahol M_C a hasadó mag tömege, E_H , E_L a nehéz, illetve a könnyű hasadványok mért kinetikus energiája.

10. A ^{233}Th hasadványainak tömeg- és kinetikus energiaeloszlása

A mért teljes kinetikus energia (TKE) a könnyű és a nehéz hasadvány kinetikus energiájának összege.

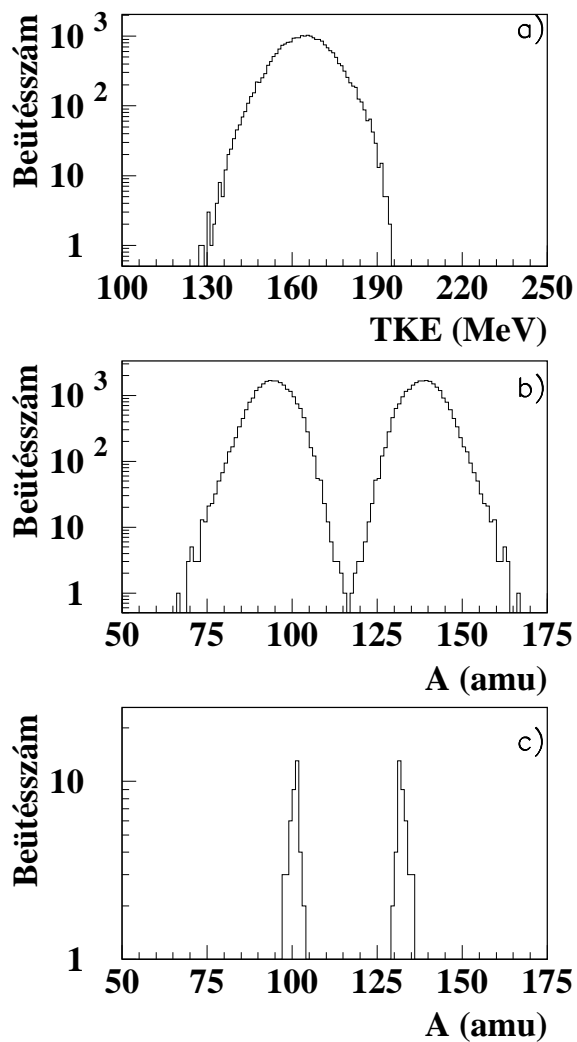
A vizsgált teljes energiatartományra meghatározott TKE-eloszlás a 26a), a tömegeloszlás pedig a 26b) ábrán látható. A hasadványok TKE-eloszlását Gauss függvénnyel illesztettem. A kapott átlagérték 164.4 ± 0.1 MeV. A tömegeloszlást két, azonos amplitúdójú és azonos σ -jú Gauss függvény összegével illesztettem. Az illesztéssel σ -ra 5.43 ± 0.02 amu. értéket kaptam, az átlagértékekre $M_L = 94.22 \pm 0.04$ amu-t a könnyű hasadványok és $M_H = 138.78 \pm 0.04$ amu-t a nehéz hasadványokra

A nagy teljes kinetikus energiával ($190 < \text{TKE}$) rendelkező hasadványokat külön is vizsgáltam. Ebben az esetben a hasadványok kinetikus energiája a reakció Q -értével egyenlő, vagy ahhoz nagyon közeli érték. Ekkor a neutronemisszió energetikailag tiltott. Ezeknek az eseményeknek a tömegeloszlása a rendszerünk tömegfelbontását tükrözi, esetünkben ez ~ 2 amu. A 26c) ábrán ezeknek az eseményeknek a tömegeloszlása látható.

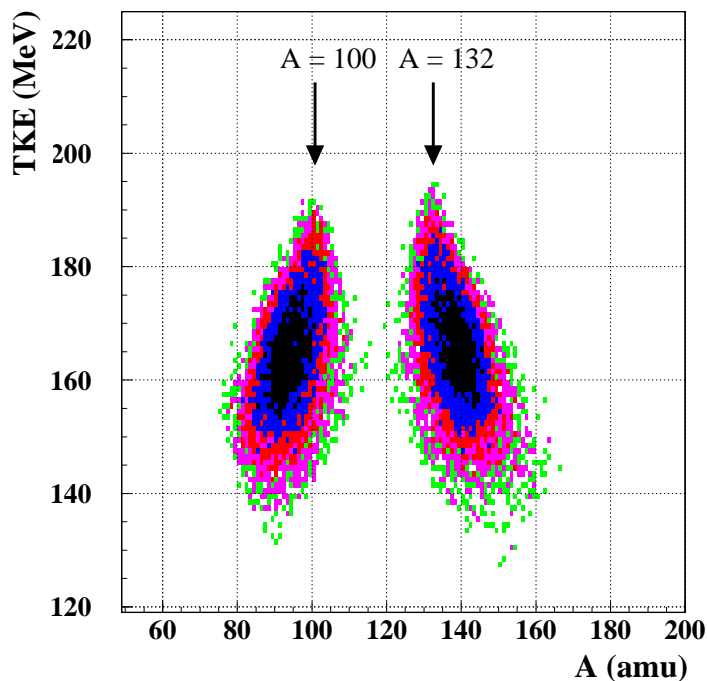
A teljes energiatartományt tekintve ábrázoltam a TKE-eloszlást a tömegeloszlás függvényében (27. ábra).

A tömegeloszlásban a nagyobb TKE-értékek felé haladva jól meghatározott keskenyedést figyelhetünk meg. A könnyű hasadványok $A = 100$, a nehéz hasadványok $A = 132$ körül csoportosulnak.

Minden egyes bombázó energia esetén meghatároztam a tömeg- és a teljes kinetikusenergiaeloszlást. Az illesztéssel meghatározott σ értékeket a bombázó energia függvényében ábrázoltam a 28.b) ábrán.. A 28.a) ábrán a Blons és munkatársai [Bl75] által megfigyelt HD



26. ábra. a) TKE-eloszlás a teljes energiatartományra, b) tömegeloszlás a teljes tartományra, c) tömegeloszlás TKE > 190 MeV esetén.



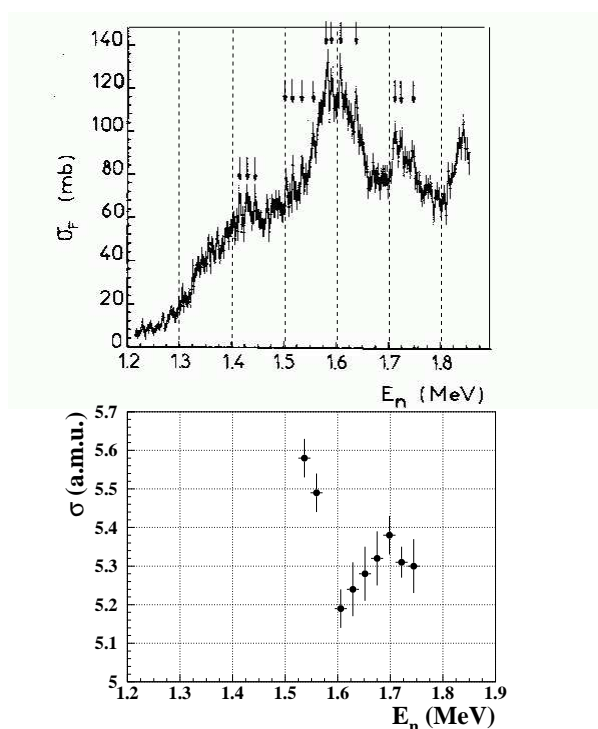
27. ábra. TKE a tömegeloszlás függvényében

rezonanciák láthatók.

Az 1.6 MeV neutronenergia körüli rezonanciához közeledve néhány %-os csökkenés, majd emelkedés, s az 1.7 MeV-es rezonancia felé ismét kis csökkenés tapasztalható. Ezek a változások kicsik, 10% alatt vannak.

A teljes kinetikus energia eloszlását 10 MeV-es tartományokra bontva az egyes tartományokhoz tartozó tömegeloszlásokat vizsgáltam a bom-bázó energia függvényében. Az egyes TKE-tartományhoz tartozó σ -értékeket az 1. táblázat tartalmazza.

Az első csoport tömegeloszlásának szélessége semmiféle tendenciát



28. ábra. a) A $^{232}\text{Th}(n,f)$ reakcióban Blons és munkatársai által megfigyelt HD rezonanciák. b) A különböző bombázó energiáknál mért tömegeloszlás σ -ja a bombázó energia függvényében.

nem mutat. A második csoport esetében a bombázó energia függvényében az 1.51 MeV és 1.61 MeV közötti tartományban kb 12%-nyi csökkenés tapasztalható. Az 1.61 MeV bombázó energia felé haladva a következő csoport esetén is tapasztalható egy kisebb csökkenés. A legérdekesebb az utolsó tartomány, a 180 MeV-nél nagyobb kinetikus energiával rendelkező hasadványok tömegeloszlása. Ebben a tartományban a hasadványok kinetikus energiája nagy, a hasadás Q -értékéhez közeli, tehát itt a neutronemisszió energetikailag tiltott. Az 1.51 MeV-es bombázó energiánál a legnagyobb az eloszlás félszélessége, 1.61 MeV-hez

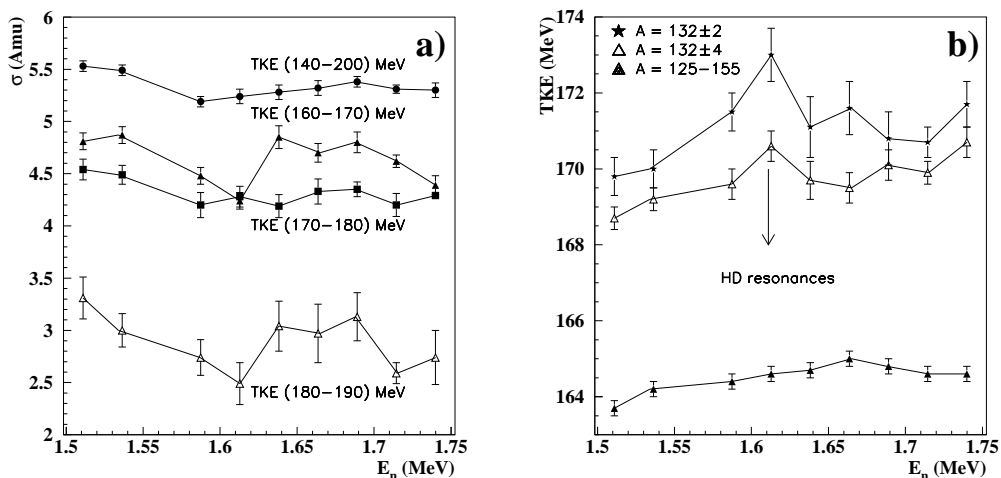
| E_n | TKE | TKE | TKE | TKE |
|-------|------------|------------|------------|------------|
| MeV | MeV | MeV | MeV | MeV |
| | 150-160 | 160-170 | 170-180 | 180< |
| | σ_1 | σ_2 | σ_3 | σ_4 |
| 1.51 | 5.07±0.10 | 4.81±0.08 | 4.54±0.10 | 3.31±0.2 |
| 1.53 | 5.50±0.11 | 4.87±0.08 | 4.49±0.09 | 3.00±0.16 |
| 1.59 | 5.12±0.12 | 4.48±0.08 | 4.20±0.09 | 2.74±0.17 |
| 1.61 | 5.73±0.21 | 4.24±0.08 | 4.28±0.12 | 2.49±0.20 |
| 1.64 | 5.11±0.16 | 4.85±0.11 | 4.19±0.10 | 3.04±0.24 |
| 1.66 | 5.22±0.18 | 4.70±0.09 | 4.33±0.11 | 2.97±0.28 |
| 1.69 | 5.02±0.18 | 4.80±0.10 | 4.35±0.12 | 3.13±0.23 |
| 1.72 | 5.74±0.11 | 4.62±0.06 | 4.20±0.07 | 2.59±0.10 |
| 1.74 | 5.13±0.15 | 4.39±0.11 | 4.29±0.11 | 2.74±0.26 |

4. táblázat. A különböző TKE(MeV) tartományoknak megfelelő σ értékek.

közeledve csökkenés tapasztalható, a következő energiánál már ismét szélesebb az eloszlás, a σ értéke 3 körül ingadozik. 1.72 MeV-nél ismételtén határozott csökkenés tapasztalható. A táblázatban feltüntetett nagyobb TKE-tartományokhoz tartozó σ -értékek a bombázó energia függvényében a 29 a) ábrán láthatók.

A tömegeloszlások Gauss-függvénnyel történő illesztése nem csupán az eloszlás szélességére ad információt, hanem a könnyű és nehéz hasadványok átlagos tömegére is. A 180 MeV-nél nagyobb TKE-hez tartozó tömegeloszlások középértéke könnyű hasadványok esetén 100 körül, nehéz hasadványok esetén 132 körül van.

Kiválasztottuk az $A = 132$ körül két, az $A = 132 \pm 2$ és $A = 132 \pm 4$ tartományt, és az ezen tömegszám-tartományokhoz tartozó hasad-



29. ábra. a) A különböző TKE-tartományokhoz tartozó tömegeloszlások szélessége a bombázó energia függvényében. b) Az $A = 132$ tömegszám körüli tartományokhoz tartozó TKE változása a bombázó energia függvényében.

ványok teljes kinetikus energiájának viselkedését a bombázó energia függvényében vizsgáltuk. Az 29b). ábrán látható az $A = 132$ körüli két különböző tömegszám-tartományhoz, valamint a teljes tömegszám-tartományhoz (125-155) tartozó TKE-érték a bombázó energia függvényében.

A teljes kinetikus energia az $A=125-155$ tömegszám-tartományra a HD rezonanciának megfelelő neutronenergiánál semmiféle eltérést nem mutat. Amikor az $A=132 \pm 2$ szűk tömegszám-tartományt vizsgáltuk, az 1.6 MeV neutronenergiánál, ahol a HD rezonanciát jósolták, a teljes kinetikus energia lassú, monoton növekedésétől lényegesen eltérő viselkedést tapasztaltunk. Egyrészt az így kiválasztott tömegszám-tartományhoz tartozó hasadványok kinetikus energiája az összeshez vi-

szonyítva közel 10 MeV-vel nagyobb, ráadásul a HD rezonanciánál egy határozott növekedés látható.

Eredményeink azt mutatják, hogy a HD állapotokból történő hasadás esetén is nagy számmal keletkeznek erősen gerjesztett állapotban lévő hasadványok. A hideg hasadási termékek tömegeloszlásának félértékszélessége a bombázó energia függvényében csökken, minimális a HD rezonanciánál $\sigma = 2.5 \pm 0.2$ amu. Az eloszlások középértéke $M_L=100$, $M_H = 132$. Az $M = 132$ tömegszám körül kiválasztva egy szűk tömegszám-tartományt, a teljes kinetikus energia átlagértéke mintegy 10 MeV-el nagyobb, mint a teljes tömegszámú tartomány esetén. Arra következtethetünk, hogy a hideg hasadási termékek tömegeloszlásában a kétszer mágikus, 132-es tömegszám környéki hasadványok nagyobb valószínűséggel keletkeznek. Ez arra utal, hogy a hasadó hiperdeformált mag állapota a hasadvány héjszerkezetére vonatkozó jellemzőkkel rendelkezik. Ez az eredményünk igazolja Ówiok és munkatársai [Ów94] és Shneidman és munkatársai [Shn00] előrejelzéseit, miszerint a hasadó hiperdeformált magok dinukleáris klaszterszerkezetet mutatnak.

11. Összefoglalás

A dolgozatomban ismertetett vizsgálatok két, az atommag általános tulajdonságaihoz köthető területet érintenek. Ezek a neutronbőr és az erősen deformált magalakok tanulmányozása. Vizsgálataink napjaink magszerkezetkutatásának élvonalába tartoznak.

A mérési módszereink mindkét esetben az atommagok rezonancia-állapotainak vizsgálatán alapultak. Az izovektor dipólus óriásrezonancia hatáskeresztmetszetének és a spin-dipólus óriásrezonancia erősségének a méréséből a neutrongazdag atommagok neutronbőrének vastagságát határoztuk meg. A könnyű aktinoidák neutron- vagy töltötttrészecske-indukált hasadásának hatáskeresztmetszetében megjelenő rezonanciák finomszerkezetének a tanulmányozása pedig az aktinoidák hiperdeformált állapotainak kimutatását tette lehetővé.

Az atommagok neutronbőr-vastagságának a vizsgálatát a groningeri (Hollandia) magfizikai intézetben (KVI) végeztük.

Az ^{208}Pb neutronbőrének vastagságát az izovektor dipólus óriásrezonancia hatáskeresztmetszetének ($\alpha, \alpha'\gamma_0$) reakcióban történő méréséből határoztuk meg. Az ^{208}Pb céltárgyat $E_\alpha=196$ MeV-es α nyalábbal bombáztuk, a rugalmatlanul szóródott α részecskék energiáját és szórási szögét a nyaláb irányához 2.8° -os szögben a Big Bite mágneses spektrográffal és az EuroSuperNova együttműködésben készült fókuszsíkdetektor-rendszerrel határoztuk meg. Az izovektor dipólus óriásrezonancia a monopólus és kvadrupólus óriásrezonanciák, és a rugalmatlan α -szórásban gerjesztődött folytonos háttérből való kiemelését $\alpha - \gamma_0$ koincidencia méréssel végeztük. A dipólus óriásrezonancia alapállapotra történő bomlásakor keletkező γ_0 sugárzást antikoincidencia árnyékolással ellátott NaI(Tl) és Ge típusú Clover + BGO spektrométerrel detektáltuk.

A neutronbőr vastagság vizsgálatának másik módja a spin dipólus

óriásrezonancia erősségének a neutronbőr vastagságától való függésén alapul. A vizsgálatokat a természetben előforduló leghosszabb stabil izotóplánc, az ón-izotópok esetén végeztük. 177 MeV-es ^3He nyalábbal ($^3\text{He},t$) töltéscserélő reakcióban, a $^{112,114,116,118,120,122,124}\text{Sn}$ izotópokban gerjesztettük az izovektor spin dipólus óriásrezonanciát. A reakcióból származó tritonok energiáját és szórási szögét a nyaláb irányához képest 0° -os szögbe állított Big Bite spektrográf és az EuroSuperNova detektor-rendszerrel határoztuk meg.

A kísérleti adatok feldolgozásának jelentős részét én végeztem.

A neutronbőr vastagságának méréseiből kapott eredményeket a következőkben foglalom össze:

- A kísérleti adatokból meghatároztam a $^{208}\text{Pb}(\alpha, \alpha'\gamma_0)$ hatáskeresztmetszetet, ami $336 \pm 34 \mu\text{b}/\text{sr}$ -nak adódott. A kísérleti hatáskeresztmetszetet a neutronbőr vastagság függvényében végzett csatolt csatornás számítások eredményeivel hasonlítottam össze. Ennek alapján az ^{208}Pb neutronbőr-vastagságára a 0.12 ± 0.07 fm értéket kaptam. Ez hibahatáron belül egyezik a KVI-ben korábban $E_\alpha=120$ MeV bombázó energiánál mért, nagyságrenddel kisebb hatáskeresztmetszetekből meghatározott (0.19 ± 0.09) fm neutronbőr-vastagsággal, valamint igen jól egyezik a (p,p) szórából kapott (0.14 ± 0.04) fm értékkel. Ezzel bizonyítottam a neutronbőr vastagság meghatározására Krasznahorkay és munkatársai által bevezetett módszer alkalmazhatóságát.
- A természetben előforduló valamennyi páros ón izotópra egyetlen mérésorozatban meghatároztam a ($^3\text{He},t$) töltéscserélő reakcióban gerjesztett izovektor spin dipólus óriásrezonancia hatáskeresztmetszeteit. A neutronbőr-vastagság és a hatáskeresztmetszet közötti közvetlen összefüggés alapján a ^{112}Sn , ^{114}Sn , ^{116}Sn ,

^{118}Sn , ^{120}Sn , ^{122}Sn és ^{124}Sn izotópokra a neutronbőr vastagság értékei: 0.11 ± 0.01 , 0.14 ± 0.01 , 0.16 ± 0.01 , 0.19 ± 0.01 , 0.22 ± 0.01 , 0.24 ± 0.01 és 0.28 ± 0.01 fm. A kapott eredmények az eddig legpontosabb relatív értékek és jól egyeznek az irodalomban található különböző kísérleti, és a rendelkezésre álló elméleti számolásokkal.

A magyszerkezetkutatás egy másik izgalmas kérdése az egzotikus magalakkal rendelkező atommagok vizsgálata. A nagy hatásfokú, jó energiafelbontású, 4π térszögű γ -spektrométerek kifejlesztése lehetővé tette a nagy spinű, 2:1 tengelyarányal rendelkező szuperdeformált állapotok tanulmányozását. Napjainkban az ilyen spektrométerekkel végzett vizsgálatok fő célkitűzése a 3:1 tengelyarányú, hiperdeformált állapotok keresése.

Vizsgálataink célja a hasadást megelőző hiperdeformált állapotok azonosítása. A Strutinsky-féle héjkorrekciós potenciálfelület-számítások a könnyű aktinoida atommagokban egy harmadik lokális minimumot is jósoltak, amelyben a kialakuló állapotok 3:1 tengelyarányal és oktapóldeformált (tükör-aszimmetrikus) magalakkal rendelkeznek. Ilyen hiperdeformált állapotot néhány Th-izotóp hasadási rezonanciájának finomszerkezetében figyeltek meg először. Míg az elméleti előrejelzések a tórium és az urán esetén hasonlóak, az urán izotópokra vonatkozó kísérleti eredmények ellentmondásosak. Az urán izotópok hasadási rezonanciáinak jó felbontású kísérleti vizsgálatával igazolni akartuk a hiperdeformált állapotok jelenlétét.

Az ^{236}U izotóp hiperdeformált állapotainak a vizsgálatát Debrecenben, az MTA Atommagkutató Intézetében kezdtük, majd kutatásainkat a müncheni Ludwig-Maximilian Egyetem tandem-laboratóriumában folytattuk. A dolgozatomban a legújabb, müncheni kísérletet és annak eredményeit ismertettem részletesebben.

Az ^{235}U céltárgyat (d,p) reakcióban gerjesztettük, az ^{236}U közbenső mag hasadványait a reakcióból származó protonokkal koincidenciában detektáltuk. A protonok energiáját a Q3D spektrográffal, illetve annak katód-strip fókuszszík-detektorával mérve az ^{236}U atommag gerjesztési energiáját pontosan meg tudtam határozni. A hasadványok detektálására Debrecenben készült gáztöltésű lavinadetektorokat használtunk.

Az $^{235}\text{U}(d,pf)^{236}\text{U}$ reakció vizsgálatának fontosabb eredményei a következők:

- Az $^{235}\text{U}(d,pf)^{236}\text{U}$ magreakcióból származó, jó, 8 keV-es energiafelbontással mért protonok energiaspektrumából a gerjesztési energia függvényében a $4.9 \text{ MeV} < E^* < 5.6 \text{ MeV}$ gerjesztési energiartományban meghatároztam a ^{236}U hasadási valószínűségét.
- Az 5.2 MeV gerjesztési energia feletti tartományban a rezonanciák finomszerkezetét egymást átlapoló, $K=4^-$ -es sávfejű, változó paritású rotációs sávokkal illesztettem. Az illesztett sávok rotációs paraméterének függvényében végzett χ^2 analízisből, a rotációs paraméter értékére $\hbar^2/2\Theta = 2.3_{-0.45}^{+0.2}$ keV adódott, amely a hiperdeformált állapotokra jellemző értékek felel meg. $K=3,4$ és 5 sávfejű váltakozó paritású sávokat felhasználva az A_2 szögkorrelációs együtthatókat is le tudtam írni. Az így számított $\Theta=217 \pm 38 \hbar^2/\text{MeV}$ tehetetlenségi nyomaték érték jól egyezik a hiperdeformált állapotokra jóslott értékekkel.
- A $K=4,5$ rotációs sávok $J=5$ impulzusmomentumú állapotainak átlagos távolságát a módosított Fermi-gáz formulával számolt átlagos nívótávolságokkal hasonlítottam össze. Az ^{236}U harmadik völgyének alapállapot energiájára először határoztam meg a kísérleti adatok alapján a $3.3 \pm 0.4 \text{ MeV}$ értéket, ami összhangban van az harmadik völgyének mélységére adott számolás eredmé-

nyével, valamint az ^{234}U -ra kísérletileg meghatározott értékkel is.

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

Elméletileg a ^{232}Th harmadik völgybeli alakját egy gömbszerű (vagy közelítőleg gömbszerű) nehéz mag (^{132}Sn) és egy erősen deformált könnyű mag (^{100}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, ezen rezonancia bomlásakor keletkező hasadványok vizsgálata volt.

A ^{232}Th monoenergetikus neutronokkal indukált hasadásból származó hasadványok tömeg- és a teljes kinetikus energia eloszlását az $E_n = 1.6$ MeV rezonancia körüli energiatartományban mértük. A monoenergetikus neutronokat $^7\text{Li}(p,n)$ reakcióban állítottuk elő az $E_p = 3.2 - 3.425$ MeV energiatartományban, amely $E_n = 1.5 - 1.7$ MeV neutronenergiának felel meg. A bombázó energiát 25 keV-os lépésekben változtattuk. A hasadványok kinetikus energiájának a mérésére egy kettős ionizációs kamrát építettünk.

A vizsgálatok eredményei a következőképpen összegezhetők:

- Minden egyes bombázó energiánál a mért kinetikus energiából meghatároztam a hasadványok tömegeloszlását, valamint a két hasadvány teljes kinetikus energiaeloszlását (TKE). A tömegeloszlásokat két, azonos amplitúdójú és azonos szélességű Gauss függvény összegével illesztettem és a kapott σ értékeket a neutronenergia függvényében ábrázoltam. Az 1.6 MeV neutronenergia körüli rezonanciához közeledve néhány %-os csökkenés, majd emelkedés, s az 1.7 MeV-es rezonancia felé ismét kis csökkenés tapasztalható.
- A tömegeloszlásokat két, azonos amplitúdójú és azonos σ -jú Gauss függvény összegével illesztettem. Az illesztésekből kapott σ értékeket, amelyek a tömegeloszlás félértékszélességét tükrözik, a bombázó neutronenergia függvényében ábrázoltam. Az 1.6 MeV neutronenergia körüli rezonanciához közeledve néhány %-os csökkenés, majd emelkedés, s az 1.7 MeV-es rezonancia felé ismét kis csökkenés tapasztalható. Ezek a változások kicsik, 10% alatt vannak.
- A teljes energiatarományt tekintve a TKE-eloszlást a tömegeloszlás függvényében ábrázoltam. A nagyobb TKE-értékek felé haladva a tömegeloszlásban jól meghatározott keskenyedést figyeltem meg. A könnyű hasadványok $A = 100$, a nehéz hasadványok $A = 132$ körül csoportosulnak. A teljes kinetikus energia eloszlását 10 MeV-es tartományokra bontva az egyes tartományokhoz tartozó tömegeloszlásokat vizsgáltam a bombázó energia függvényében. Megállapítottam, 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 ko-

rábbiaknál is jóval nagyobb méretű keskenyedés tapasztalható. 1.5 MeV-es bombázó energiánál a tömegeloszlás félértékszélessége: 7.79 ± 0.47 amu, az 1.61 MeV-nél lévő rezonanciánál pedig 5.86 ± 0.47 amu. Kiválasztottam az $A = 132$ körül két, az $A = 132 \pm 2$ és $A = 132 \pm 4$ tartományt, és az ezen tömegszám-tartományokhoz tartozó hasadványok teljes kinetikus energiájának viselkedését vizsgáltam a bombázó energia függvényében. Az így kiválasztott tömegszám-tartományhoz tartozó hasadványok kinetikus energiája a teljes tömegszám-tartományhoz viszonyítva közel 10 MeV-vel nagyobb, a hiperdeformált rezonanciánál pedig határozott növekedés látható.

- A ^{233}Th tömeg- és teljes kinetikus energiaeloszlás vizsgálatának eredményei hideg hasadás esetén alátámasztják a hiperdeformált állapotok alakjára vonatkozó feltételezést, a $^{132}\text{Sn} + ^{100}\text{Zr}$ magmolekula lehetőségét.

Summary

The intensive development of new detecting, and data acquisition, and evaluation methods led to a renaissance in the study of some exciting nuclear structure problems. The determination of the properties of the neutron skin and the study of strongly deformed nuclear states in fission have provided remarkable new results and there is a need for more accurate and detailed experimental data.

The difference between the neutron and proton radii of a heavy stable nucleus is of the order of a few percent. Clean and model-independent measurement of neutron skin can be performed only for stable nuclei. The neutron-skin effect is expected to be more pronounced for neutron-rich unstable isotopes, which are now available as radioactive ion beams. An effective method to determine the difference in radii of the neutron and proton density distributions for unstable isotopes is the study of the excitation of specific giant resonances. By observing the excitation cross sections of giant resonances, where the protons and neutrons of the nucleus oscillate in different regimes, information about the neutron skin can be extracted.

The cross section of the isovector giant dipole resonances depends strongly on the radial difference between the neutron and proton densities. The measurement of the isovector giant dipole cross section is not easy because it may be suppressed by the more pronounced contributions of other giant resonance processes. We have selected the isovector dipole giant resonance contribution by measuring $(\alpha, \alpha'\gamma_0)$ cross section.

Another possible tool for studying the neutron-skin thickness of unstable isotopes is the excitation of isovector spin-dipole giant resonance. The total strength of the excitation of isovector spin-dipole giant resonance is sensitive to the neutron-skin thickness. This giant re-

sonance can be excited in charge-exchange reactions. We have studied the isovector spin-dipole giant resonance strength in (${}^3\text{He}, t$) reactions using ${}^{112}\text{Sn}$, ${}^{114}\text{Sn}$, ${}^{116}\text{Sn}$, ${}^{118}\text{Sn}$, ${}^{120}\text{Sn}$, ${}^{122}\text{Sn}$ and ${}^{124}\text{Sn}$ targets.

The experiments for the determination of the neutron skin was carried out at the Kernphysik Versneller Instituut (KVI) in Groningen. The neutron skin of the ${}^{208}\text{Pb}$ was measured in the ${}^{208}\text{Pb}(\alpha, \alpha'\gamma_0)$ reaction at incident energy $E_\alpha=196$ MeV. The inelastically scattered α particles were detected with the Big-Bite Spectrometer (BBS) and a focal plane detection system of EuroSuperNova Collaboration at angle 2.8° . The gamma rays were detected by NaI(Tl) and Ge-Clover +BGO spectrometers. In the measurement of the spin-dipole resonance strength, a 177 MeV ${}^3\text{He}$ beam was used. Tritons were detected with the above mentioned BBS which was set at 0° with respect to the beam direction and with the focal-plane detector system of EuroSuperNova Collaboration.

I performed a considerable part of the evaluation of experimental data. The results of the neutron-skin measurements can be summarized as follows:

- By evaluating experimental data, I determined the cross section of the ${}^{208}\text{Pb}(\alpha, \alpha'\gamma_0)$ reaction. The averaged cross section is $336 \pm 34 \mu\text{b}/\text{sr}$. I have compared the measured cross section to coupled-channel calculations which depend on the thickness of the neutron skin. The result of this analysis for the neutron-skin thickness of ${}^{208}\text{Pb}$ is 0.12 ± 0.07 fm. This result is in good agreement with previous result measured in the KVI at $E_\alpha=120$ MeV with a cross section which was smaller by an order of magnitude and consistent with the value of 0.14 ± 0.04 fm extracted from the (p, p) scattering. With this result I presented proofs in favour of the method introduced by Krasznahorkay et al.

- I determined the isovector spin-dipole giant resonance cross sections for all even tin isotopes found in nature in one experiment. Using the relation between the resonance strength and the neutron-skin thickness, I determined the neutron-skin thicknesses for the ^{112}Sn , ^{114}Sn , ^{116}Sn , ^{118}Sn , ^{120}Sn , ^{122}Sn and ^{124}Sn isotopes as 0.11 ± 0.01 , 0.14 ± 0.01 , 0.16 ± 0.01 , 0.19 ± 0.01 , 0.22 ± 0.01 , 0.24 ± 0.01 , and 0.28 ± 0.01 fm, respectively. I compared these values with the results of other measurements and the available theoretical calculations and I have found a good agreement.

Another exciting topic of nuclear structure research is the study of nuclei with exotic shapes. The development of large-efficiency, high-energy-resolution 4π γ spectrometers made it possible to study the high-spin, strongly deformed states with axis ratio 2:1. Recently the main aim of the use of such spectrometers is the study of hyperdeformed states with axis ratio 3:1.

The aim of our investigation is the study of hyperdeformed pre-fission states. The calculations of the deformation potential surface in Strutinsky's shell correction method predict a third local minimum for the light actinide nuclei where the produced states have an 3:1 axis ratio and octupole-deformed, mirror-asymmetric nuclear shape. Such hyperdeformed states were first observed in the fine structure of fission resonances of some Th isotopes. While the predictions for both thorium and uranium are similar, the experimental results obtained for uranium isotopes are contradictory. Our aim was to find hyperdeformed states by performing high-resolution measurements for uranium isotopes.

In my present work we have studied in the actinoid region two interesting problems. First we determined the fission probabilities of strongly deformed states of ^{236}U excited in $^{235}\text{U}(\text{d,pf})$ reaction. The ob-

servation and identification of rotational bands in this high-resolution measurement enabled the determination of the moment of inertia, which characterizes the level of deformation. Furthermore the study of the distribution of some rotational states provides a tool to determine the minimum of the potential.

In our second experiment, we have observed the total kinetic energy and mass distribution of the fission products in the fission of a hyperdeformed state of the ^{232}Th nucleus. Studying the shape and width of the energy and mass distribution functions we can obtain information about the structure of the fission potential. Our aim was to check the presence of dinuclear clusterization in the fission potential.

We performed our $^{236}\text{U}(\text{d},\text{pf})$ measurement at the cyclotron laboratory of the Institute of Nuclear Research in Debrecen and at the tandem laboratory of Ludwig-Maximilian University in Munich. The proton and the fission products were detected in coincidence. Protons were identified with a Q3D spectrograph and by measuring the proton energy with the cathode-strip detector of the spectrograph, the excitation energy of the ^{236}U nucleus could be determined. The results from the analysis of the $^{236}\text{U}(\text{d},\text{pf})$ reaction can be summarized as follows:

- Using the spectra of protons from the $^{236}\text{U}(\text{d},\text{pf})$ reactions measured with a resolution of 8 keV, I have determined the fission probabilities of ^{236}U as a function of the excitation energy in the range of $4.9 \text{ MeV} < E^* < 5.6 \text{ MeV}$.
- At excitation energies above 5.2 MeV, I have fitted the resonance fine structure by the use of overlapping alternate parity rotational bands with bandhead of $K=4^-$. The χ^2 analysis of the fit for the value of the rotational parameter gives $\hbar^2/2\Theta = 2.3_{-0.45}^{+0.2}$ keV which corresponds to the one for hyperdeformed states. Using

alternate parity $K=3,4$ and 5 bandheads I described the A_2 angular correlation coefficients, too. The obtained value of moment of inertia is $\Theta=217\pm 38 \hbar^2/MeV$, in good agreement with the value predicted for hyperdeformed states.

- I have compared the average distances of the $J=5$ spin states of the $K=4,5$ rotation bands with the average distances calculated by a modified Fermi-gas formula. For the ground-state energy in the valley III., I have obtained the value of 3.3 ± 0.4 MeV in good agreement with the values calculated for the third valley in ^{236}U and the value extracted from the experimental data for ^{234}U .
- By describing the structure of resonances about 5.1 MeV excitation energy by rotational bands, I obtained the value for the moment of inertia $\Theta = 208\pm 70 \hbar^2/MeV$, which corresponds to hyperdeformed resonance. In contradiction with the earlier assumptions, we can interpret this structure as a hyperdeformed state of the third valley. According to our results the height of the inner barrier should be lower than 5.2 MeV.

The results of investigation of fission fragments produced in the $^{232}Th(n, f)$ can be summarized as follows:

- I have determined the mass distribution and the total kinetic energy of the fission products at all incident energies. The total kinetic energy is the sum of kinetic energy for the light and heavy fission fragments. I fitted the mass distributions as a sum of two Gaussian of identical σ values. The fitted σ values as a function of incident neutron energies at 1.6 MeV shows a decrease of a few percent. Then a small increase follows and at the 1.7-MeV resonance again a small decrease appears.

- Integrated over the incident kinetic energy, the total kinetic energy as a function of mass distribution is analysed. I found a well-defined shrinking in the mass distribution at higher total kinetic energies. Light fragments are grouped at $A=100$, heavy fragments are grouped at $A=132$. I presented the total kinetic energy distributions in 10 MeV regions as a function of the incident kinetic energies. I found that with the increase of the total kinetic energies the mass distributions are shrinking, approaching the 1.61 MeV incident energy, the values of σ are decreasing and then they increase. Restricted to the events of total kinetic energies higher than 180 MeV, a considerably larger shrinking is manifested. The value of σ at incident energy of 1.5 MeV is 7.79 ± 0.47 amu and at the resonance of 1.61 MeV we have $\sigma = 5.86 \pm 0.47$ amu. I selected two regions at $A = 132$ (with $A = 132 \pm 2$ and with $A = 132 \pm 4$, respectively) and I analysed the total kinetic energies as a function of the incident energies in these two regions. In these regions the average energy of the fission fragments is about a 10 MeV value higher than in the whole mass region and, in addition, a well-defined increase appears at the hyperdeformed resonance region.
- The results I deduced from the investigation of fission fragments produced in the $^{232}\text{Th}(n, f)$ process for cold fission support the hypothesis of $^{132}\text{Sn} + ^{100}\text{Zr}$ nuclear molecule structure for hyperdeformed states.

Irodalomjegyzék

- [An03] I. Angeli, privát közlemény
- [An80] I. Angeli *et al.*, J.Phys. **G6** (1980) 303
- [An99] I. Angeli, INDC(HUN)-033 **IAEA** (1999)
- [Au95] G. Audi and A.H. Wapstra, Nucl. Phys. **A595** (1995) 409
- [Ba71] B.B. Back, *et al.*, Nucl. Phys. **A165** (1971) 449
- [Ba89] C. Batty *et al.*, Adv. Nucl. Phys. **19** (1989) 1
- [Bal47] G.C. Baldwin and G.S. Klaiber, Phys. Rev. **71** (1947) 3
- [Bal86] G.J. Balster *et al.*, Phys. Rev **D2** (1986) 15
- [Bee90] J.R. Beene *et al.*, Phys. Rev. **C41** (1990) R1332
- [Be87] R. Bengtsson *et al.*, Nucl. Phys. **A473** (1987) 77
- [Be94] D. Beaumel *et al.*, Phys. Rev. **C49** (1994) 2444
- [Ber95] A.M. van den Berg, Nucl. Instr. Meth. **99** (1995) 637
- [Bj80] S. Bjørnholm and J.E. Lynn, Rev. Mod. Phys. **52** (1980) 725
- [Bl75] J. Blons *et al.*, Phys. Rev. Lett. **35** (1975) 1749
- [Bl78] J. Blons *et al.*, Phys. Rev. Lett. **41** (1978) 1282
- [Bl84] J. Blons *et al.*, Nucl. Phys. **A414** (1984) 1
- [Bl88] J. Blons *et al.*, Nucl. Phys. **A477** (1988) 231
- [Bo39] N. Bohr and J.A. Wheeler, Phys. Rev. **56** (1939) 426
- [Bo94] J.A. Bordewijk *et al.*, Nucl. Phys. **A574** (1994) 453
- [Bot37] W. Bothe and W.Gertner, Z. Phys. **71** (1937) 236
- [Bu49] O. Bunemann *et. al.*, Can. J. Res. **27A** (1949) 191
- [Bu82] C. Budtz-Jorgensen and J. Medadows, Lecture Notes in Physics
ed. P. David (Springer,Berlin) **158** (1982)

- [Bu87] C. Budtz-Jorgensen *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A258** (1987) 209
- [Car77] J. Caruna *et al.*, Nucl. Phys. **A285** (1977) 205
- [Dec77] G. Deconnick and M. Longree, Phys. Rev. **A16** (1977) 1390
- [Br82] A. Breskin, Nucl. Inst. Meth. **196** (1982) 11
- [Bu79] M. Buenerd *et al.*, Phys. Lett. **B84** (1979) 305
- [Ca80] J.T. Caldwell *et al.*, Nucl. Sci. Eng. **73** (1980) 153
- [Cal80] J.T. Caldwell *et al.*, Phys. Rev. **C21** (1980) 1215
- [Cr88] P.C.N. Crouzen, PhD disszertáció, KVI, Groningen, (1988) unpublished
- [Ćw94] S. Ćwiok *et al.*, Phys. Lett. **322B** (1984) 304
- [Di88] S.S. Dietrich and B.L. Berman, At.Data Nucl.Data Tab. **38** (1988) 199, and references therein
- [Dost70] M. Dost *et al.*, Nucl. Phys. **A154**(1970) 561
- [El03] Z. Elekes *et al.*, Nucl. Instr. Meth. . **A503**(2003) 580.
- [En79] H.A. Enge, Nucl. Instr. Meth. **162** (1979) 161
- [Gar81] C. Garde *et al.*, Nucl. Phys. **A369** (1981) 258
- [Gl76] P. Glässel *et al.*, Nucl. Phys. **A256** (1976) 220
- [Fi86] D.J.S. Findlay *et al.*, Nucl. Phys. **A458** (1986) 217
- [Fo79] R.L. Ford and W.R. Nelson, SLAC Report No. **210** (1979) unpublished
- [Fr66] J.S. Fraser and J.C.D. Milton, Ann. Rev. Nucl. Sci. **16** (1966) 379
- [Gol48] M. Goldhaber and E. Teller, Phys. Rev. **74** (1948) 1046
- [Go73] P.A. Goldberg *et al.*, Phys. Rev. **C7** (1973) 1938
- [Go75] P.D. Goldstone *et al.*, Phys. Rev. Lett. **C35** (1975) 1141
- [Ha89] F.J. Hambsch *et al.* Nucl. Phys. **91** (1989) 56
- [Har03] M.N. Harakeh and A. van der Woude, Giant Resonances, Oxford Sci. Pub. 2001
- [Hag99] M. Hagemann *et al.*, Nucl.Inst.Meth. **A437** (1999) 459
- [Han01] V.M. Hannen PhD-thesis, KVI, Groningen (2001) unpublished

- [Hi53] D.L. Hill and J.A. Wheeler, Phys. Rev. **89** (1953) 1102
- [Hof57] R. Hofstadter Ann. Rev. of Nucl. Sci. **7** (1957) 231
- [Hof95] M.A. Hofstee *et al.*, Nucl. Phys. **A588** (1995) 729
- [Hol71] W. Holubarsch *et al.*, Nucl. Phys. **A171** (1971) 631
- [Hor01] C.J. Horowitz and J.Piekarewicz, Phys. Rev. Lett. **86** (2001) 5647
- [Hu99] M. Hunyadi, PhD disszertáció, KLTE, Debrecen,
- [Ig69] A.V. Ignatyuk *et al.*, Phys. Lett. **29B** (1969) 209
- [Ike63] K. Ikeda *et al.*, Phys.Lett. **3** (1963) 271
- [Ja72] G.D. James *et al.*, Nucl. Phys. **A189** (1972) 225
- [Jan91] R.V.F. Janssens and T. Lek Khoo, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. **41** 321
- [Ja93] J. Jänecke *et al.*, Phys. Rev. **C48** (1993) 2828
- [Ju80] M. Just, Proc. on IAEA 1979, (1980) 71
- [Kir87] A.J. Kitwan *et al.* , Phys. Rev. Lett. **58** (1987) 467
- [Khr91] V.A. Khryachkov *et al.*, Sov. J. Nucl. Phys.**53** (1991) 387
- [Kle85] A. Klein *et al.*, Phys. Rev. **C31** (1985) 710
- [Kr91] A. Krasznahorkay *et al.*, Phys. Rev. Lett. **66** (1991) 1287
- [Kr98] A. Krasznahorkay *et al.* Phys. Rev. Lett **80** (1998) 2073
- [Kr94] A. Krasznahorkay *et al.*, Nucl. Phys. **A567** (1994) 521
- [Kr99] A. Krasznahorkay *et al.*, Phys Rev. Lett. **82** (1999) 3216
- [Kr99] A. Krasznahorkay *et al.*, Phys. Lett. **B461** (1999) 15
- [Kr00] A. Krasznahorkay, Akadémiai doktori értekezés (2000)
- [Krm80] F. Krmpotić and F. Osterfeld, Phys. Lett. **B93** (1980) 213
- [Krü99] B.A.M. Krüsemann *et al*, Nucl.Inst.Meth. **A431** (1999) 236
- [La83] S.T. Lam *et al.*, Phys. Rev. **C28** (1983) 1212
- [La98] G.A. Lalazissis *et al.*, Phys. Rev. **C57** (1998) 2294
- [Læ79] E. Lægsgaard, Nucl. Inst. Meth. **162** (1979) 93
- [Lu94] P. Lubiński *et al.*, Phys. Rev. Lett **73** (1994) 3199
- [Ly66a] J.E. Lynn, Nuclear Data for Reactors, (IAEA, Vienna) **2** (1966) 89

- [Ly69] J.E. Lynn, Phys. and Chem. of Fission, I.A.E.A., Vienna (1969) 249
- [Mal85] V.V. Malinovskii *et al.*, Sov. J. Nucl. Phys. **42** (1985) 515
- [My66] W.D. Myers and W.J. Swiatecki, Nucl. Phys. **89** (1966) 1
- [Miz00] S. Mizutori *et al.*, Phys. Rev. **C61** (2000) 044326
- [Mö72] P. Möller, Nucl. Phys. **A192** (1972) 529
- [Mö95] P. Möller *et al.*, Nucl. Data Tables **59** (1995) 185
- [Ost81] F. Osterfeld *et al.*, Phys. Lett. **B105** (1981) 257
- [Pe86] R.J. Peterson, Phys. Rev. Lett. **59** (1986) 1550
- [Po62] S.M. Polikanov *et al.*, ZhETF **42** (1962) 1464; S. Polikanov *et al.*, Sov. Phys. JETP **15** (1962) 1016
- [Po92] V.Yu. Ponomarev and A. Krasznahorkay, Nucl. Phys. **A550** (1992) 150
- [Po89] T.D. Poelheken *et al.*, Phys. Rev. Lett. **62** (1989) 16
- [Ra67] J. Raynal, Nucl. Phys. **67** (1967) 572
- [Ra97] T. Rauscher *et al.*, Phys. Rev. **C56** (1997) 1613
- [Ro00] V.A. Rodin and M.H. Urin, KVI Annual Report (2000) 34
- [Ra91] J. Raynal, coupled-channel computer code, ECIS, privát közlemény
- [Sa87] G.R. Satchler, Nucl. Phys. **A472** (1987) 215
- [Sch65] H.W. Schmidt *et al.*, Phys. Rev. **137** (1965) 837
- [Sch66] H.W. Schmidt *et al.*, Phys. Rev. **145** (1966) 1146
- [Sch71] R. Schaeffer and J. Raynal, computer code DWBA70, (1971) unpublished, extended version DWBA81 by R.J. Comfort (1981).
- [Ser67] A.I. Sergachev *et al.*, Nucl. Phys. **A95** (1967) 420
- [Ser68] A.I. Sergachev *et al.*, Sov. J. Nucl. Phys. **42** (1968) 475
- [Sh87] S. Shlomo *et al.*, Phys. Rev. **C36** (1987) 215
- [Shn00] T.M. Shneidman *et al.*, Nucl. Phys. **A671** (2000) 119.
- [Sö94] P.O. Söderman *et al.*, Nucl. Phys. **A576** (1994) 215
- [Sö95] P.O. Söderman *et al.*, Nucl. Phys. **A587** (1995) 55

-
- [St67] V.M. Strutinsky, Nucl. Phys. **A95** (1967) 420
[Tr79] J. Trochon *et al.*, Nucl. Phys. **A318** (1979) 63
[Trz01] A. Trzcińska *et al.*, Phys. Rev. Lett. **87** (2001) 082501
[Ze99] R. Zegers PhD-thesis, KVI, Groningen (1999) unpublished
[Ze00] R. Zegers *et al.*, Phys. Rev. **C61** (2000) 054602
[Wö01] H.J. Wörtche, Nucl. Phys. **A687** (2001) 321c
[Werf] S.Y. van der Werf, Program NORMOD, nem publikált
[Yo77] D.H. Youngblood *et al.*, Phys. Rev. Lett. **39** (1977) 1188
[Va73] R. Vanderbosch and J.R. Huizenga, Nuclear Fission, Academic Press, New York (1973)
[Wa91] C. Wagemans, Nuclear Fission Process, CRC Press, Boca Raton, (1991)

Köszönetnyilvánítás

Hálásan köszönöm Krasznahorkay Attilának, az MTA doktorának az MTA Atommagkutató Intézete Kísérleti Magfizikai Osztály vezetőjének, aki lehetővé tette számomra a magfizikai kutatásokhoz való visszatérést, az elmúlt tíz év során nyújtott sok segítséget, megértő támogatását. Nagyon sokat tanultam az értékes szakmai beszélgetésekből, tanácsokból amelyekkel meghatározó módon hozzájárult munkám sikeres végzéséhez és a dolgozat elkészüléséhez.

Köszönetemet szeretném kifejezni közvetlen munkatársaimnak, a kezdeti időtől együtt dolgozó szűkebb csoportnak, személyesen dr. Hunyadi Mátyásnak, dr. Gulyás Jánosnak és dr. Máté Zoltánnak akikkel a kísérletekben együtt dolgoztunk és akiktől az adatok feldolgozása során is hasznos, értékes tanácsokat kaptam. Köszönetemet fejezem ki ifjabb Krasznahorkay Attilának az új adatgyűjtőrendszer elkészítéséért, amellyel a tömegeloszlás mérését tette lehetővé. Szeretném megköszönni dr. Gácsi Zoltánnak, dr. Tímár Jánosnak, dr. Sohler Dorottyanak és dr. Zolnai Lászlónak a neutronbőrvastagság meghatározására valamint a Th tömegeloszlásának vizsgálatára végzett kísérletekben és a kiértékelések során nyújtott sok segítséget. Köszönöm dr. Dombrádi Zsoltnak hogy bármikor fordulhattam hozzá tanácsért, segítségért. Hálásan köszönöm dr. Kovács Pálnak a ciklotronnál végzett kísérleteink során nyújtott segítségét.

Német kollégáinknak, elsősorban Dieter Habs professzornak és dr. Peter Thierolfnak valamint dr. Thomas Faestermannak, dr. Ralph Hertenbergernek, dr. Hans-Friedrich Wirthnek is szeretnék köszönetet mondani, velük évek óta több kísérletben működtünk együtt. A müncheni kísérleteink során az adatgyűjtőrendszerrel kapcsolatos problémáim megoldásában és az offline program telepítésében nyújtott segítséget dr. Otto Schailenek és Rudi Lutternek köszönöm meg. A groningeni munkám során számos hasznos és értékes tanácsot kaptam Mushin Harakeh professzortól, amit ezúton is köszönök. Dr. Ad van den Berg és dr. Heinrich Wörtche nagyban hozzájárultak a kísérletek

sikeréhez, dr. Remko Zegers és Marc de Huu az adatgyűjtőrendszer megismerésében nyújtottak nagyon sok segítséget.

Köszönöm családom türelmes megértését, bátorítását és támogatását.