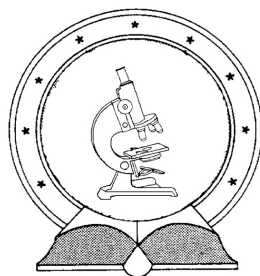


DE TTK



1949

Aktinoida atommagok kísérleti vizsgálata a kvázi-kontinuum tartományban

Egyetemi doktori (PhD) értekezés

Tornyai Tamás Gábor

Témavezető:
Dr. Krasznahorkay Attila

Debreceni Egyetem
Természettudományi Doktori Tanács
Fizikai Tudományok Doktori Iskolája
Debrecen, 2015

Készült
a Debreceni Egyetem
Fizikai Tudományok Doktori Iskolájának
Magfizika programja keretében
a Magyar Tudományos Akadémia
Atommagkutató Intézetben
(MTA Atomki).

Ezen értekezést a Debreceni Egyetem Természettudományi Doktori Tanács Fizikai Tudományok Doktori Iskolájának Magfizika programja keretében készítettem a Debreceni Egyetem természettudományi doktori (PhD) fokozatának elnyerése céljából.

Debrecen, 2015.

Tornyai Tamás Gábor
jelölt

Tanúsítom, hogy Tornyai Tamás Gábor doktorjelölt 2010-2014 között a fent megnevezett Doktori Iskola Magfizika programjának keretében irányításommal végezte munkáját. Az értekezésben foglalt eredményekhez a jelölt önálló alkotó tevékenységével meghatározóan hozzájárult. Az értekezés elfogadását javaslom.

Debrecen, 2015.

Dr. Krasznahorkay Attila
témavezető

Aktinoida atommagok kísérleti vizsgálata a kvázi-kontinuum tartományban

Értekezés a doktori (Ph.D.) fokozat megszerzése érdekében
a fizika tudományágban

Írta: Tornyai Tamás Gábor, okleveles fizikus

Készült a Debreceni Egyetem
Fizikai Tudományok Doktori Iskolájának
Magfizika programja keretében.

Témavezető: Dr. Krasznahorkay Attila

A doktori szigorlati bizottság:

elnök: Dr.
tagok: Dr.
Dr.

A doktori szigorlat időpontja: 2014. november 11.

Az értekezés bírálói:

Dr.
Dr.

A bírálóbizottság:

elnök: Dr.
tagok: Dr.
Dr.
Dr.
Dr.

Az értekezés védésének időpontja: 2015.

Tartalomjegyzék

Bevezetés	1
1. Elméleti áttekintés	5
1.1. Állapotsűrűség	6
1.2. γ -erősségfüggvény	9
1.2.1. Óriás dipólrezonancia	13
1.2.2. Pygmy rezonancia	14
1.2.3. Ollózó rezonancia	14
2. Kísérleti módszerek és berendezések	17
2.1. Az Osloi Ciklotron Laboratórium	18
2.1.1. A SiRi részecsketeleszkóp-rendszer	20
2.1.2. A CACTUS γ -detektorrendszer	22
2.2. Hasadványdetektor-rendszer	23
2.2.1. A gáztöltésű detektorok működési elve	24
2.2.2. Tervezési paraméterek	25
2.2.3. Gázrendszer	28
2.2.4. Elektronika és adatgyűjtő rendszer	29
2.2.5. Teszt	30
3. Adatfeldolgozás	37
3.1. Kalibráció	37
3.2. Unfolding eljárás	39
3.3. Az Oslo módszer	44
3.3.1. Első-generációs mátrix	44
3.3.2. Parametrizálás	49
A sűrűségfüggvény normálása	50
A γ -erősség normálása	51

4. Kísérleti eredmények	53
4.1. ^{238}Np	53
4.2. Tórium, protaktínium és urán izotópok	58
Kitekintés	69
Összefoglalás	71
Summary	73
Köszönetnyilvánítás	77
Publikációk	79
Irodalomjegyzék	84

Bevezetés

Egészen a XIX. század végéig az atomot az anyag legkisebb, oszthatatlan építőkövének tartották, amikor is a katód-, illetve röntgensugárzás, valamint a természetes radioaktivitás felfedezésével bebizonyosodott, hogy annak szerkezettel kell rendelkeznie. Az atommagfizika mint önálló tudományág létrejött az 1910-es évekre tehető, miután Rutherford felismerte, hogy az atom egy parányi ($< 10^{-14}$ m) pozitív töltésű magból, és az azt körülvevő aránylag nagy kiterjedésű ($\approx 10^{-10}$ m) elektronfelhőből áll. A fizikusok számára már akkor világos volt, hogy az atommagnak szintén belső szerkezettel kell rendelkeznie, felépítését illetően azonban sötétben tapogatóztak egészen a semleges neutron felfedezéséig (1932). Ezt követően Ivanyenko, és Heisenberg megalkották az atommag protonokból, és neutronokból álló modelljét, ami mind a mai napig helyes közelítésnek bizonyult. Annak ellenére, hogy az azóta eltelt mintegy 80 évnyi kutatómunkának köszönhetően manapság már a nukleonok alapvető építőköveiről, valamint azok kölcsönhatásairól is nagy mennyiségű adattal rendelkezünk, az atommag számos tulajdonsága nem becsülhető kellő pontossággal modellszámításokkal. Jóllehet, az évek során több, különböző alapvető elméleti megfontolás alapján megalkotott magmodell látott napvilágot, azonban ezek mindegyike bizonyos magfizikai jelenségek leírására szolgáló munkahipotézis. Az utóbbi évtizedek részecskefizikai kutatásai az atommagfizikán messze túlmutató eredményeket szolgáltatnak, az egyetemes magmodell hiánya azonban a magszerkezet-kutatást manapság is a figyelem középpontjába helyezi.

Az emberiség folyamatosan növekvő energiaigénye napjaink természettudósait komoly problémák elé állítja. Új típusú, jó hatásfokkal működő erőművek építése vált szükségessé. A villamosenergia termelés jelentős részét képező nukleáris energia napjaink megkérdőjelezhetetlenül szükséges természeti forrása. Az új generációs reaktorok tervezésénél a jó hatásfok elérése mellett fontos szempont a lehető legkevesebb hosszú felezési idejű radioaktív hulladék előállítása, valamint a fűtőelemként fel-

használható anyagok körének kiszélesítése. A hagyományos reaktorok által termelt nehézelemek, valamint a természetben nagy mennyiségben megtalálható tórium energiatermelő ciklusba való illesztése mindamellett, hogy szép reményekkel kecsegtet, komoly technikai kihívást jelent. Az ilyen irányú kutatásokat megnehezíti, hogy bár a XX. század közepén a harcászati fejlesztések nyomán a magfizikusok pontos méréseket végeztek az urán, illetve plutónium izotópok paramétereinek feltérképezésére, nem szenteltek kiemelkedő figyelmet a többi aktinoida megismerésére. Az aktinoida tartománybeli magok pontosabb vizsgálata nemcsak az új generációs reaktorblokkok tervezésének, illetve a nagy aktivitású kiegészítő fűtőelemek transzmutációján fáradozó kutatók munkájának nyújt segítséget, de fontos paraméterekkel szolgálhat a nehézelemek szintéziséhez vezető asztrofizikai folyamatok pontosabb modellezéséhez.

A magfizikai folyamatok sokszínűsége és bonyolultsága a tudományág specifikus témakörökre való tagolódását eredményezte. A diszkrét γ -spektroszkópia a magfizika talán egyik legszélesebb érdeklődésre számot tartó ága. A spektroszkópián túl, a γ -állapotok kontinuum tartományában való vizsgálódás a gerjesztett atommagok átlagos tulajdonságairól ad számot. Az Oslói Egyetem (UiO) magfizikai csoportja (SAFE) évtizedek óta könnyűion reakcióval gerjesztett, főleg közepes tömegszámú atommagok állapotsűrűségének és γ -erősségfüggvényének vizsgálatára fókuszált. A speciálisan erre a célra épített berendezés, és az általuk kidolgozott analitikai módszerek eredmények sokaságához segítette hozzá a csoportot [1]. A SAFE munkatársainak figyelme az utóbbi néhány évben az aktinoida tartománybeli ($Z = 90-103$) atommagok felé fordult. Ezen izotópok állapotsűrűségének és γ -erősségfüggvényének meghatározását tűzték ki célul a neutron szeparációs energia alatti energiatartományban. Az aktinoidák γ -bomlásának vizsgálata során problémát okoz, hogy a hasadási gát közeli energiatartományokban az aktinoida magok elhasadnak. A hasadás során keletkező fragmentumok az esetek túlnyomó részében gerjesztett állapotban jönnek létre, ilyenkor a maghasadást a hasadványokból érkező γ -zápor követi. Ezen záporok olyan háttérrel okoznak a vizsgálandó γ -spektrumokban, amelyek torzítják a mérés eredményét. Kivédésük érdekében felmerült az igény olyan hasadási detektorok alkalmazására, melyekkel a hasadás ténye nagy hatásfokkal megállapítható, így ezen nemkívánatos események figyelmen kívül hagyhatók.

A Magyar Tudományos Akadémia Atommagkutató Intézetének (MTA Atomki) munkatársaként többéves gyakorlati tapasztalatra tettem szert hasadási detektorok fejlesztésében és alkalmazásában, ennek köszönhetően egy nagy hatásfokú hasadási detektorrendszer építésével lehetőségem nyílt bekapcsolódni a SAFE munkatársai által végzett magfizikai kísérletekbe, mely együttműködés eredményeként számos aktinoida atommag ($^{231-233}\text{Th}$, $^{232,233}\text{Pa}$, $^{237-239}\text{U}$, ^{238}Np) állapotosűrűségének és γ -erősségfüggvényének tanulmányozására került sor. A vizsgálatok alapját képező elméleti háttér (1. fejezet), és az alkalmazott kísérleti berendezés (2. fejezet) tárgyalását követően az adatok feldolgozásához használt iteratív matematikai módszer, az úgynevezett *Oslo-módszer* részleteit (3. fejezet), majd a kapott eredményeket mutatom be (4. fejezet).

1. fejezet

Elméleti áttekintés

Gerjesztett atommagok vizsgálata során, alacsony gerjesztési energiákon jól megkülönböztethető diszkrét energiaszinteket figyelhetünk meg például γ -spektroszkópai módszerekkel. A gerjesztési energia növelésével (ritkaföldfémek esetén 2 – 3 MeV, nehezebb magok esetén már 1 – 2 MeV környékén) elérjük a *kvázi-kontinuum* régiót, ahol a diszkrét kvantumállapotok annyira közel esnek egymáshoz, hogy kísérleti eszközeinkkel nem tudunk különbséget tenni közöttük. A gerjesztési energiát tovább növelve eljutunk a *kontinuum* tartományba, ahol a nívók nagy száma (nagy sűrűsége) miatt az átlagos *nívótávolság* (D) kisebb, mint az egyes nívók ΔE természetes vonalszélessége. Ennek következtében az állapotok egymással fedésbe kerülnek, ami kísérletileg lehetetlenné teszi az egyes energiaszintek megfigyelését. Mivel a kontinuum és a kvázi-kontinuum tartományban az egyes állapotokat nem tudjuk megfigyelni, ezért itt csak statisztikai mennyiségek meghatározására van lehetőségünk. Az általunk vizsgált kvázi-kontinuumbeli γ -bomlások statisztikai leírására szolgáló két mennyiség az *állapotsűrűség*-, és a *γ -erősségfüggvény*, mely átlagos mennyiségek fontos bemenő paraméterei a statisztikus reakció hatáske-resztermesztet számításoknak [9]. Az állapotsűrűség-függvény a nívók sűrűségét adja meg a gerjesztési energia függvényében, a γ -erősségfüggvény pedig a nívók közötti γ -átmenetek valószínűségéről ad számot. Ezen két mennyiség egymástól nem független, mivel az $E_{x,k}$ kezdeti gerjesztési energiaszintről az $E_{x,v}$ végszintre történő, a kiválasztási szabályoknak eleget tevő $E_{x,k} \rightarrow E_{x,v}$ átmenet valószínűsége függ a végállapothoz tartozó állapotsűrűségtől (lásd 1.1. és 1.2. fejezet). A γ -erősségfüggvény vizsgálata lehetőséget nyújt az atommagok kollektív rezonanciáinak (lásd 1.2.1.-1.2.3. fejezet) megfigyelésére.

A fejezet további részében a kísérleti adataink feldolgozásához, és a kapott eredmények megértéséhez szükséges elméleti alapok kerülnek tárgyalásra.

1.1. Állapotsűrűség

Az állapotsűrűség megadja az egységnyi gerjesztési energia intervallumba eső kvantumállapotok számát. Ezen mennyiség kontinuumbeli kvantitatív leírására Bethe és munkatársai 1936-ban kifejlesztették az úgynevezett Fermi-gáz modellt. A Fermi-gáz modell alapja az a feltételezés, hogy a magon belül az egyes nukleonok egymástól függetlenül mozognak, és az egyes egyrészecske-állapotok egymástól egyenlő távolságra helyezkednek el. Az eredeti formula a következőképpen adta meg az $\rho(E)$ állapotsűrűséget az E gerjesztési energia függvényében [2]:

$$\rho(E) = \frac{\sqrt{\pi} \exp(2\sqrt{aE})}{12 a^{1/4} E^{5/4}}, \quad (1.1)$$

ahol a az állapotsűrűség paraméter, ami a protonok és a neutronok egyrészecske állapotsűrűségeivel (g_p, g_n) a következő kapcsolatban áll:

$$a = \frac{\pi}{6}(g_p + g_n) \quad (1.2)$$

Ez a modell nem veszi figyelembe a párkorrelációt, a nukleonok kollektív viselkedését, valamint a héjeffektust, ezért csak közelítő leírást ad. Később, az említett hiányosságok kiküszöbölésére, a formulát továbbfejlesztették olyan szabad paraméterek bevezetésével, melyeket a kísérleti eredményekhez igazítottak.

Gilbert és Cameron 1965-ben újabb állapotsűrűség formulát javasoltak [3], ahol az effektív gerjesztési energiát csökkentették a proton Δp , és a neutron Δn párenergiájával. Így az (1.1) képletbe E helyett $U = E - \Delta p - \Delta n$ került, ami alacsonyabb állapotsűrűséget eredményezett ugyanazon az energián. Az új kifejezés a következő:

$$\rho(U) = \frac{\sqrt{\pi} \exp(2\sqrt{aU})}{12 a^{1/4} U^{5/4}} \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} \quad (1.3)$$

ahol σ , az úgynevezett *spin-cut-off* vagy σ -paraméter a következőképpen adható meg:

$$\sigma^2 = (g_p + g_n)\langle m^2 \rangle T, \quad (1.4)$$

ahol $\langle m^2 \rangle$ az egyrészecske állapot mágneses kvantumszámának négyzet-átlagja, és $T = \sqrt{U/a}$ a hőmérséklet.¹ A $\Delta p + \Delta n$ eltolódás túl nagyoknak adódott, ezért bevezettek még egy C_1 *back-shift* paramétert a következő módon: $U = E - \Delta p - \Delta n + C_1$. A back-shifted Fermi-gáz modell C_1 és a paraméterei szabad paraméterekként kezelhetők, ami így szélesebb energia-, és magtartomány leírását teszi lehetővé.

Egidy és Bucurescu a back-shifted Fermi-gáz állapotsűrűségének függvényére a következő összefüggést javasolták [4, 5]:

$$\rho_{BS}(E) = \frac{\exp[2\sqrt{a(E - E_1)}]}{12\sqrt{2}\sigma a^{1/4}(E - E_1)^{5/4}}, \quad (1.5)$$

ahol az a állapotsűrűség-, és az E_1 energiaeltolódás-paramétereket a kísérleti adatokhoz illesztik. Egidy és Bucurescu a σ -paraméterre a deutérium párenergijával E_d és a tömegszámmal A kifejezve a következő szisztematikát találták [6]:

$$\sigma^2 = 0.391A^{0.675}(E - 0.5E_d)^{0.312}. \quad (1.6)$$

Az (1.5) egyenlőség az összes lehetséges spin és paritás értéket figyelembe veszi. A spinfüggő állapotsűrűség

$$\rho_{BS}(E, J) = \rho_{BS}(E) \left[\frac{(2J + 1)e^{-(J+1/2)^2/2\sigma^2}}{2\sigma^2} \right] \quad (1.7)$$

ahol J az atommag spinje.

Az állapotsűrűség vizsgálatára számos, gerjesztési energiatartománytól függő kísérleti módszer ismeretes. Alacsony gerjesztési energiákon az állapotsűrűség meghatározható az ismert nívók számlálásával, mely adatok rendelkezésünkre állnak például a Table of Isotopes [7] vagy az ENSDF adatbázisokban [8]. Ez a módszer azonban nem alkalmazható amikor az állapotsűrűség megközelíti az 50 nívó/MeV értéket.

A neutronrezonanciás kísérletekből nagy pontossággal meghatározható az állapotsűrűség a neutron szeparációs energia közelében. A termikus neutronokkal kiváltott (n, γ) reakciókban a bemenő neutron energiáját annak repülési idejéből ≈ 1 eV feloldással ismerjük. A befogott neutron teljes energiája a mag gerjesztésére fordítódik, így a gerjesztési energia olyan pontossággal határozható meg, ami lehetővé teszi az egyes

¹A T maghőmérséklet az elmélet alapfeltételéből - miszerint a mag gerjesztési energiája az egymástól kvázi függetlenül mozgó nukleonokon véletlenszerűen oszlik el -, a kinetikus gázmodell analógiája alapján származtatott mennyiség ($T^{-1} = \frac{d(\ln \rho(E))}{dU}$).

energianívok feloldását, melyek megszámlálásával az állapotsűrűség meghatározható.

A kvázi-kontinuum tartománybeli állapotsűrűség meghatározásának egyik széles körben alkalmazott módszere a párolgási spektrum Hauser-Feshbach féle modellezése [9], mely módszerrel a teljes állapotsűrűség kapható meg, ami magában foglalja az összes lehetséges spinállapotot. Hátránya, hogy a kísérletek során lejátszódó direkt reakciók, és a többlépéses közbenső magreakciók erősen torzítják a párolgási spektrumot, ezért csak megfelelően megválasztott reakció, nyalábenergia, kilépési szög, stb. esetén alkalmazható.

Nehéz magok esetén a neutron szeparációs energia fölött 3 – 4 MeV-tal az állapotsűrűség meghatározható a neutronbefogási hatáskeresztmetszet fluktuációinak (Ericson fluktuáció) analíziséből [10, 11]. Ez a módszer olyan speciális feltételek teljesülése esetén érvényes (megfelelő állapotszélesség, rezonanciatávolság, stb.), melyek csak az említett energiatartományban érhetők el.

Egy újabb eljárás az állapotsűrűség kísérleti vizsgálatára az ún. *Oslo-módszer*, amely az első-generációs γ -spektrumok² statisztikai analízisének alapul [12–14]. A módszer segítségével meghatározható az állapotsűrűségfüggvény alakja a diszkrét és a neutron szeparációs energia közötti tartományban. Ahhoz, hogy a sűrűségfüggvényt egy adott atommagban az Oslo-módszerrel meghatározhassuk, információra van szükségünk az alacsony energiás diszkrét állapotok sűrűségéről, és a neutron rezonanciás kísérletek eredményeiről annak érdekében, hogy a függvény meredekségét és abszolút értékét megkapjuk.

²Első-generációs γ -spektrum alatt azon γ -spektrumot értjük, amely csak a primer γ -sugárzást, azaz a közbenső mag létrejötte után elsőként kilépő γ -kvantumokat tartalmazza.

1.2. γ -erősségfüggvény

A γ -erősségfüggvény a gerjesztett állapotok közötti elektromágneses átmenetekről ad számot. Általános értelemben (tetszőleges XL multipól átmenet esetén) vett modellfüggetlen definícióját Bartholomew 1972-ben [28] a következőképpen adta meg³:

$$f_{XL}(E_\gamma) = \frac{\langle \Gamma_{XL}(E_\gamma) \rangle}{E_\gamma^{(2L+1)} D}, \quad (1.8)$$

ahol $\langle \Gamma_{XL}(E_\gamma) \rangle$ és D a kezdőállapothoz tartozó átlagos nívószélesség és nívótávolság, E_γ pedig az átmenet energiája. Az erősségfüggvény szerepéről szemléletesebb képet kapunk, ha a $\mathcal{T}_{XL}(E_\gamma) = 2\pi \langle \Gamma_{XL}(E_\gamma) \rangle / D$ transzmissziós koefficienssel kifejezett

$$f_{XL}(E_\gamma) = \frac{\mathcal{T}_{XL}(E_\gamma)}{2\pi E_\gamma^{(2L+1)}}, \quad (1.9)$$

formulát vizsgáljuk, amiből látható, hogy ha L értéke adott, az $f(E_\gamma)$ erősségfüggvény az átmenet valószínűségével arányos.

Az erősségfüggvény első és legegyszerűbb elméleti leírása a Blatt és Weisskopf féle egyrészezske modell [29], ami még az atommag kollektív gerjesztéseit nem vette figyelembe.

A Brink-Axel hipotézis [30, 31] széleskörben használt a kollektív gerjesztések leírására. Az elmélet szerint a kollektív gerjesztések ugyanolyan tulajdonságokkal rendelkeznek akár az alapállapotra, akár a gerjesztett állapotokra épülnek, azaz a γ -bomlás valószínűsége csak a γ -energiától függ, és független a végállapothoz tartozó maghőmérséklettől. Ez a feltetelezés azt eredményezi, hogy az óriásrezonanciák erősségei leírhatók Lorentz függvényekkel. Az óriás elektromos dipólrezonancia⁴ (Giant Electric Dipole Resonance, GEDR) erősségének leírására szolgáló sztenderd Lorentz formula (Standard Lorentzian, SLO) [32, 33]:

$$f_{E1}(E_\gamma) = \frac{1}{3\pi^2 \hbar^2 c^2} \frac{\sigma_r \Gamma_r^2 E_\gamma}{(E_\gamma^2 - E_r^2)^2 + \Gamma_r^2 E_\gamma^2}, \quad (1.10)$$

ahol σ_r a hatáskeresztmetszet, Γ_r a Lorentz-görbe szélessége, és E_r a

³Megjegyzendő, hogy az itt tárgyalásra kerülő formulák és elméleti közelítések csak alacsony spinű állapotokra érvényesek.

⁴Az óriás dipólrezonanciák tulajdonságainak összefoglalását lásd a 1.2.1. fejezetben.

görbe középpontjához tartozó gerjesztési energia. A SLO alulbecsüli a γ -erősségfüggvényt $E_\gamma \leq 1$ MeV esetén [33].

A J. Kopecky és R. E. Chrien által kidolgozott általánosított Lorentz (Generalized Lorentzian, GLO) modell [35] két tagot tartalmaz, egy $\Gamma_{KMF}(E_\gamma, T_v)$ hőmérsékletfüggő Lorentz függvényt, és egy nemnulla tagot arra az esetre amikor $E_\gamma \rightarrow 0$ [36]

$$f_{E1}^{GLO}(E_\gamma, T_v) = \frac{1}{3\pi^2\hbar^2c^2}\sigma_r\Gamma_r \left[E_\gamma \frac{\Gamma_{KMF}(E_\gamma, T_v)}{(E_\gamma^2 - E_r^2)^2 + E_\gamma^2\Gamma_{KMF}^2(E_\gamma, T_v)} + 0.7 \frac{\Gamma_{KMF}(E_\gamma = 0, T_v)}{E_r^3} \right], \quad (1.11)$$

ahol a végállapot T_v hőmérsékletével kifejezett $\Gamma_{KMF}(E_\gamma, T_v)$ állapotszélesség Kadmsenkií, Markushev és Furman (KMF) elmélete alapján [36]

$$\Gamma_{KMF}(E_\gamma, T_v) = \frac{\Gamma_r}{E_r^2}(E_\gamma^2 + 4\pi^2T_v^2). \quad (1.12)$$

A GLO jó egyezést mutat a befogási hatáskeresztmetszet kísérleti értékeivel a közel gömbszimmetrikus magok esetén, az erős alapállapotú deformációval rendelkező magoknál viszont alulbecsüli a mért erősséget. A továbbfejlesztett általánosított Lorentz (Enhanced Generalized Lorentzian, EGLO) modell [32,33,37] szerint a hőmérsékletfüggő állapotszélesség

$$\Gamma_{\mathcal{K}}(E_\gamma, T_v) = \mathcal{K}(E_\gamma) \frac{\Gamma_r}{E_r^2}(E_\gamma^2 + 4\pi^2T_v^2), \quad (1.13)$$

ahol a $\mathcal{K}(E_\gamma)$ empirikus függvény

$$\mathcal{K}(E_\gamma) = \kappa + (1 - \kappa) \frac{E_\gamma - 4.5 \text{ MeV}}{E_r - 4.5 \text{ MeV}}. \quad (1.14)$$

A κ faktor az állapotúsűrűséget leíró modell választásától függ [32,33].

Annak ellenére, hogy a SLO és az EGLO jó egyezést mutat az erősségfüggvény kísérleti értékeivel, ellentmondáshoz vezet az atommag elektromágneses térre adott válaszfüggvényének vizsgálatakor [32,33]. Az ennek elkerülésére megalkotott módosított Lorentz (Modified Lorentzian, MLO) modell [32,33,38,39]:

$$f_{E1}^{MLO}(E_\gamma, T_v) = \frac{1}{3\pi^2\hbar^2c^2} \mathcal{L}(E_\gamma, T_v) \sigma_r \Gamma_r \frac{E_\gamma \Gamma(E_\gamma, T_v)}{(E_\gamma^2 - E_r)^2 + E_\gamma^2 \Gamma^2(E_\gamma, T_v)}, \quad (1.15)$$

ahol a

$$\mathcal{L}(E_\gamma, T_v) = \frac{1}{1 - \exp(-E_\gamma/T_v)} \quad (1.16)$$

faktor adja meg a γ -erősség különbségét gerjesztett-, és alapállapotra menő bomlás esetén.

A GMDR leírására két modell van használatban, az egyik az egyrészecske modell [28], a másik az óriásrezonancia modell, ami azon a feltételezésen alapul, hogy az M1 óriásrezonancia kapcsolatban áll a héjmodell szerinti spin-flip átmenetekkel az $l \pm 1/2$ egyrészecske állapotok között [40]. Az M1 spin-flip óriásrezonancia leírására szolgáló SLO [32] [33]

$$f_{M1}(E_\gamma) = \frac{1}{3\pi^2\hbar^2c^2} \frac{\sigma_{M1} \Gamma_{M1}^2 E_\gamma}{(E_\gamma^2 - E_{M1}^2)^2 + \Gamma_{M1}^2 E_\gamma^2}, \quad (1.17)$$

ahol

$$E_{M1} = 41A^{-1/3}[\text{MeV}], \quad \Gamma_{M1} = 4[\text{MeV}]. \quad (1.18)$$

Ha a σ_{M1} hatáskeresztmetszetre nincs kísérleti adat, az M1 rezonancia becslésére a következő összefüggéseket használják:

$$f_{M1} = 1.58A^{0.47}, \quad (1.19)$$

$$\frac{f_{E1}}{f_{M1}} = 0.0588A^{0.878}, \quad (1.20)$$

melyek $E_\gamma \approx 7$ MeV közelében érvényesek. Megjegyzendő, hogy mivel nagyon kevés kísérleti adat áll rendelkezésünkre az M1 óriásrezonancia paramétereiről, az elméleti előrejelzések meglehetősen bizonytalanok.

A GEQR leírására szolgáló SLO (1.17)-hez hasonlóan

$$f_{E2}(E_\gamma) = \frac{1}{3\pi^2\hbar^2c^2} \frac{\sigma_{E2} \Gamma_{E2}^2 E_\gamma}{(E_\gamma^2 - E_{E2}^2)^2 + \Gamma_{E2}^2 E_\gamma^2}, \quad (1.21)$$

ahol a globális paraméterek [32, 33, 41]

$$E_{E2} = 63A^{1/3}[\text{MeV}], \quad (1.22)$$

$$\Gamma_{E2} = 6.11 - 0.012A[\text{MeV}],$$

$$\sigma_{E2} = \frac{0.00015Z^2 E_{E2}^2}{A^{1/3} \Gamma_{E2}} [\text{mb}].$$

A (γ, x) fotonabszorpciós kísérlet a γ -erősségfüggvény egyik mérési módja a nukleonszeparációs energia alatt. Az úgynevezett *nukleáris rezonancia fluoreszcencia* kísérletekben modellfüggetlen módon határozható meg a gerjesztett állapot spinje, paritása, az elágazási arányok, illetve az átmeneti valószínűségek [42]. A polarizált nyalábbal végzett szögkorrelációs kísérletek nagy pontossággal lehetővé teszik az átmenetek E1, M1 és E2 multipolaritás szerinti szétválasztását [43]. Ezzel a módszerrel sikerült bizonyítékot találni a kisenergiás mágneses dipólrezonanciákra [42], amiket elsőként (e, e') szórási kísérletekben fedeztek fel ritkaföldfémekben. A (γ, γ') fotonszórási kísérletek segítségével sikerült megfigyelni az E1 pygmy rezonanciát a $^{40,44,48}\text{Ca}$ és az $N = 82$ izobárokban [44].

A γ -erősségfüggvény mérésének egy másik módja a neutron szeparációs energia alatti tartományban a közbenső állapotra vezető sugárzási neutron (vagy proton) befogás [35, 41, 45]. Az ilyen kísérletekkel a neutronrezonancia átlagos teljes sugárzási szélessége, valamint bizonyos egyedi átmenetek erősségei is meghatározhatók. Ennek nagy előnye, hogy mivel az egyedi átmenetek kezdeti és végállapotú spinje, valamint paritása ismert, az E1, M1 és E2 erősségek szeparáltan meghatározhatók. A módszer hátránya, hogy csak bizonyos gerjesztési energiatartományban alkalmazható.

A γ -erősség kísérleti vizsgálatának elterjedt módja a spektrumillesztés módszer [46], ahol a kísérletileg mért γ -spektrumokat γ -erősség és állapotsűrűség próbafüggvényekkel reprodukálják. Ez a módszer a nukleáris reakciók széles körére, valamint a spin és a maghőmérséklet széles tartományára érvényes [46]. Hátránya, hogy az eredmények jelentős szisztematikus hibával rendelkeznek amennyiben a sűrűségfüggvény korábbi mérésekből nem ismert.

Az Oslo-módszer statisztikai analízis segítségével lehetővé teszi a γ -erősség meghatározását a neutronszeparációs energia (S_n) alatti tartományban [14, 47]. Az analízis felfedi az erősségfüggvény struktúráját, azonban annak abszolút meghatározása csak korábbi mérésekből származó mérési adatokhoz való illesztéssel lehetséges (lásd 3.3. fejezet). Az Oslo-módszer eredményei felhasználhatók a spektrum-illesztés technika bemenő paramétereként is [48, 50]. A neutronrezonanciás kísérletekhez való normálással az eljárás jó egyezést mutat a fotoneutron hatáskelesztmettség mérésekből származó extrapolált γ -erősségfüggvény értékeivel [51].

1.2.1. Óriás dipólrezonancia

Az atommagok kollektív rezonanciáinak első bizonyítéka az óriás dipólrezonanciák (Giant Dipole Resonance, GDR) felfedezése volt az 1940-es években. Megállapodás szerint akkor beszélünk óriásrezonanciáról, ha az oszcillációban a mag nukleonjainak több mint 50%-a részt vesz [15]. Dipólrezonanci esetén az atommag protonjai és neutronjai elmozdulnak egymáshoz képest (izovektor rezonancia). Ilyenkor a mag oszcilláló elektromos dipólmomentummal rendelkezik, mivel a tömeg-, és töltésközéppontja eltolódik egymáshoz viszonyítva. Az ilyen típusú vibrációk amplitúdója kicsi, mindössze néhány százaléka a mag méretének, frekvenciája $\approx 3.5 \times 10^{21}$ Hz (15 MeV gerjesztési energia környékén). A rezonanciák leírásának legfontosabb paraméterei annak energiája (E_R), a szélessége (Γ_R) és az erőssége (S_R). Illesztésükre Lorentz függvényeket használunk (lásd 1.2 fejezet) melyek a kísérletileg mért ($\sigma(E)$) hatáskeresztmetszet függvényel a következő kapcsolatban állnak:

$$\sigma(E) = \frac{\sigma_m \Gamma_m^2 E^2}{(E^2 - E_m^2)^2 + \Gamma_m^2 E^2}, \quad (1.23)$$

ahol σ_m a hatáskeresztmetszet maximuma, E_m és Γ_m a rezonancia energiacentroidja és szélessége.

Az izovektor óriás dipólrezonancia (IVGDR) kiterjedt kísérleti vizsgálatának eredményei [16–18] a következő pontokban foglalhatók össze:

- Az IVGDR általános jelenség, megfigyelhető a teljes magtartományon a ^4He -től kezdve egészen az aktinoidáig.
- Könnyű magok esetén az IVGDR erőssége több komponensre hasad, míg nehéz gömbszerű magok esetén egyetlen Lorentz függvényel jól illeszthető.
- Deformált magokban az erősségeloszlás két részre hasad, ami a rövid, illetve a hosszú tengely menti oszcillációra utal.
- Az IVGDR gerjesztési energiáját jól visszaadja a következő formula:

$$E_x = 31.2A^{-1/3} + 20.6A^{-1/6}[\text{MeV}] \quad (1.24)$$

- Az IVGDR erőssége jó egyezéssel leírható a Tomas-Reiche-Kuhn (TRK) összszabállyal

$$\int_{E_{min}}^{E_{max}} \sigma_{\gamma}^{abs} dE \sim \frac{60NZ}{A} \quad (1.25)$$

ahol $E_{min} = S_n$ a neutron szeparációs energia, és $E_{max}=25$ MeV.

- Az IVGDR szélessége 2.5 MeV és 5 MeV között található. Nehéz gömbszerű magoknál az alacsonyabb érték felé, míg könnyű magok esetén a magasabb energiák felé tolódik.

1.2.2. Pygmy rezonancia

Az E1 pygmy rezonanciák felefedezése az 1950-60-as évekre tehető, amikor Bartholomew és munkatársai termikus neutronbefogási kísérletekben a γ -erősségfüggvényekben kiemelkedést tapasztaltak 5 - 7 MeV környékén több izotópban [19].

A pygmy rezonancia első elméleti leírását Mohan adta 1971-ben [20] a *három folyadék* hidrodinamikai modell segítségével. A modell szerint a három folyadékot a protonok, a protonokkal azonos pályákon található neutronok és a külső neutronok alkotják. Ez két, egymástól független E1 rezonanciához vezet, az egyikben az összes neutron rezeg az összes protonnal szemben, míg a másikban a külső neutronok oszcillálnak az $N = Z$ maghoz viszonyítva. Mohan számításai szerint előbbi rezonancia több mint két nagyságrenddel erősebb mint az utóbbi, ami közelítőleg igaz napjaink kísérleti eredményeire is.

Az első, kifejezetten a pygmy rezonancia feltérképezésére irányuló fotonoszórás kísérlet Govaert nevéhez fűződik [21], aki 15 MeV-os fékezési sugárzást használt. A módszer segítségével a mért mennyiségekből (szögeloszlás, hatáskeresztmetszet, stb.) modellfüggetlen módon meghatározható a spin, paritás és a γ -erősség.

Napjainkban a pygmy rezonancia elméleti leírása, és vizsgálati módszerei annyira szerteágazóak, hogy tárgyalásuk jelen dolgozat kereteit meghaladja. Részletes összefoglalásuk a [22] hivatkozásban található.

1.2.3. Ollózó rezonancia

Az ollózó rezonancia egy olyan kollektív, M1 izovektor vibrációja az atommagnak, ami deformált magokban figyelhető meg. Ez a fajta kollektív rezonancia szemléletesen úgy képzelhető el, hogy a deformált proton, és neutronfelhő oszcillál egymással szemben ahhoz hasonlóan ahogy az olló szárai mozognak [23]. Érthető tehát, hogy az ilyen típusú rezonancia csak deformált magokban fordul elő.

Aktinoidákban elsőként Heil és munkatársainak sikerült (γ, γ') és elektronszórás kísérletekben kimutatniuk ezt a fajta rezonanciát 1988-ban

[24]. Ezt követően Magraf és munkatársai szintén (γ, γ') (Nukleáris Rezonancia Fluoreszcencia, NRF) módszerrel vizsgálták a jelenséget aktinoida izotópokban, melyek mindegyikében azonosították ezt a típusú kollektív vibrációt [43].

Napjainkban is több kutatócsoport foglalkozik aktinoidák ollózó rezonanciáinak vizsgálatával főképp NRF kísérletekben [26,27]. Az aktinoidákon végzett vizsgálatok eredményei egybehangzóan azt mutatták, hogy az ollózó rezonancia erőssége ezen a magtartományon $B_{SR} \approx 3 - 4\mu_N^2$, ahol μ_N a mag-magneton. Ezekben a kísérletek diszkrét állapotok gerjesztődnek. Mivel aktinoidák esetén az ollózó rezonanciához tartozó gerjesztési energiatartományban ($E_x \approx 2 - 5$ MeV) az állapotok sűrűsége eléri a $10^4 - 10^5$ nívó/MeV értéket amit már kísérletileg nem lehet feloldani az alkalmazott módszerrel, ezért érthető módon az ollózó rezonancia teljes erősségét szisztematikusan alulbecsülik.

Történelmileg az első, és egyben a legegyszerűbb elméleti leírást, a geometriai kollektív modellt, Palumbo és munkatársai [23] dolgozták ki. Ebben a modellben az átmenet $B(M1)$ erőssége

$$B(M1) \sim \Theta_{intr} E_{SC} (g_p - g_n)^2 \mu_N^2, \quad (1.26)$$

ahol Θ_{intr} az atommag alapállapotú belső tehetetlenségi nyomatéka, E_{SC} a gerjesztési energia, g_p és g_n a protonok és neutronok giromágneses faktora, μ_N^2 pedig a mag-magneton.

Manapság a legelterjedtebb modellszámítás a Lipparini és munkatársai által kidolgozott összegszabály megközelítés [60]. A modell alapján Enders által kidolgozott inverz, és lineárisan energiasúlyozott összegszabály [67]:

$$S_{+1} = \frac{3}{2\pi} \Theta_{rigid} \delta^2 \omega_D^2 \left(\frac{Z}{A} \right)^2 \xi, \quad (1.27)$$

$$S_{-1} = \frac{3}{16\pi} \Theta_{rigid} \left(\frac{2Z}{A} \right)^2. \quad (1.28)$$

A két összegszabályból az ollózó rezonancia középpontja és erőssége

$$\omega = \sqrt{S_{+1}/S_{-1}} = |\delta| \omega_D \sqrt{2\xi}, \quad (1.29)$$

$$B = \sqrt{S_{+1}S_{-1}} = \frac{3}{4\pi} \left(\frac{Z}{A} \right)^2 \Theta_{rigid} |\delta| \omega_D \sqrt{2\xi} = \frac{3}{4\pi} \left(\frac{Z}{A} \right)^2 \Theta_{rigid} \omega. \quad (1.30)$$

A Θ_{rigid} tehetetlenségi momentum

$$\Theta_{rigid} = \frac{2}{5}mr_0^2A^{5/3}(1 + 0.31\delta), \quad (1.31)$$

ahol $r_0=1.15$ fm és δ a deformációs paraméter [68]. A ξ faktor

$$\xi = \frac{\omega_Q^2}{\omega_Q^2 + 2\omega_D^2}, \quad (1.32)$$

ahol

$$\omega_D \approx (31.2A^{-1/3} + 20.6A^{-1/6})(1 - 0.61\delta), \quad (1.33)$$

és

$$\omega_Q \approx 64.7A^{-1/3}(1 - 0.3\delta). \quad (1.34)$$

2. fejezet

Kísérleti módszerek és berendezések

A magszerkezet-kutatás egyik formája a felgyorsított töltött részecskékkel kiváltott magreakciók vizsgálata. Gyakran olyan reakciót használunk a mag gerjesztésére, amely a céltárgymag és a bombázó részecske közötti nukleoncserevel jár. Beszélhetünk *stripping* reakcióról, amikor a beeső részecske átad 1 – 3 nukleont a magnak (d, p) , $({}^3\text{He}, p)$, $({}^3\text{He}, d)$, (α, n) , stb., vagy *pick up* reakcióról, mely esetben a bombázó részecske magával visz néhány nukleont, mint például az (n, d) , (d, t) , $(d, {}^3\text{He})$, $({}^3\text{He}, \alpha)$, stb. reakciók esetén. A gerjesztési energia meghatározásánál figyelembe kell venni a bejövő részecske által a céltárgymagba bevitt E_{be} , és a kilépő részecske által elvitt E_{ki} energiát, valamint a Q reakcióenergiát a következő egyenlőség szerint:

$$E_x = Q + E_{be} - E_{ki}. \quad (2.1)$$

A gerjesztési energia meghatározásához tehát három paraméter ismerete szükséges. A Q reakcióenergia értéke a reakcióban részt vevő magok tömegeiből származtatható. Az E_{be} a nyalábenergiából, az E_{ki} a reakciókinematika alapján a kilépő részecske energiájából számolható.

A kilépő részecske energiáját tehát mérnünk kell ahhoz, hogy a gerjesztési energia értékét meg tudjuk határozni. Ezt a feladatot mérésinknél egy félvezető detektorrendszer (lásd 2.1.1. fejezet) látja el. A jó energiafeloldású detektorok segítségével nemcsak a részecske kinetikus energiáját, hanem a nyalábirányhoz viszonyított szögét is mérjük, ami a mag-meglökésből származó energiaeltolódás pontos kiszámításában nyújt segítséget.

Adott tehát egy ismert energiájú gerjesztett mag, ami γ -emisszió útján, hasadással, esetleg részecske-emisszióval igyekszik legerjesztődni, azaz alapállapotba kerülni. Ha a teljes legerjesztődés tisztán γ -emisszióval történik, akkor a kilépő γ -részecskék összenergiája

$$\sum_{i=1}^m E_{\gamma,i} = E_x, \quad (2.2)$$

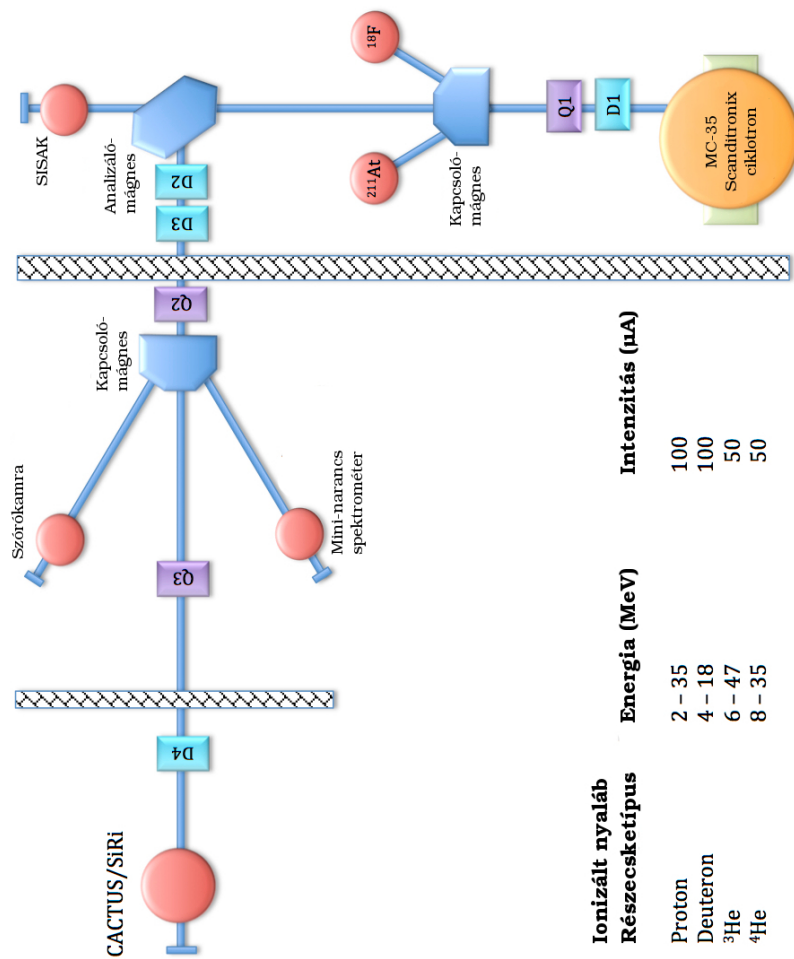
ahol m az adott γ -kaszád multiplicitása. Hasadás során a felszabaduló reakcióhő a hasadási termékek kinetikus energiájaként, illetve azok további bomlásából származó γ -kvantumok, illetve kilépő részecskék energiájaként jelenik meg. A neutron szeparációs energia S_n fölötti tartományban a neutronemisszióval való legerjesztődés valószínűsége ugrásszerűen megnő. Jóllehet, kísérleti berendezésünk alkalmas a neutronok érzékelésére, azonban azokat nem tudjuk a γ -fotonoktól megkülönböztetni, ezért az állapotsűrűség és a γ -erősségfüggvény vizsgálatára csak a S_n alatti tartományban van lehetőségünk.¹

Jelen dolgozat tárgyát képező kísérletek kivétel nélkül könnyűion reakcióban gerjesztett aktinoida atommagok γ -bomlásának vizsgálatára fókuszál. Célunk az állapotsűrűség és a γ -erősségfüggvény meghatározása a kvázi-kontinuum tartományban a neutron szeparációs energiáig.

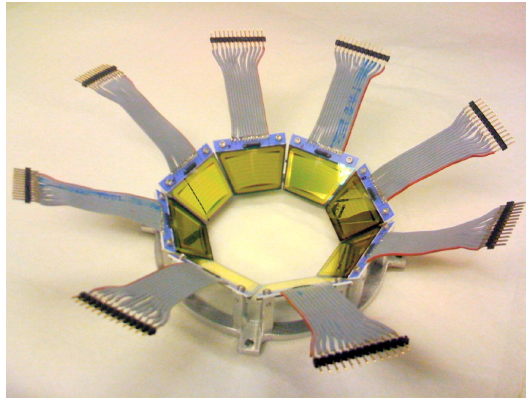
2.1. Az Osloi Ciklotron Laboratórium

Vizsgálatainkra az Osloi Ciklotron Laboratóriumban (OCL) került sor. Kísérleteinkhez a könnyűion-nyalábot egy MC-35 típusú, Scanditronix gyártmányú ciklotron szolgáltatta. A 2.1 ábrán az OCL kísérleti berendezéseinek elhelyezkedéséről készült vázlatos rajz látható. Az ábráról leolvasható a gyorsító által előállítható nyalábtípusok főbb paraméterei.

¹Mivel a neutron emissziót rendszerint szintén γ bomlás követi, ezért a neutronok okozta hamis γ eseményeken kívül további problémát jelent, hogy nincs információnk arról, hogy az érzékelt γ -fotonok melyik izotópból emittálódtak.



2.1. ábra. Az Osloi Ciklotron Laboratórium sematikus ábrája. Vizsgálataink fő eszköze a bal felső sarokban látható CACTUS/SiRi rendszer.



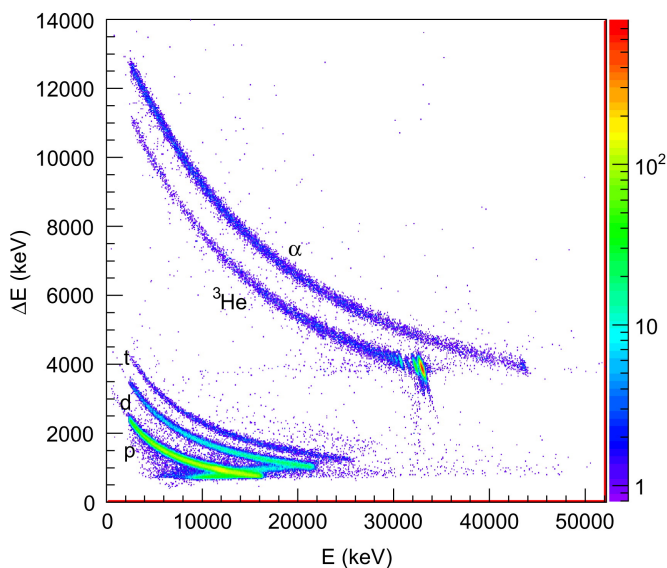
2.2. ábra. A nyolc darab különálló részecskelemez alkotta SiRi rendszer.

2.1.1. A SiRi részecskelemezrendszer

A SiRi (Silicon Ring) félvezető szilícium teleszkópok feladata a kimenő reakciócsatornában megjelenő töltött részecskék azonosítása, és energiájának mérése (2.2 ábra) [62]. A félvezető detektorok működése azon alapul, hogy a kristályrácsba érkező részecske pályája mentén a leadott energiával arányos számú elektron-lyuk párt hoz létre, amik a megfelelő nagyságú elektrosztatikus tér hatására az ellentétes polaritású elektródák felé mozognak. Az elektródákra kigyűlő töltésmennyiség arányos a részecske által leadott energiával. Az ilyen típusú detektorok energiafeloldása más elven működő detektorokkal való összehasonlításban igen jónak mondható ($\approx 0.1 - 0.2\%$ kialakítástól és típustól függően). Hátrányos tulajdonságai az ionizáló részecskék okozta visszafordíthatatlan *öregedési effektus*, és az aránylag lassú működés. Az öregedési effektust a félvezető kristályba beékelődő részecskék okozzák, amik számuk növekedtével a detektor érzékenységét fokozatosan csökkentik. A félvezető-detektorok működési sebességét ($FWHM = 10 - 100$ ns) erősen behatárolja az a tény, hogy a mérendő részecske által keltett elektron-lyuk párok driftsebessége kicsi. Ez azt eredményezi, hogy a kis időkülönbséggel beérkező részecskék jelei átfedésbe kerülhetnek (pile-up), ami hatásfokvesztéshez vezet.

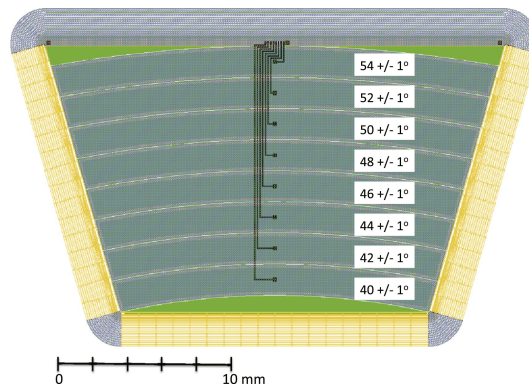
Kísérleteink során általában több reakciócsatorna is nyitott.² Ahhoz, hogy ki tudjunk választani egy adott reakciót, elengedhetetlen a

²Például deutérium nyaláb alkalmazása esetén (d,p), (d,n), (d,d), (d,t) stb. reakciók is végbemennek.



2.3. ábra. A SiRi teleszkópokkal mért ΔE - E korreláció.

detektorok teleszkóp kialakítása. Teleszkópnak azt a felépítést nevezzük, amikor két különböző vastagságú, egy vékony ΔE és egy vastag E detektort helyezünk egymás mögé. A SiRi felső, vékony ($130 \mu\text{m}$) vastagságú ΔE rétege mögött egy jóval vastagabb ($1550 \mu\text{m}$) E réteg található [62]. Ha a részecskék energiavesztéseit mindkét rétegben mérjük, a kapott ΔE - E értékek korrelációjában az egyes részecsketípusok elkülöníthetők. Az 2.3 ábrán egy ilyen, a SiRi teleszkópprendszerrel felvett kétdimenziós hisztogramot láthatunk. A teleszkópok $\approx 0.15\%$ -os energiafeloldásának köszönhetően az egyes görbék jól elkülönülnek. Alulról felfelé haladva a proton, a deutérium, a trícium, a ${}^3\text{He}$ és az α részecskék alkotta görbéket láthatjuk. Az adatfeldolgozás során kiválaszthatunk egy adott részecsketípust, ennek köszönhetően tisztán vizsgálhatjuk a számunkra érdekes magreakciót. A teleszkópok felső ΔE rétege ívesen szegmentált, ami lehetővé teszi a kilépő részecskék nyalábirányhoz viszonyított szögének meghatározását két fokos pontossággal (lásd 2.4 ábra). Ennek köszönhetően a mag-meglökésből származó energiaeltolódást korrigálni tudjuk, ami elengedhetetlenül fontos a keletkező mag gerjesztési energiájának pontos számításához.



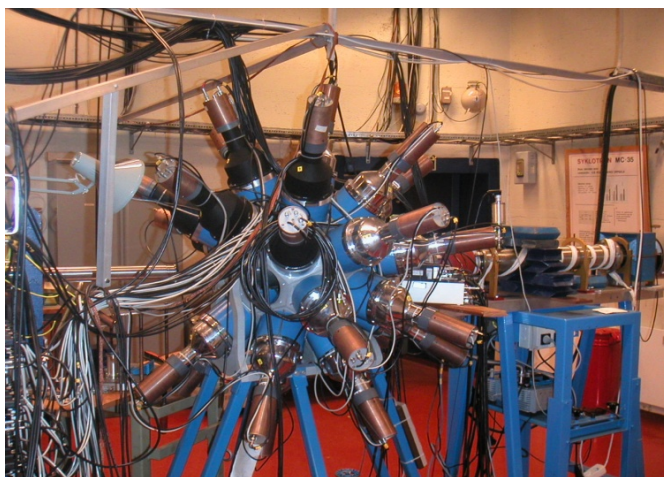
2.4. ábra. A szegmentált ΔE réteget szemléltető rajz. A feltüntetett értékek a nyalábirányhoz viszonyított kis szögbe helyezett detektor esetén érvényesek, ekkor a nyalábirányhoz viszonyítva 39° - 56° a lefedett szögtartomány. A vákuumkamra 180° -os megfordításával ez az érték 124° - 141° .

2.1.2. A CACTUS γ -detektorrendszer

A γ -fotonok energiamérésének széles körben alkalmazott eszközei a különböző típusú szcintillációs detektorok. Anyagösszetételük és működési mechanizmusuk alapján megkülönböztetünk *szervetlen kristály-, szerves kristály-, szerves folyadék-, plasztik-,* valamint *nemesgáz-szcintillátorokat*. Jóllehet, a szcintillációs detektorok energiafeloldása ($\approx 7 - 15\%$ 0.7 MeV-nál) $1 - 2$ nagyságrenddel alulmarad az erre a célra is gyakran alkalmazott félvezető detektorokéhoz képest, jó hatásfokuk miatt mégis az egyik legelterjedtebb detektortípus. További nagy előnyük, hogy szinte tetszőleges alakúak és méretűek lehetnek, így a lefedhető nagy térszögnek köszönhetően geometriai hatásfokuk messze a legmagasabb.

A szcintillációs detektorok működésének lényege azon alapul, hogy a beérkező részecske vagy γ -foton energiájának egy része a szcintillátor anyagban fényenergiává alakul, amit a detektorhoz csatlakoztatott fotoelektron-sokszorozó alakít át elektromos jellé. A γ -fotonok sokféleképpen kölcsönhatásba léphetnek az anyaggal, ezek közül a szcintillátorok működése szempontjából a legfontosabbak a fotoeffektus, a Compton-effektus és a párkeltés.

A CACTUS γ -detektorrendszer 28 darab, $5'' \times 5''$ méretű NaI(Tl) szervetlen kristály-szcintillátorból, és a hozzájuk kapcsolódó fotoelektron-sokszorozókból áll, melyek az 2.5 ábrán látható módon veszik körbe a



2.5. ábra. A CACTUS detektorrendszer.

középen elhelyezkedő vákuumkamrát [52]. A rendszer teljes hatásfoka 15.2%, feloldása $\approx 6\%$ 1.3 MeV-os γ -energián.

2.2. Hasadványdetektor-rendszer

Annak érdekében, hogy a fentebb leírt berendezéssel hasadványokat is érzékelni tudjunk, egy új gáztöltésű hasadási detektorrendszert építettem és illesztettem a már meglévő CACTUS-SiRi mérőrendszerhez, ami a NIFF (Nuclear Instrument for Fission Fragments) nevet kapta [61]. A NIFF megépítésének két fő célja a hasadványokból származó γ háttér csökkentése, és a hasadási valószínűség meghatározása a gerjesztési energia függvényében.

A maghasadás során általában két közepes tömegszámú atommag keletkezik gerjesztett állapotban. A fragmentálódást rendszerint részecskeemisszió (főleg neutron kibocsátás) követi, de a legerjesztődő fragmentum minden esetben bocsájt ki γ -részecskéket is. Az innen származó γ -fotonok háttérrel okoznak a γ -spektrumban, amelynek nagy része kiszűrhető kellően nagy hatásfokú hasadási detektorok *veto* üzemmódban való használatával. A *veto* kifejezés itt arra utal, hogy abban az esetben, amikor egy hasadási detektor jelet ad, olyankor a γ -detektorok jeleit nem vesszük figyelembe, hiszen az általuk érzékelt γ -kvantumok nagy valószínűséggel a hasadványokból származnak, nem pedig a vizsgálan-

dó atommagból. Ezek a szennyezők nem szűrhetők ki teljes mértékben, hiszen hasadványok detektálása esetén felmerül egy egyszerű, ám megkerülhetetlen technikai probléma. A céltárgy síkjához viszonyított lapos szögben haladó fragmentumok már magában a céltárgyban lefékeződnek. Minél kisebb ez a szög, annál kisebb valószínűséggel tudnak a hasadványok a céltárgyból kilépni. A céltárgy síkjában érzékelhető hasadási termékek száma így gyakorlatilag nulla, holott térbeli eloszlásuk izotróp. Természetesen, az általuk emittált γ -fotonok számára a céltárgyban való energiavesztés elhanyagolható.

2.2.1. A gáztöltésű detektorok működési elve

A gáztöltésű detektorok működési elve a detektorba érkező részecske által keltett elektron-ion párok érzékelésén alapul. A bejövő töltött részecske útja során, a gázmolekulák elektronhéján szóródva, onnan *elsődleges* elektronokat szakítanak le. Ha az érzékeny térfogatban a töltések kigyűjtéséért felelős elektrosztatikus tér megfelelő erősségű (≥ 300 V), az elsődlegesen keltett elektronok akkora energiára tesznek szert, hogy újabb, *másodlagos* elektronokat löknek ki az atomi héjakról. Ezt nevezzük *lavinaeffektusnak*, ami egyfajta belső erősítőfokozata az ilyen típusú detektoroknak, mivel egyetlen elsődleges elektron akár 10^6 darab másodlagos elektront kelthet. Az általam tervezett és épített hasadványdetektorrendszer négy darab lavinadetektorból, ún. PPAC-ból (Parallel Plate Avalanche Counter) áll, melyek a proporcionális tartományban működnek. Az alkalmazott kis gáznyomásnak és a vékony érzékeny térfogatnak köszönhetően a beszóródó könnyű részecskékre (proton, deuteron, α) gyakorlatilag érzéketlenek. Ennek magyarázata a Bethe-Bloch formulából következik, miszerint a bejövő részecske egységnyi úthosszra eső energiavesztése arányos az Mz^2 szorzattal (M és z a részecske tömege és töltése), melynek értéke hasadványokra legalább két nagyságrenddel nagyobb mint α részecskéik esetében. Ha a detektor érzékeny térfogata megfelelően vékony, és/vagy a benne lévő gáz nyomását kellően alacsonyan tartjuk, könnyedén elérhetjük, hogy a könnyű részecskék annyira kevés energiát veszítenek benne, hogy az általuk keltett elektronok csekély számának következtében elektronikus jeleik gyakorlatilag észrevétlenek maradnak, miközben a hasadványok a háttérzajtól jól elkülönülő csúcsokat eredményeznek. Az új hasadási detektorok ezen tulajdonsága igen fontos annak fényében, hogy az általunk végzett kísérletek során könnyű részecskék igen nagy számban vannak jelen. A kisnyomású gázzal töltött

detektorok további előnye a gyors jelfelfutási idő ($\approx 1 - 2$ ns), ami annak köszönhető, hogy a ritka gázban nagy az elektronok „mozgékonyága”.

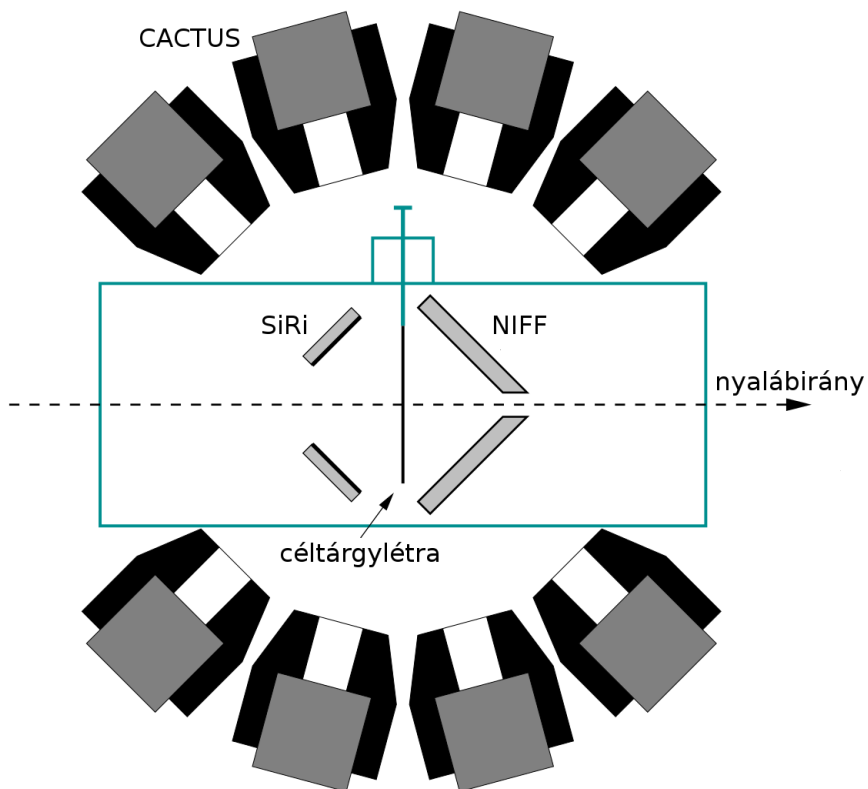
2.2.2. Tervezési paraméterek

Kísérleteinkben a hasadványok kinetikus energiájának és kirepülési szögének mérésére nincs szükség, így a tervezés során a lehető legnagyobb hatásfok és a jó időbeli stabilitás elérését tűztük ki célul. Annak érdekében, hogy a hasadványdetektorok a meglévő CACTUS/SiRi rendszerbe illesztésével hármas koincidenziát mérhessünk a könnyű töltött részek, a γ -fotonok és a fragmentumok között, a hasadási detektorok időfeloldása $\Delta t \leq 10^{-7}$ s kellett lennie annak érdekében, hogy az eredeti rendszer időfeloldását ne befolyásolja.³ Követelmény volt a már tárgyalt könnyűionokra való érzéketlenség is. Mindezek figyelembevételével esett a választás alacsony nyomású gázzal töltött lavinadetektorok építésére [53–58]. További előnyei az ilyen típusú detektoroknak, hogy az öregedési effektus a gáz folyamatos áramoltatásával elkerülhető, valamint meglehetősen kis anyagmennyiséget jelentenek a CACTUS vákuumkamrájában, ennek köszönhetően nem befolyásolják a γ -mérés pontosságát.

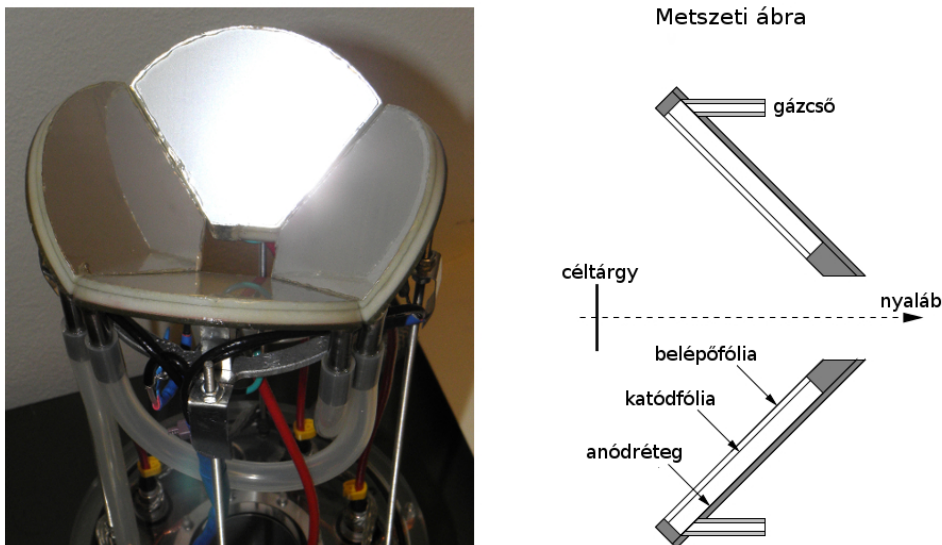
A NIFF méretezését a már meglévő rendszer geometriája behatárolta. A CACTUS NaI detektorai egy gömb alakú keretre vannak rögzítve úgy, hogy kollimátoraik a gömb belsejében egy henger alakú térrészt szabadon hagynak a vákuumkamra számára. A vákuumkamra, melynek belső átmérője 11.7 cm, hossza pedig 48.0 cm, egyik felében helyezkedik el a SiRi teleszkóprendszer. Az eredeti összeállításban vele szemben egy forgó, mechanikus céltárgycserélő volt található, ezért az első feladat a kamra áttervezése, és egy új céltárgycserélő mechanika építése volt. Az ezt követően szabaddá váló 2π térszög ily módon már alkalmas volt a gáزدetektorok beépítésére. A teljes rendszer összeállításának sematikus rajzát a 2.6 ábra mutatja, ahol a SiRi nyalábirányhoz képest nagy szögben, a NIFF pedig kis szögben látható, ami azonban a teljes vákuumkamra megfordításával felcserélhető.

Mivel méréseink alkalmával csak a maghasadás tényét szeretnénk megállapítani, ezért a geometriai hatásfok csökkenése nélkül megtehető, hogy a tömegközépponti rendszerünkben egymástól 180° -os szögben haladó hasadványok közül csak az egyiket detektáljuk. A rendelkezésre álló térrész lehető legjobb kihasználása érdekében négy detektorból álló „lámpaernyő” geometriájú detektorrendszer építése mellett döntöttem

³Az eredeti CACTUS/SiRi rendszer időfeloldása $\approx 10^{-7}$ s.



2.6. ábra. A mérési összeállítás sematikus rajza. A 28 darab kollimált NaI(Tl) detektorból álló CACTUS rendszer körbeveszi a közepén elhelyezkedő vákuumkamrát, amely magában foglalja a SiRi teleszkóp-rendszert és a NIFF hasadványdetektort.

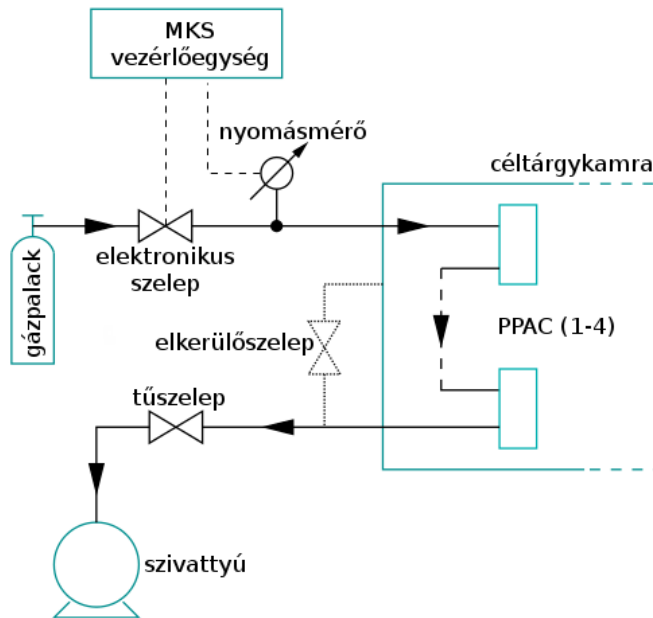


2.7. ábra. A NIFF detektor fotója és metszeti rajza.

(2.7 ábra). A detektorok körülveszik a nyalábot, ami a közepén látható $2 \times 2 \text{ cm}^2$ méretű szabad nyíláson halad keresztül. A nyalábbal $\approx 90^\circ$ -os szöveget bezáró, a cél tárgy síkjának közelébe eső térrész szabadon maradt, hiszen az ebbe az irányba induló hasadványok már magában a cél tárgyban, illetve a cél tárgykeretben lefékeződnek. Az egyes modulok 62.5 mm hosszúságúak, legnagyobb szélességük 77 mm . Középvonaluk a nyaláb irányával 45° -os szöveget zár be. A négy detektorból álló rendszer aktív területe ilyen módon a fél térszög közel 60% -át fedi le. A detektorok belépőablaka és katódsíkja $1.5 \mu\text{m}$ vékony, egyik oldalán alumíniummal bevont Mylar fólia. A PPAC-k üzemi gáznyomása $4 - 6 \text{ mbar}$. A Mylar fólia kellően erős, hogy ezt a nyomást maradandó alakváltozás nélkül a detektorokban tartsa, viszont eléggé vékony ahhoz, hogy a hasadványokat jelentősebb energiavesztés ($\approx 2 - 3\%$) nélkül átengedje. A vékony alumínium bevonatnak a belépőablak statikus feltöltődésének megakadályozásában, valamint a negatív elektróda betöltésében van szerepe (lásd 2.2.4. fejezet).

2.2.3. Gázrendszer

Működés közben a detektor aktív anyagát képező izobután (C_4H_{10}) gáz molekulái idővel széttöredeznek, ami a detektor hatásfokának csökkenésével jár, ezért használat közben a gáz folyamatos cseréje szükséges. A négy PPAC modul soros elrendezésben szilikon csövekkel van összekapcsolva, melyeken keresztül ≈ 1 ml/s sebességgel biztosítjuk a folyamatos áramlást. Ezzel egyidőben a gáz nyomását is állandó értéken kell tartani, amit a 2.8. ábrán látható gázrendszer megépítésével értük el. A gázrend-



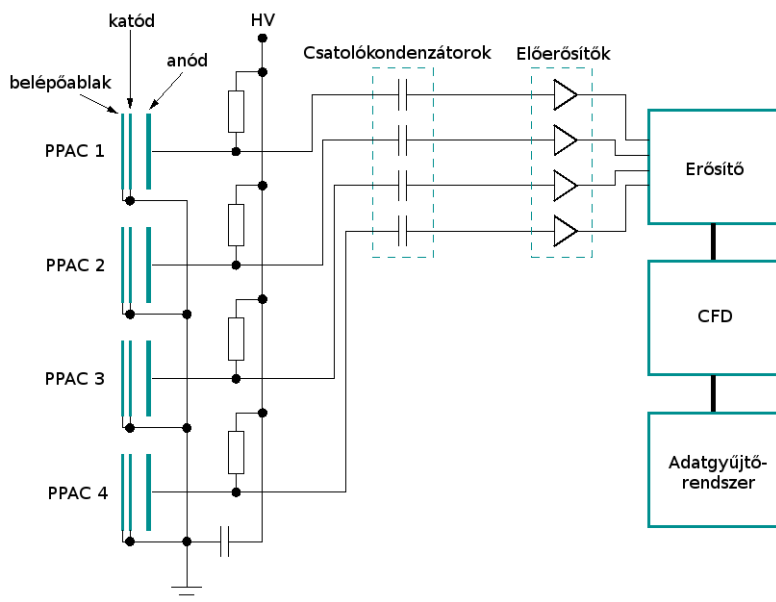
2.8. ábra. A gázrendszer sematikus rajza.

szerek fontos szerepe van a vákuumtechnikai műveletek során is, mivel a detektorok belépőfóliáinak megóvása érdekében a kamra nyomásváltozási sebességét 1 mbar/s alatt kell tartanunk.

A detektorokban lévő nyomást egy MKS 626B Baratron típusú manométer méri, ami egy MKS 250E gáznyomás vezérlőhöz csatlakozik. Működés közben a tűszelepen keresztül folyamatosan szivattyúzzuk a gázt. Amikor a nyomás a megadott alsó határértéket eléri, a controller kinyitja az elektronikus szelepet, amin keresztül friss gáz áramlik a rendszerbe, majd újra lezárja azt, amint a nyomás eléri a beállított maximális értéket. Ily módon a kívánt ≈ 5 mbar nyomás egy megadott szűk tartományon belül ($\approx 2\%$) tartható.

2.2.4. Elektronika és adatgyűjtő rendszer

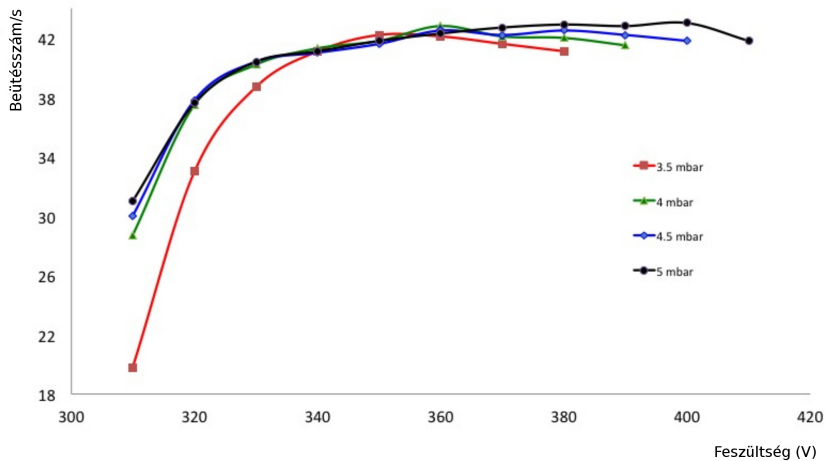
Az 2.9. ábrán a detektorok elektronikai kapcsolásának sematikus összeállítási rajza látható. A feltöltődés elkerülése érdekében a belépőablakok



2.9. ábra. Az elektronikai összeállítás sematikus rajza.

és a katódfoliák földpotenciálra vannak kapcsolva. Az anódok egyazon tápfeszültséghez kapcsolódnak, ezért mindegyik egy $1\text{ M}\Omega$ értékű ellenálláson keresztül van táplálva, valamint egy 2 nF -os kondenzátor került beépítésre a földpotenciál irányába annak érdekében, hogy megakadályozzuk az egyes detektorok közötti áthallást. A beérkező hasadvány által keltett lavinaeffektus gyors elektronikus jelet generál az anódsíkon, ami egy 2 nF -os leválasztó kondenzátoron keresztül jut az előerősítő bemenetére. A leválasztó kondenzátornak a nagyfeszültség lecsatolásában van szerepe az előerősítő bemenetéről.

Az anódok jelei egy-egy Ortec VT120A típusú gyors előerősítőn keresztülhaladva mintegy kétszázszoros erősítéssel esnek át. Az elektronikus zajok minimalizálása érdekében az előerősítőket a lehető legközelebb helyeztem el a vákuumkamra elektronikus átvezetőihez. A jelek további erősítéséről egy Tennelec TC248 jelalak-erősítő gondoskodik. Az innen kijövő gyors impulzusok egy Ortec CF8000 állandó arányú diszkriminátorba (CFD) futnak, ahonnan logikai jelekké alakulva haladnak tovább



2.10. ábra. A feszültség függvényében mért hozamok különböző gáznyomás esetén. A mérések statisztikus bizonytalansága kevesebb mint 1%.

a VME alapú adatgyűjtő rendszerbe. A gázdetektorok jeleinek amplitúdója nem kerül feldolgozásra.

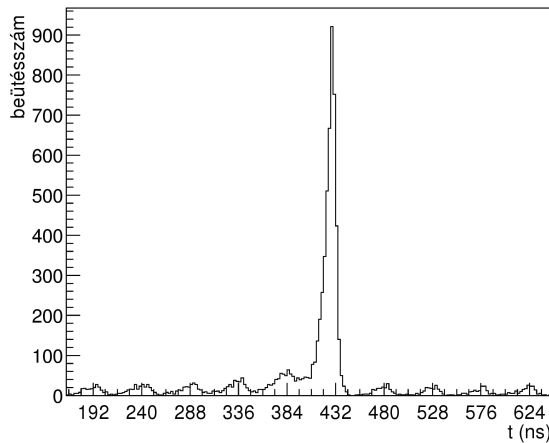
2.2.5. Teszt

A detektoregységek belső hatásfokának meghatározásához egy ismert aktivitású ^{252}Cf forrást használtam, majd a négy egységből álló rendszer további tesztjét részecskenyalábbal végeztük. Mind a forrással, mind pedig a nyalábbal végzett tesztek azt mutatták, hogy az egyes modulok beütés számai szinte azonosak, az átlagos beütésszámtól mért legnagyobb eltérés $\approx 4\%$ volt. A ^{252}Cf radioaktív forrás elsősorban α -bomló, a spontán hasadás elágazási aránya 3.09% . A detektorok nem szolgáltatnak érzékelhető jelet a nagy számú 6.1 MeV -os α -részecskére. Az optimális feszültség és gáznyomás meghatározásához a forrás segítségével kimértem a hasadási detektorrendszer hatásfokát a feszültség és a nyomás függvényében. A hatásfokméréshez a hitelesített forrást pontosan a céltárgy pozíciójában rögzítettem, így a detektorok által lefedett térszög ugyanannyi volt a teszt alatt, mint a későbbi mérések során. A forrással végzett vizsgálatok eredménye a 2.10 ábrán látható. A mérési pontok statisztikus bizonytalansága 1% alatti. Jól látható, hogy 3.5 mbar nyomásnál még

nem értük el a detektorok maximális hatásfokát, 4 mbar fölött viszont a görbék már nagyon hasonlóak egymáshoz. A maximális hatásfokot 5 mbar nyomás mellett, 400 V feszültségen találtam. Ezekkel a paraméterekkel a négy darab PPAC által érzékelt hasadványok teljes hozama 43.2(4) beütés másodpercenként. A forrás hitelesítését egy ezt megelőző α -aktivitás méréssel végeztem, számításba véve a ^{252}Cf felezési idejét, így a forrás aktivitása a hatásfok-mérés idején 2.54(8) kBq-nek adódott. 3.09%-os hasadási elágazási aránnyal számolva a hasadási termékek hozamára 78.5(24) Hz-et kaptam, ebből következik, hogy a hasadási detektorrendszer effektív hatásfoka 55(2)%. A detektorok aktív térfogata valamivel kevesebb mint 60%-át fedik le a fél térszögnek, ami azt jelenti, hogy belső hatásfokuk 90% fölötti.

A ^{252}Cf forrással végzett méréseket követően, az új detektorok egy $^{238}\text{U}(\text{d},\text{pf})$ kísérlet során is tesztelésre kerültek. A deuteron nyaláb energiája 12 MeV, a fém ^{238}U céltárgy vastagsága $260 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ volt. Az adatgyűjtés triggerét (startjelét) a SiRi teleszkópok VAGY kapcsolatban lévő E rétegei adták. A részecsketeleszkóp E és ΔE jeleinek korrelációjára tett kapuval kiválasztottam a (d,p) reakciót. A 2.11 ábrán látható spektrum mutatja az időkülönbséget a SiRi által adott *start*, és a hasadási detektor szolgáltatta *stop* jel között. A SiRi-NIFF rendszer időfeloldásának, és a nyalábcsomag Δt szélességének eredményeként a prompt csúcs félértékszélessége ≈ 11 ns, ami a valós - véletlen események szétválogatására elegendő. Megjegyzendő, hogy ez az érték főleg a SiRi és a nyaláb időfeloldásának következménye, mivel a NIFF jeleinek félértékszélessége mindössze 2 – 3 ns. A kapott időfeloldás azt mutatja, hogy a SiRi-NIFF rendszer maximális működési frekvenciája a 10 MHz-es tartományban van. Mivel a kísérleteink során a hasadványok hozama nem haladja meg a néhány kHz-es hozamot, a pile-up effektusból származó hatásfok veszteség elhanyagolható.

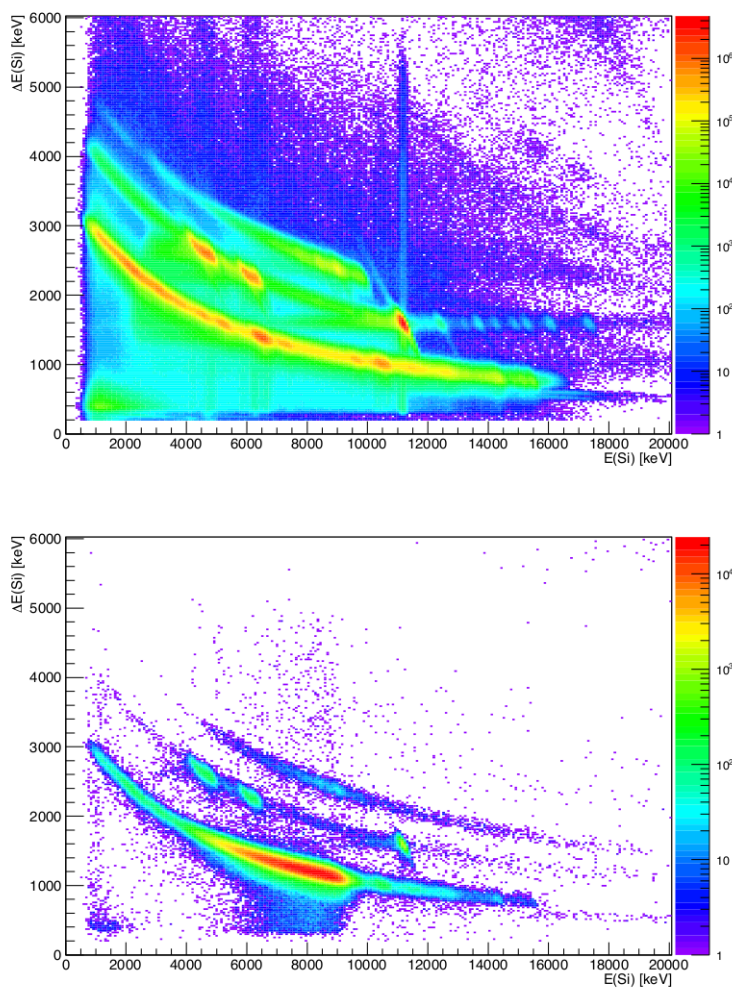
A hasadási detektorokat egy másik kísérletben is teszteltem. A $^{237}\text{Np}(\text{d},\text{pf})$ reakcióhoz egy $20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ vastagságú szén hátlapon lévő $200 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ vastag $^{237}\text{NpO}_2$ céltárgyat bombáztunk 13.5 MeV energiájú deutérium nyalábbal. A céltárgy $35 \mu\text{g}$ ^{237}Np -ot tartalmazott, α aktivitását 0.9 kBq-nek mértem. Az α -részecskék ebben az esetben sem keltettek mérhető jelet a gázdetektorokban. A ^{237}Np spontán bomlásából származó 4958.3 keV energiájú α részecskék a SiRi részecsketeleszkóp felső, ΔE detektoraiban elnyelődve nem indítják el a mérést, tehát minden egyes regisztrált esemény a céltárgyon végbemenő deutérium indukált reakcióból származik.



2.11. ábra. Időkülönbség a SiRi által érzékelt protonok (start jel) és a NIFF-be érkező hasadványok között (stop jel) $^{238}\text{U}(d,pf)$ reakcióban, 12 MeV nyalábenergia esetén. Az alacsonyabb, periódikusan ismétlődő csúcsok az egyes nyalábcsomagokkal való véletlen koincidencia eredményei.

A 2.12 ábrán láthatók a SiRi teleszkópok által rögzített $\Delta E - E$ spektrumok. A felső spektrum tartalmazza a részecsketeleszkópok által regisztrált összes eseményt. A $\Delta E - E$ spektrumban jól azonosíthatók a (alulról felfelé haladva) protonok, a deutérium és a trícium részecskék. A maximális deutérium energiánál megjelenő erős csúcs a ^{237}Np magokon rugalmasan szóródott deutérium részecskéket mutatja. A deutérium görbén látható többi erős csúcs a céltárgyban jelenlévő ^{16}O és ^{12}C magokon való rugalmas szóródás eredménye, míg a proton görbén megjelenő csúcsok ugyanezen magokon lejátszódó (d,p) reakcióból származnak. Az alsó spektrum a felsőtől annyiban tér el, hogy ennél koincidenciát követelünk meg a hasadványokkal. Nagyszámú, a (d,pf) reakcióból származó proton válik láthatóvá a hasadási küszöb fölötti energiatartományban.⁴ A deutérium görbében megjelenő néhány esemény véletlen koincidencia eredménye. A megfigyelhető hasadási események nagy része a 10 MeV-től alacsonyabb energiájú protonokhoz tartoznak, mivel ekkor a közbenső

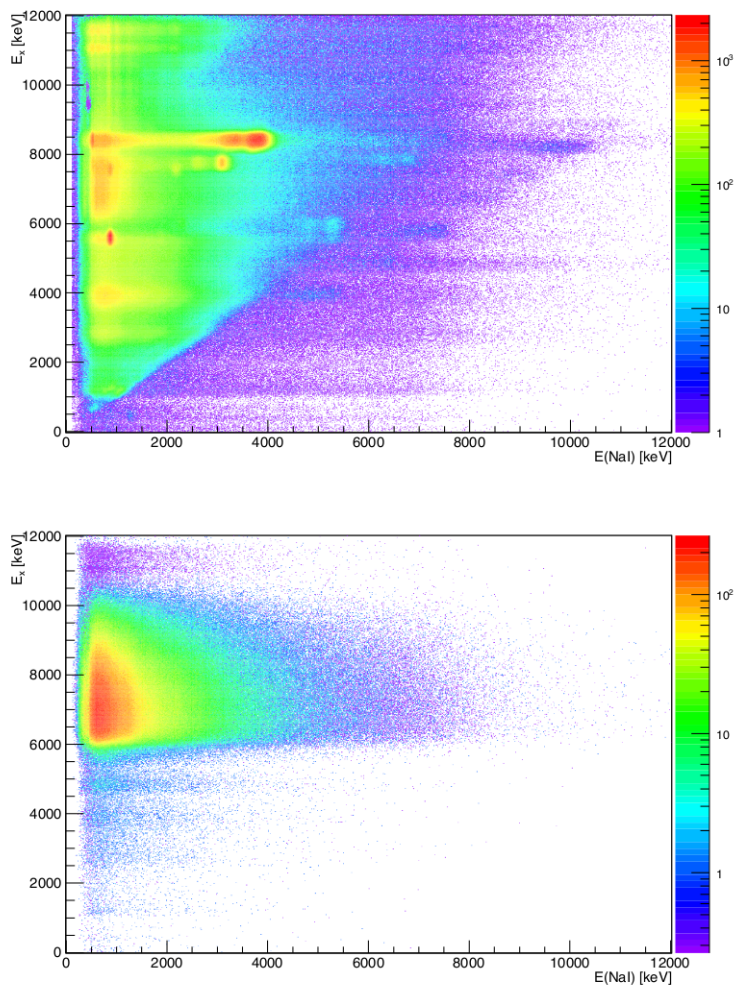
⁴Az ábrák tengelyein az $\Delta E - E$ detektorok által mért energiaértékek vannak feltüntetve. Az E tengelyen ≈ 9.5 MeV energia körüli rész felel meg az ≈ 6 MeV gerjesztési energiának.



2.12. ábra. A $d+^{237}\text{Np}$ reakcióból származó, részecskeazonosításra szolgáló $\Delta E-E$ spektrum. A felső spektrum az összes felvett eseményt tartalmazza, míg az alsó csak a NIFF által érzékelt hasadványokkal ko- incidenciában lévőket. A felső spektrumban látható három különálló görbe mutatja a SiRi által érzékelt (alulról felfelé) protonokat, deu- térium és trícium részecskéket. A hasadási események csak bizonyos protonenergia alatt jelennek meg, ami a ^{238}Np hasadási gátja fölötti gerjesztési energiának felel meg.

mag a hasadási küszöb ($E^* \approx 6$ MeV) fölé gerjesztődik.

A hasadványok detektálása lehetővé teszi számunkra, hogy azonosítsuk a hasadási folyamat során keletkező γ -fotonokat. A 2.13 ábra mutatja a γ -energiát a ^{238}Np gerjesztési energiájának függvényében. Az ábra alsó spektrumában hármas koincidenziát követelünk meg (proton-hasadvány-gamma). A fragmentumokból származó γ -fotonok jól láthatóan itt is a ≈ 6 MeV feletti gerjesztési energiatartományban jelennek meg. A felső ábrán jól kivehetőek az oxigénből és a szénből származó erőteljes szennyezőcsúcsok, amik nem jelentkeznek az alsó spektrumban mivel nem felelnek meg a koincidenziafeltételnek.



2.13. ábra. A $^{237}\text{Np}(d,p)^{238}\text{Np}$ reakcióhoz tartozó γ -energiák a gerjesztési energia függvényében. Az alsó képen látható spektrum esetén hármaskoincidenciát követeltünk meg a protonok, a fragmentumok és a γ -fotonok között.

3. fejezet

Adatfeldolgozás

Ebben a fejezetben a dolgozat alapját képező, az Osloi Egyetem ciklotronlaboratóriumában folytatott $^{237}\text{Np}(\text{d},\text{p})$ mérésből származó adatok feldolgozásának lépései kerülnek tárgyalásra. A $20\ \mu\text{g}/\text{cm}^2$ vékony, természetes szén hátlapon lévő $200\ \mu\text{g}/\text{cm}^2$ vastagságú $^{237}\text{NpO}_2$ céltárgyat $13.5\ \text{MeV}$ energiájú deutérium nyalábbal bombáztuk.

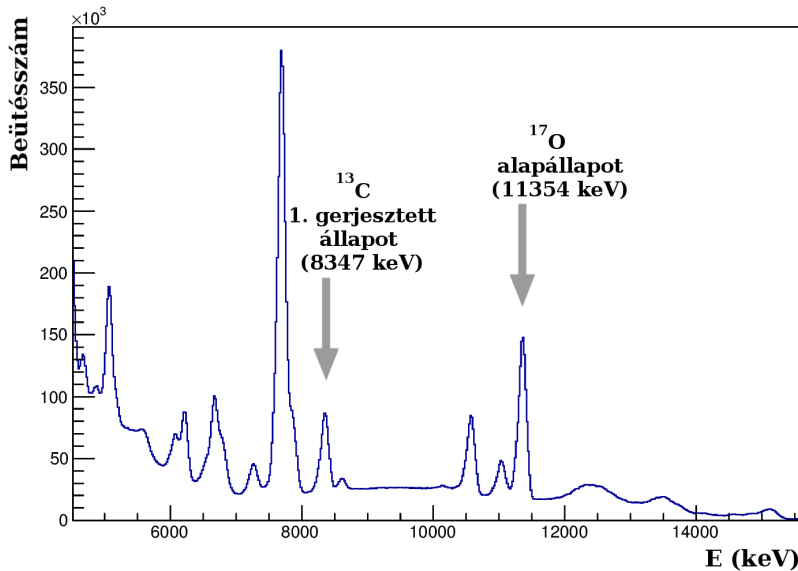
3.1. Kalibráció

Az adatfeldolgozás első lépése a SiRi részecsketeleszkóp energiakalibrációja. A kalibrációhoz a $^{12}\text{C}(\text{d},\text{p})^{13}\text{C}$ illetve a $^{16}\text{O}(\text{d},\text{p})^{17}\text{O}$ reakciók ismert energiájú, nagy hozamú protoncsoportjait használtam, amelyek erőteljes referenciapontokat eredményeznek a protonspektrumban.

A 8 darab különálló teleszkópmodul felső ΔE rétege 2 fokonként, 8 szegmensre van felosztva, ami így 64 darab $\Delta E - E$ spektrumot eredményez. A kalibráció elvégzéséhez szükséges reakciókinematikai számításokat az *OCL SiRi Kinematics Calculator* programmal végeztem [59]. A program a bemenő paramétereiből (nyalábrészecske típusa, nyalábenergia, céltárgymag, céltárgy vastagsága, kilépő részecske típusa, szöge, stb.) a mag-meglökésből származó energiaveszteség figyelembevételével kiszámolja az egyes szegmensekbe érkező részecskék energiáit, a keletkező mag jól ismert állapotainak ismeretében. Kiszámolja továbbá a részecske energiaveszteségét a két különböző vastagságú ΔE és E rétegben.

A mért spektrum egy adott csatornájához rendelhető részecskeenergia a csatornaszám lineáris függvénye:

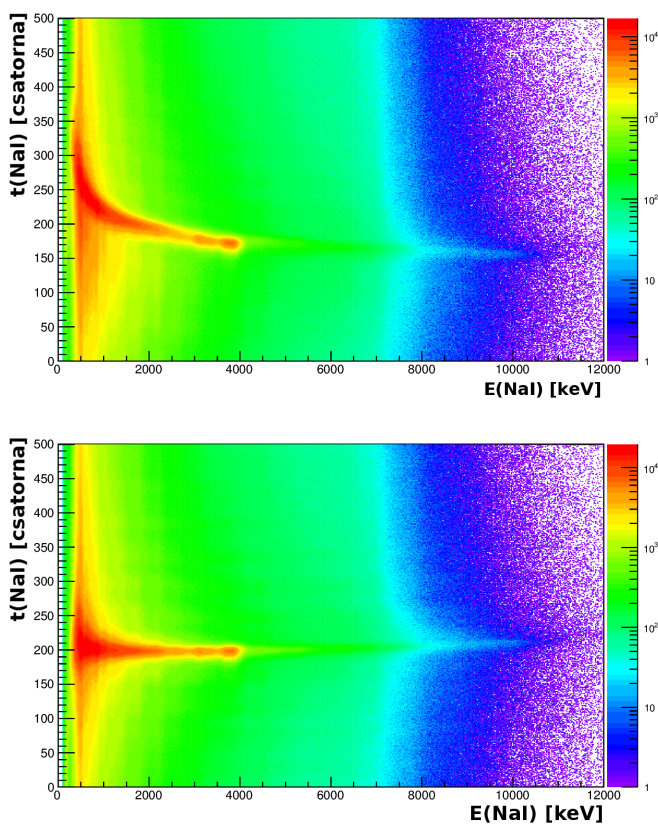
$$E(x) = a + bx, \tag{3.1}$$



3.1. ábra. A SiRi részecsketeleszközök által felvett protonspektrum. Az energiakalibrációhoz a jelzett ^{17}O alapállapotra való átmenet, és a ^{13}C első gerjesztett állapotra való átmenethez tartozó csúcsokat használtam.

ahol a az energia a spektrum nulladik csatornájában [keV], b egy csatorna energiafelbontása [keV/csatorna], x pedig a csatorna száma. A kalibráció során az a és b paramétereket kell meghatároznunk úgy, hogy a referenciacsúcsok kísérletileg mért, és a reakciókinematikai számításokból származó energiaértékei megegyezzenek.

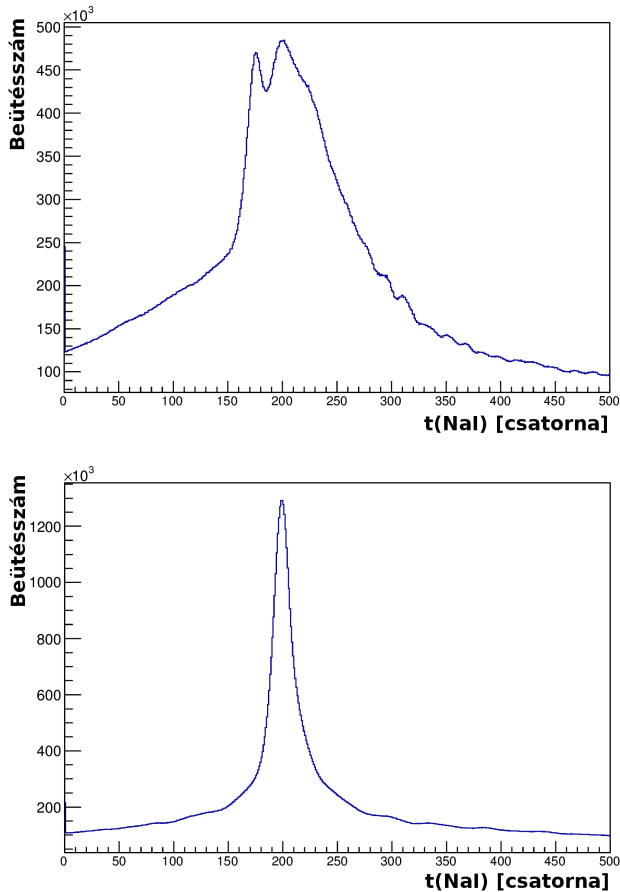
A CACTUS γ -detektorrendszer 28 darab NaI(Tl) detektorának energiakalibrációja az előzőekhez hasonló módon történt. A szennyező magokból jövő jól ismert γ -átmenetek szolgáltatta referenciacsúcsokhoz igazítottam a spektrumokban azonosítható csúcsokat. A γ -spektrumok esetén időkalibrációra is szükség volt. Mivel a nagyobb amplitúdójú jelek felfutó éle hamarabb eléri a diszkriminátor küszöbfeszültségét, ezért a különböző energiájú γ -fotonok miatt az időspektrumok csúcsai kiszélesednek. Az effektus kiküszöbölésére az energia-idő spektrumban (3.2. ábra) megjelenő görbére illesztett függvénnyel korrekciót végeztem, aminek eredményeként a prompt csúcsok egyazon időcsatornába kerültek (3.2. ábra).



3.2. ábra. Az időkalibráció előtti és utáni $E - \Delta t$ korrelációk.

3.2. Unfolding eljárás

A kísérleti γ -spektrumokból az ún. *unfolding* eljárás segítségével állítottam elő a valós spektrumokat, ami az Oslo Egyetem munkatársai által kidolgozott dekonvolúciós módszer, melynek segítségével a kísérleti úton kapott γ -spektrumokból egy többlépéses iterációs eljárás segítségével előállíthatók a valós γ -spektrumok a detektorok válaszfüggvényének ismeretében [63]. A γ -fotonok három különböző módon hatnak kölcsön a detektor anyagával: *fotoeffektus*, *Compton-szóródás*, *párkeltés*. Jellemzően az utóbbi két folyamatban keletkező fotonok nagy valószínűséggel elhagyják a detektort, ezért a mérendő γ -kvantum energiájának csak egy részét érzékeljük, aminek következtében hamis energiaértékeket kapunk. Az unfolding eljárás során ezen nemkívánatos effektusokra végzünk kor-

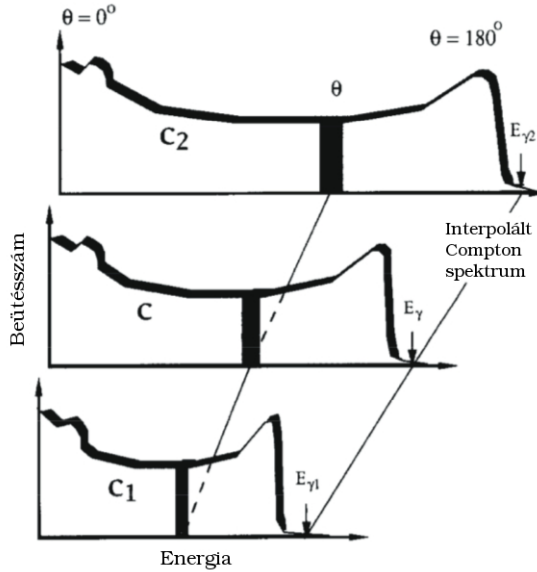


3.3. ábra. Az időkalibráció előtti és utáni időspektrumok.

rekciót.

Az eljáráshoz pontos kísérleti információval kell rendelkezniük a szcintillátorok, és a hozzájuk kapcsolt fotoelektron-sokszorozók válaszfüggvényéről a teljes vizsgált energiatartományban. Ezért radioaktív forrásokból és ütközési kísérletekből származó monoenergetikus γ -fotonok segítségével felvesszük a detektorok által mért spektrumokat adott γ -energiákon (esetünkben $E_\gamma = 122, 245, 344, 662, 1173, 1333, 1836, 4439, 6130$ és 15110 keV) [63]. A γ -spektrumokat aztán egy kétdimenziós spektrumba vetítjük úgy, hogy az abszcissza a detektor válaszfüggvénye, az ordináta pedig a megfelelő monoenergetikus γ -energia, majd az egyes görbék közötti interpolációval előállítjuk az összes valós energiacsatorná-

hoz tartozó válaszfüggvényt (lásd 3.4. ábra).



3.4. ábra. Az ismert γ energiáknál mért C_1 és C_2 Compton-spektrumok közötti interpolációval előállítjuk a tetszőleges energiához tartozó C spektrumot. Θ értékei a γ -kvantum szórási szögét jelölik.

Az ily módon keletkező kétdimenziós spektrum alapján definiálunk egy \mathbf{R} mátrixot úgy, hogy az $\mathbf{R}_{i,j}$ eleme megadja a detektor válaszát az i csatornában, amennyiben egy j energiájú γ -fotont érzékeltünk.¹ Minden egyes oszlopot

$$\sum_i \mathbf{R}_{i,j} = 1 \quad (3.2)$$

szerint normalva, megkapjuk a *válaszmátrixot*, ami a valós u és a mért f spektrumok között a következő kapcsolatot létesíti:

$$f = \mathbf{R}u. \quad (3.3)$$

Ha a kísérletileg mért spektrumot az \mathbf{R}^{-1} mátrixszal való szorzással egy lépésben állítjuk elő, a keletkező valós spektrumban erős fluktuációk je-

¹Az i és j paraméterek tulajdonképpen a valós és mért γ -spektrumok csatornaszámai.

lennek meg. Ennek kiküszöbölésére egy iterációs technikát alkalmazunk, ahol az eljárást lényegében megfordítjuk úgy, hogy a valós spektrumból rekonstruáljuk a mért spektrumot. Ennek lépései a következők:

1. Mindenekelőtt keresünk egy u_0 próbafüggvényt, ami a valós spektrumtól nem tér el jelentősen, ezért első lépésben a valós spektrumot egyenlővé tesszük a mért spektrummal (r).

$$u_0 = r \quad (3.4)$$

2. Az \mathbf{R} mátrix segítségével előállítunk egy f_0 mért spektrumot az

$$f_0 = \mathbf{R}u_0 \quad (3.5)$$

szerint.

3. Előállítunk egy újabb próbaspektrumot u_1 , amit úgy kapunk meg, hogy az előző u_0 próbafüggvényhez hozzáadjuk a kapott f_0 , és a mért r spektrum közötti különbséget:

$$u_1 = u_0 + (r - f_0) \quad (3.6)$$

4. A 2. lépés ismételt alkalmazásával előállítjuk az új f_1 spektrumot, majd kiszámoljuk az újabb u_2 próbafüggvényt

$$u_2 = u_1 + (r - f_1) \quad (3.7)$$

szerint.

A fenti lépéseket addig ismételjük, amíg $f_i \approx r$ ($i \approx 10$ a ciklusok száma), ekkor az u_{i+1} függvény jó közelítéssel visszaadja a valós γ -spektrumot. Mivel az $f = \mathbf{R}u$ transzformációval előállított f spektrum feloldásának meg kell egyeznie a kísérleti r spektrum feloldásával, ezért az u valós spektrum feloldásának mesterségesen jobbnak kell lennie mint a mért kísérleti spektrumnak.² Természetesen a valós spektrum feloldása nem lehet jobb, mint a kísérleti spektrumé, ezért a mesterségesen előállított „jobb” feloldás következtében az u spektrumban finomszerkezetű fluktuációk jelennek meg. Ezek kisimítására az ún. *Compton-levonás* módszer alkalmazásával kerül sor.

²Gauss eloszlást feltételezve $(\delta f)^2 = (\delta r)^2 + (\delta u)^2$, ebből $(\delta u) = \sqrt{(\delta f)^2 - (\delta r)^2}$

A Compton-levonás módszer kiindulópontja a fenti iterációval előállított valós spektrum (u), amiből a detektorok válaszfüggvényének ismeretében valószínűségi alapon ki tudjuk válogatni a fotocsúcsot (u_f), az első kiszökési csúcsot (u_s), a második kiszökési csúcsot (u_d) és az annihílációs csúcsot (u_a) a következőképpen:

$$u_f(i) = p_f(i)u_0(i), \quad (3.8)$$

$$u_s(i - i_{511}) = p_s(i)u_0(i), \quad (3.9)$$

$$u_d(i - i_{1022}) = p_d(i)u_0(i), \quad (3.10)$$

$$u_a(i_{511}) = \sum_i p_a(i)u_0(i), \quad (3.11)$$

ahol a p_i faktorok az egyes események valószínűségét jelentik, amik a következő egyenlőség szerint egyre vannak normálva:

$$\sum_i p_f(i) + p_s(i) + p_d(i) + p_a(i) + p_c(i) = 1 \quad (3.12)$$

ahol $p_c(i)$ a Compton esemény valószínűsége. A valós spektrum ezen csúcsainak félértékszélessége meg kell, hogy egyezzen a mért spektrum félértékszélességével. Legyen a valós spektrum feloldása 1.0 FWHM. A valós→mért spektrum transzformáció bizonytalanságot visz be a számolásba attól függően, hogy az \mathbf{R} válaszfüggvény feloldása mekkora. Ez a gyakorlatban azt jelenti, hogy ha az általunk előállított „mért” spektrum feloldása sokkal nagyobb mint a kísérletileg mért spektrumé, az iterációs eljárás után a valós spektrumban mesterséges negatív beütések jelennek meg az egyes csúcsok mellett. Ennek elkerülése érdekében a válaszfüggvény feloldását a valós spektrum tizedének választjuk (0.1 FWHM), így az előállított spektrum feloldása $\sqrt{1.0^2 - 0.1^2}$ FWHM=1.005 FWHM, ami már elfogadhatóan kis eltérés.

Az így előállított csúcsokat levonva a kísérleti $r(i)$ spektrumból, a

$$c(i) = r(i) - (p_f(i) + p_s(i) + p_d(i) + p_a(i)) \quad (3.13)$$

visszamaradó rész csak a Compton háttér ($c(i)$) tartalmazza, ami hasonló mértékű, finomszerkezetű oszcillációt tartalmaz mint a mért ($r(i)$) spektrum. Mivel azonban tudjuk, hogy a Compton háttér az energia lassan változó függvénye, egy $\sqrt{2}$ FWHM simítást alkalmazunk [63] annak érdekében, hogy visszakapjuk a valódi, „sima” Compton-spektrumot.

A csak a fotocúcsokat tartalmazó $u(i)$ spektrumot tehát az

$$u_f(i) = r(i) - c_{smooth}(i) - u_s(i) - u_a(i) - u_a(i) \quad (3.14)$$

egyenlet alapján számoljuk. A kapott $u_f(i)$ spektrumot korrigálva a detektorrendszer teljes γ hatásfokával

$$U(i) = \frac{u_f(i)}{\varepsilon_{teljes}}, \quad (3.15)$$

megkapjuk a csak fotocúcsot tartalmazó γ -spektrumot, ahol ε_{teljes} a CACTUS teljes hatásfoka E_γ függvényében.

3.3. Az Oslo módszer

Az *Oslo módszert* (Oslo method) az Osloi Egyetemen munkatársai fejlesztették ki a kvázi-kontinuumbeli állapotok sűrűsége és γ -erősségfüggvény meghatározására. A módszer fő lépései az ún. *első-generációs mátrix* kiszámítása, majd az azt követő *parametrizálás*.

3.3.1. Első-generációs mátrix

Az *első generációs mátrix* egy olyan kétdimenziós (E_γ, E_x) spektrum, amelyben az egyes gerjesztésienergia-csatornákhöz tartozó γ -kaszkádnak csak az első átmenetei szerepelnek [13]. A γ -kaszkádnak egyes tagjait a bomlási folyamat gyors lefolyása miatt kísérletileg ugyan nem tudjuk megkülönböztetni, az elsőként kilépő γ -kvantumok arányát azonban megkaphatjuk az alábbiakban tárgyalásra kerülő matematikai módszer segítségével.

A gondolatmenet azon a feltételezésen alapul, hogy az atommag egy gerjesztett állapota számára lényegtelen, hogy közvetlenül gerjesztés útján, vagy egy magasabban gerjesztett állapotból, γ -kibocsájtást követően jött létre.³ Mivel az adott állapot „elfelejti” keletkezésének körülményeit, a bomlás további mintázata megegyezik mindkét esetben. Ez azt

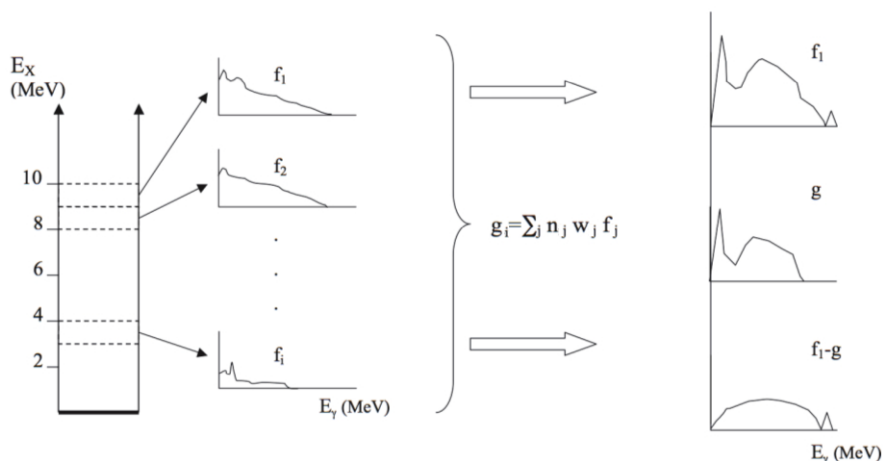
³A compound rendszer kialakulásához szükséges idő (10^{-18} s) három nagyságrenddel kisebb, mint a quasi-continuum tartománybeli állapotok életideje (10^{-15} s). Megjegyzendő továbbá, hogy bár a kilépő γ -kvantumok szögkorrelációja hordozhat információt a gerjesztett állapot kialakulásának körülményeiről, azonban kísérleteink során ezt az információt nem, csak a γ energiát vesszük figyelembe.

jelenti, hogy egy adott gerjesztésienergia-csatornában megfigyelhető γ -spektrumnak valamilyen súllyal tartalmaznia kell az összes alacsonyabb gerjesztésienergia-csatornához tartozó spektrumot. Ha minden egyes E_x csatornából megfelelő arányban kivonjuk az összes alacsonyabb energiás γ -spektrumot, a visszamaradó hisztogram már csak az első-generációs γ -átmeneteket tartalmazza (3.5 ábra).

Legyen az i -edik gerjesztésienergia-csatornához tartozó γ -spektrum f_i , ekkor az ehhez a csatornához tartozó első-generációs spektrum

$$h_i = f_i - g_i, \quad (3.16)$$

ahol g_i az összes alacsonyabb energiához tartozó spektrum súlyozott összege ($i = 1$ a legmagasabb gerjesztési energia csatornát jelöli)



3.5. ábra. Az első-generációs mátrix előállítását szemléltető rajz.

$$g_i = \sum_{j=i+1}^j n_j w_j f_j. \quad (3.17)$$

Az n_j korrekciós tényező az úgynevezett *multiplicitás normalizációs súlyfaktor*, amire azért van szükség, mert az egyes gerjesztési energiacsatornához rendelhető gerjesztési hatáskeresztmetszet különböző. Ha egy

adott csatornában megfigyelhető γ -spektrum területét $A(f_i)$ (azaz a beütések számát) elosztjuk a hozzá tartozó átlagos multiplicitással M_i , megkapjuk a kaszkádok számát, aminek egyenlőnek kell lennie az egyes csatornában [13]. A gondolatmenet alapján:

$$\frac{A(f_i)}{M_i} = n_j \frac{A(f_j)}{M_j}, \quad (3.18)$$

azaz

$$n_j = \frac{M_j A(f_i)}{M_i A(f_j)}. \quad (3.19)$$

Az M multiplicitást az *átlagos γ -multiplicitás formula* [49] segítségével határozzuk meg

$$M_i = \langle M_i \rangle = \frac{E_i}{\langle E_\gamma \rangle}, \quad (3.20)$$

ahol E_i az i -edik csatornához tartozó gerjesztési energia, $\langle E_\gamma \rangle$ pedig az ehhez a csatornához tartozó átlagos γ -energia.

A (3.17)-ben szereplő w_j súlyfaktor az i csatornából a j csatornába bomlás valószínűsége, amelynek értéke kezdetben ismeretlen, és $\sum_j w_j = 1$.⁴ Ha feltételezzük, hogy az (E_γ, E_x) mátrix már csak ez első generációs γ -átmeneteket tartalmazza, könnyű belátni, hogy

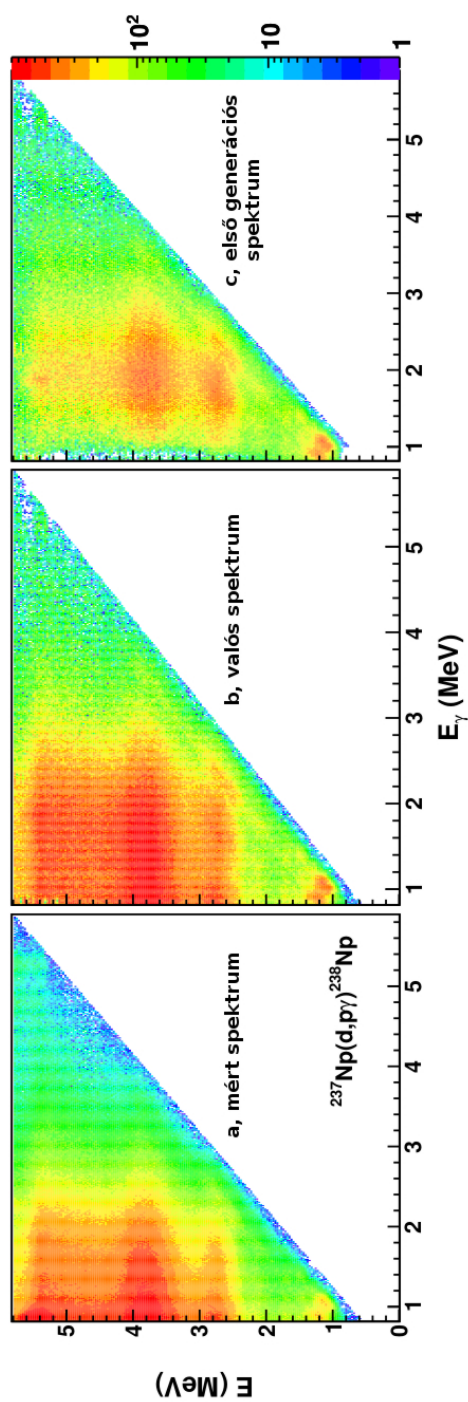
$$w(j) \equiv h_{i,norm}, \quad (3.21)$$

ahol $h_{i,norm}$ a h_i területének egyre normálásával ($A(h_i) = 1$) adódik. A w_j súlyfaktor értékeit (és ezáltal h_i -t) a következő iterációs eljárással határozzuk meg:

1. Választunk egy $w(j)$ próbafüggvényt.
2. Meghatározzuk h_i -t (3.16) és (3.17) szerint.
3. A kapott h_i -t felhasználva (3.21) alapján előállítunk egy új $w(j)_{new}$ függvényt (az új $w(j)$ energiaértékeit a h_i értékeihez illesztjük, majd $\sum_j w_j$ -t egyre normáljuk).
4. Ha $w(j)_{new} \approx w(j)_{old}$, a ciklus megáll, ha nem, megismételjük az eljárást a 2. lépéstől (általában 10-20 iteráció szükséges).

⁴A $\sum_j w_j = 1$ normálás abból következik, hogy az i csatornából az első generációs γ -emisszióját követően nyilvánvalóan valamelyik alacsonyabban fekvő $E_j = E_i - E_\gamma$ gerjesztésienergia-csatornába jutunk.

Az eljárással a ^{238}Np gerjesztett állapotainak γ -bomlásából előállított első-generációs mátrix a 3.6 ábrán látható. A Monte Carlo szimulációval előállított γ -kaszkádon végzett vizsgálatok megmutatták, hogy az eljárás során keletkező első generációs spektrumok nem érzékenyek a kezdeti $w(j)$ próbafüggvény alakjára [64], ezért kiindulásként a kísérleti E_x spektrum egyre normálásával kapott függvényt használjuk.



3.6. ábra. A ^{238}Np mért (a), valós (b) és első-generációs γ -spektrumai.

3.3.2. Parametrizálás

A Fermi-féle aranyszabály szerint a $|k\rangle$ kezdő-, és $|v\rangle$ végállapothoz tartozó λ átmeneti gyakoriság arányos a végállapothoz tartozó $\rho(E_v)$ állapotsűrűséggel:

$$\lambda = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle v | \hat{H} | k \rangle|^2 \rho(E_v), \quad (3.22)$$

ahol \hat{H} az átmeneti operátor. Ennek analógiájára nagy számú átmenet esetén az első generációs mátrix egyre normálásával kapott átmeneti valószínűség [14]

$$P(E_x, E_\gamma) \propto \mathcal{T}(E_\gamma) \rho(E_x - E_\gamma), \quad (3.23)$$

ahol $\mathcal{T}(E_\gamma)$ az átmeneti együttható. Az általánosított Brink-Axel hipotézis szerint [30, 31] a gerjesztett állapotokra épülő kollektív gerjesztések azonos tulajdonságokkal rendelkeznek mint az alapállapotra épülők, amiből az következik, hogy a relatív bomlási valószínűség független az állapot kialakulásának körülményeitől, így az átmeneti együttható értéke csak a γ -kvantum energiájának függvénye.

Az állapotsűrűség és a γ -erősségfüggvény egy iteratív eljárás segítségével nyerhető ki [14] az első-generációs mátrixból $P(E_x, E_\gamma)$. Az eljárás alapja a

$$\chi^2 = \frac{1}{N_{free}} \sum_{E_x=E_x^{min}}^{E_x^{max}} \sum_{E_\gamma=E_\gamma^{min}}^{E_x} \left(\frac{P_{elm}(E_x, E_\gamma) - P(E_x, E_\gamma)}{\Delta P(E_x, E_\gamma)} \right)^2, \quad (3.24)$$

függvény minimalizálása, ahol N_{free} a szabadsági fokok száma, $\Delta P(E_x, E_\gamma)$ az első-generációs mátrix elemeinek bizonytalansága. A $P_{elm}(E_x, E_\gamma)$ az első-generációs mátrix elméleti becslése. Az elméleti első-generációs mátrix a következőképpen becsülhető:

$$P_{elm}(E_x, E_\gamma) = \frac{\rho(E_x - E_\gamma) \mathcal{T}(E_\gamma)}{\sum_{E_\gamma=E_\gamma^{min}}^{E_x} \rho(E_x - E_\gamma) \mathcal{T}(E_\gamma)}. \quad (3.25)$$

Az E_x^{min} értékét úgy választjuk meg, hogy a vizsgált tartomány a statisztikus tartományban legyen, E_γ^{min} korlátnak pedig a nagy statisztikus bizonytalansággal rendelkező kisenergiás γ -részecskék figyelmen kívül hagyásában van szerepe. A kísérletileg kapott első-generációs mátrix gerjesztésienergia-csatornáit

$$\sum_{E_\gamma=E_\gamma^{min}}^{E_x} P(E_x, E_\gamma) = 1 \quad (3.26)$$

szerint normáljuk [14]. A χ^2 minimalizálással meghatározott $P(E_x, E_\gamma)$ mátrix segítségével végtelen számú megoldás létezik az állapotossűrűség és γ -erősségfüggvény előállítására, ezért bevezetjük a

$$\tilde{\rho}(E_x - E_v) = \rho(E_x - E_v) A e^{\alpha(E_x - E_\gamma)} \quad (3.27)$$

és

$$\tilde{\mathcal{T}}(E_\gamma) = \mathcal{T}(E_\gamma) B e^{\alpha E_\gamma} \quad (3.28)$$

transzformációkat, ahol az A , B és α paramétereket ismert kísérleti adatokhoz igazítjuk. Az α a sűrűség-, és az erősségfüggvény meredeksége, az A és B paraméterek pedig az állapotossűrűség és a γ -erősség abszolútértékeinek normálásához szükséges változók.

A sűrűségfüggvény normálása

Az eljárás során kapott határozatlan sűrűségfüggvényt az A és α paraméterek segítségével alacsony energián az ismert állapotokhoz, a neutron szeparációs energiánál pedig a neutron rezonanciás kísérletekből meghatározott állapotossűrűség értékekhez illesztjük. A neutron rezonanciás kísérletekből származó állapotossűrűség segítségével végzett parametrizálás esetén figyelembe kell venni a spinek különbözőségéből adódó eltérést. A neutron rezonancia távolság (D), és a spinfüggő állapotossűrűség közötti összefüggés

$$\frac{1}{D} = \frac{1}{2} \sum_j \rho(S_n, I_t + j), \quad (3.29)$$

ahol S_n a neutron szeparációs energia, I_t a céltárgymag spinje, és j a neutron impulzuszórája ($\vec{j} = \vec{l} + \vec{s}$ bármilyen módon előfordulhat). Figyelmen kívül kell hagyni azokat az eseteket, amikor $I_t < -(j + 1/2)$, mivel (1.7) szerint ez negatív állapotossűrűséget eredményez, ami fizikailag nem értelmezhető. A neutron rezonanciás kísérletekben tehát $j \geq -(I_t + 1/2)$ feltétel teljesülése esetén bármilyen $J = I_t + j$ magspin előfordulhat. A (3.29) egyenletben az $1/2$ együtthatót az indokolja, hogy mindkét paritás egyenlő arányban járul hozzá az állapotossűrűséghez a S_n neutron szeparációs energiánál. A teljes spinfüggő állapotossűrűség ezen az energián az (1.7) és (3.29) egyenletekből tehát

$$\rho(S_n) = \frac{2}{D_t} \left(\sum_j \frac{(2I_t + 2j + 1) e^{-(I_t + j + 1/2)^2 / 2\sigma^2}}{2\sigma^2} \right)^{-1}. \quad (3.30)$$

A D_l és I_t kísérletileg meghatározott értékei általában rendelkezésre állnak, így az állapotsűrűség a neutron szeparációs energiánál a legtöbb mag esetében (3.30) alapján megkapható.

Az első-generációs mátrixban bizonyos E_γ^{min} -től alacsonyabb energiájú γ -kvantumok nem szerepelnek azok nagy statisztikus bizonytalansága miatt, tehát az állapotsűrűséget kísérletileg maximum az $E_v = S_n - E_\gamma^{min}$ energiáig tudjuk meghatározni. Ezért a neutron szeparációs energia alatti (E_v, S_n) tartományon az állapotsűrűség-görbét a Fermi-gáz modell (1.5) alapján interpoláljuk.

A γ -erősség normálása

Az állapotsűrűség normálásával megkapjuk az A és α paramétereket, így a $\mathcal{T}(E_\gamma)$ transzmissziós koefficiens előállításához már csak a B paramétert kell meghatároznunk (lásd 3.27 és 3.28 egyenletek), amit a neutron rezonanciás kísérletekből kapott átlagos teljes sugárzási szélesség $\langle \Gamma \rangle$ segítségével kaphatunk meg [47].

A számolás kiindulási pontja [41] szerint

$$\langle \Gamma_\gamma(E, I, \pi) \rangle = \frac{1}{2\pi\rho(E, I, \pi)} \sum_{XL} \sum_{I_v, \pi_v} \int_{E_\gamma=0}^E dE_\gamma \mathcal{T}_{XL}(E_\gamma) \rho(E - E_\gamma, I_v, \pi_v), \quad (3.31)$$

ahol $\langle \Gamma_\gamma(E, I, \pi) \rangle$ az E energiájú, I spinű és π paritású állapotok átlagos teljes sugárzási szélessége. Az I_v és π_v a végállapot spinje és paritása, X és L az E_γ energiájú γ átmenet elektromágneses karaktere és multipolaritása. Feltételezzük, hogy az átmenetek túlnyomó többsége dipolsugárzás ($L = 1$), ekkor a transzmissziós koefficiensre fennáll a

$$B\mathcal{T}(E_\gamma) = B \sum_{XL} \mathcal{T}_{XL}(E_\gamma) \approx B[\mathcal{T}_{E1}(E_\gamma) + \mathcal{T}_{M1}(E_\gamma)] \quad (3.32)$$

összefüggés. Feltételezzük azt is, hogy minden gerjesztési energia és spin érték esetén a pozitív és negatív paritású állapotok egyenlő arányban oszlanak el, ekkor

$$\rho(E - E_\gamma, I_v, \pm\pi_v) = \frac{1}{2}\rho(E - E_\gamma, I_v). \quad (3.33)$$

Kombinálva (3.31), (3.32) és (3.33) egyenleteket, az átlagos sugárzási

szélesség és a transzmissziós koefficiens közötti kapcsolat

$$\begin{aligned} \langle \Gamma_\gamma(S_n, I_t \pm 1/2, \pi_t) \rangle &= \frac{B}{4\pi\rho(S_n, I_t \pm 1/2, \pi_t)} \int_{E_\gamma=0}^{S_n} dE_\gamma \mathcal{T}_{XL}(E_\gamma) \\ &\quad \times \rho(S_n - E_\gamma) \sum_{J=-1}^1 g(S_n - E_\gamma, I_t \pm 1/2 + J), \end{aligned} \quad (3.34)$$

ahol I_t és π_t a céltárgymag spinje és paritása, $\rho(S_n - E_\gamma)$ a kísérleti állapotsűrűség, és S_n a neutron szeparációs energia. Az állapotsűrűség spineloszlása [3] nyomán

$$g(E, I) = \frac{2I+1}{2\sigma^2} \exp\left[-(I+1/2)^2/2\sigma^2\right], \quad (3.35)$$

amit $\sum_I g(E, I) \approx 1$ szerint normalunk. A σ a spin-cutoff paraméter (lásd 1.4. összefüggés). A (3.28) egyenletből a B normalási faktor kiszámolható a $\langle \Gamma_\gamma(S_n) \rangle$ kísérleti értékeinek ismeretében. Mivel a (3.34)-ban lévő integrál $E_\gamma=0$ kezdőponttól az S_n neutron szeparációs energiáig tart, ezért a $\mathcal{T}(E_\gamma)$ γ -transzmissziós koefficiens értékét alacsony energiákon ($< E_\gamma^{min}$), és a neutron szeparációs energia közelében ($> S_n - E_\gamma^{min}$) a hiányzó kísérleti adataink következtében extrapolációval állítjuk elő a

$$\mathcal{T}_{fit}(E_\gamma) = C e^{bE_\gamma} \quad (3.36)$$

függvény segítségével, ahol C és b az illesztési paraméterek. A γ -erősség ($f(E_\gamma)$) és a transzmissziós koefficiens ($\mathcal{T}(E_\gamma)$) közötti kapcsolat (1.9) szerint

$$\mathcal{T}_{XL}(E_\gamma) = 2\pi E_\gamma^{2L+1} f_{XL}(E_\gamma). \quad (3.37)$$

Azzal a feltételezéssel, hogy a γ -átmenetek döntő többsége dipólátmenet, a (3.37) egyenlet a

$$f(E_\gamma) = f_{E1}(E_\gamma) + f_{M1}(E_\gamma) = \frac{\mathcal{T}(E_\gamma)}{2\pi E_\gamma^3} \quad (3.38)$$

formulára egyszerűsödik.

4. fejezet

Kísérleti eredmények

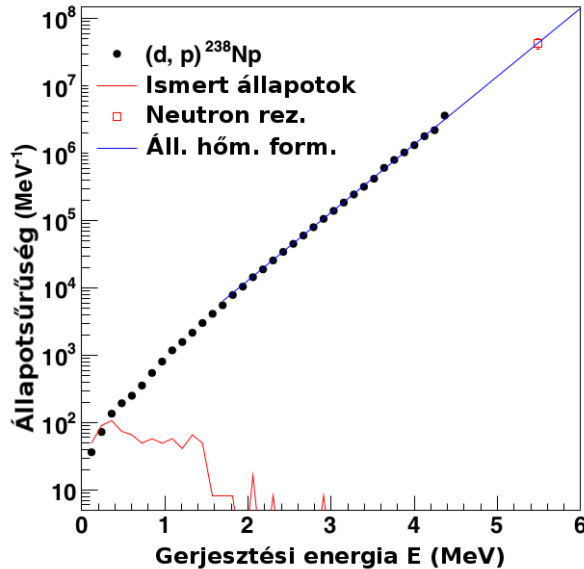
Ebben a fejezetben négy különböző aktinoida atommag állapotosságának és γ -erősségfüggvényének meghatározását célzó kísérlet eredményeit mutatom be. Elsőként a $^{237}\text{Np}(d,p)$ reakcióból származó ^{238}Np izotóp vizsgálatából kapott eredményeket részletezem, majd a tórium, a protaktínium, illetve az urán különböző izotópjainak vizsgálatából kapott adatok kerülnek tárgyalásra.

4.1. ^{238}Np

A ^{238}Np állapotosságát és γ -erősségfüggvényét $^{237}\text{Np}(d,p)$ reakcióban vizsgáltuk, ahol a deutérium nyaláb energiája $E_{beam} = 13.5$ MeV [61]. A $^{237}\text{NpO}_2$ céltárgy vastagsága $200 \mu\text{g}/\text{cm}^2$, ami $20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ vastagságú természetes szén hátlapon helyezkedett el.

A sűrűségfüggvényt szemléltető 4.1. ábrán látható, hogy az elsőgenerációs mátrixból kinyerhető függvényt hogyan normáltam az ismert alacsonyenergiás nivók [8], valamint a neutronrezonancias kísérletekből származó állapotosság-adatokhoz [34] (4.1. táblázat). Az így előállított állapotosság-függvény jól illeszkedik az állandó hőmérsékletű formulával számolt értékhez [4, 5].

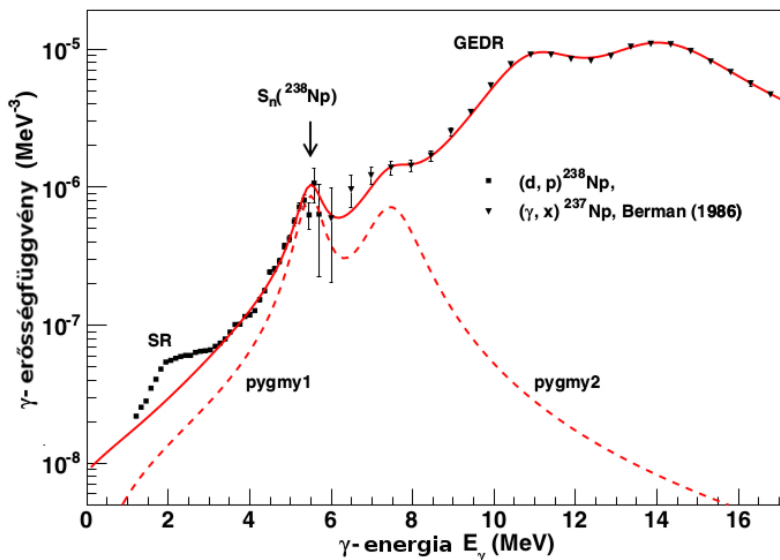
Ahogy az páratlan neutrons számú nehéz magok esetén tapasztalható, a kapott állapotosság-értékek meglehetősen magasak a könnyebb, illetve a páros neutrons számú magokkal való összehasonlításban. Ennélfogva nem meglepő hogy a diszkrét γ -spektroszkópiai módszerekkel feltérképezett nivók állapotosság-görbéje és a mérési pontjaink meglehetősen alacsony gerjesztési energián szétválnak, hiszen a páratlan-páratlan ^{238}Np állapotosság már 150 keV energián eléri a 100 nivó/MeV értéket.



4.1. ábra. A ^{238}Np állapotsűrűség-függvényét alacsony energiákon a diszkrét γ -spektroszkópiából ismert nívók sűrűségéhez (folytonos piros vonal), valamint a neutronszerparációs energia közelében a neutronrezonancia kísérletekből jól ismert ponthoz (üres négyzet) illeszttem. A folytonos kék vonal az állandó hőmérsékletű formulával számolt elméleti értékeket jelöli.

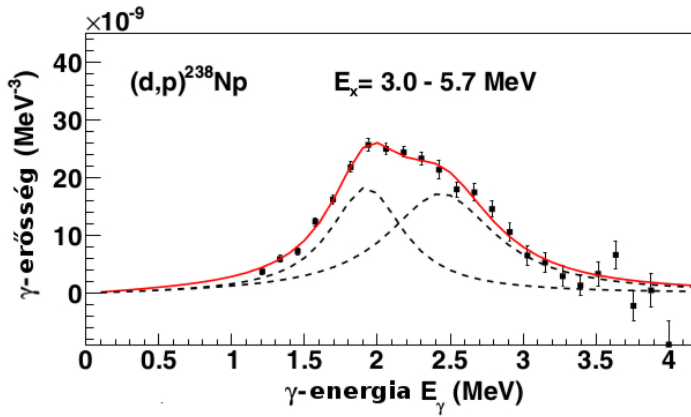
A kísérletileg kapott γ -erősségfüggvény a fotoabszorpciós hatáskeresztmetszet mérések adataiból származó erősségfüggvény alacsonyenergiás extrapolációja segítségével normálható. Mivel a ^{238}Np izotóp γ -erősségére vonatkozó kísérleti adatok nem álltak rendelkezésre, ezért a kísérleti pontjaink normálásához a $^{237}\text{Np}(\gamma, x)$ hatáskeresztmetszet mérések [66] eredményeit használtam fel azzal a feltételezéssel, hogy az erősségfüggvény a két szomszédos izotóp esetében nem tér el jelentősen. A (γ, x) mérésekből származó erősségfüggvény alacsonyenergiás extrapolációját az ismert dipólrezonanciákra illesztett Lorentz függvények összegzésével kapjuk az általunk vizsgált energiatartományon ($\leq S_n$). A GEDR (γ, x) kísérleti pontokat két Lorentz függvénnyel (EGLO) illesztettem [34]. Az erősségfüggvény menetében 5.5 MeV és 7.5 MeV energiáknál látható kiemelkedések magyarázatára két pygmy rezonancia jelenlétét feltételeztük, melyeket egyszerű Lorentz függvényekkel illeszttem. A négy darab

Lorentz függvény rezonanciaparamétereit a 4.2 táblázat tartalmazza.



4.2. ábra. A γ -erősség (folytonos piros vonal) kisenergiás extrapolációjára illesztett kísérleti pontjaink (fekete négyzetek). A függvény menetében az S_n neutron szeparációs energiánál látható csúcs, és a ≈ 7 MeV γ energiánál látható kiemelkedés magyarázatára pygmy rezonanciákat feltételezve két Lorentz görbe illesztésével reprodukáltam a kísérleti pontokat. Az így kapott erősségfüggvényhez illesztett kísérleti pontjaink szignifikáns eltérést mutatnak az $E_\gamma = 1 - 4$ MeV tartományon, ami az ollózó rezonancia (SR) jelenlétére utal.

A 4.2 ábrán látható folytonos piros vonal mutatja a négy darab Lorentz görbe összegéből adódó erősségfüggvényt. A kísérleti pontjainkat ehhez a görbéhez normálva, szignifikáns eltérés mutatkozik az $E_\gamma = 1 - 4$ MeV tartományban. Az ismert kollektív rezonanciák erősségének levonása után ezen anomália erősségfüggvénye figyelhető meg a 4.3 ábrán. Az elméleti előrejelzések [60], és az aktinoidákon végzett korábbi NRF kísérletek eredményei alapján [26, 27] az erősségfüggvényben mutatkozó kisenergiás rezonanciát az ún. ollózó rezonancia, avagy ollózó módusként azonosítottuk (lásd 1.2.3. fejezet). A polarizált nyalábbal végzett NRF kísérletek szerint az atommag ezen kollektív dipólus vibrációja mágneses jellegű, tehát M1 rezonancia.



4.3. ábra. A pygmy, és óriás dipólrezonanciák γ -erősségének levonása után tisztán az ollózó módus erősségét vehetjük szemügyre. A rezonanciagörbe jól láthatóan két komponensre hasad, ami két Lorentz görbével jól illeszthető.

A ^{238}Np magban az ollózó rezonancia összegszabálya (lásd 1.2.3. fejezet) által előrejelzett rezonanciaparaméterek ($\omega_{elm} = 2.2$ MeV, $B_{elm} = 9.9\mu_N^2$) és a kísérletileg kapott értékek ($\omega_{kis} = 2.26(5)$ MeV, $B_{kis} = 10.8(12)\mu_N^2$) jó egyezést mutatnak. A rezonancia jól láthatóan két komponensre hasad, melyeket két Lorentz függvényvel illesztettem. Az illesztés paraméterei a 4.3. táblázatban találhatóak.

4.1. táblázat. Az állapotsűrűségek illesztéséhez használt paraméterek.

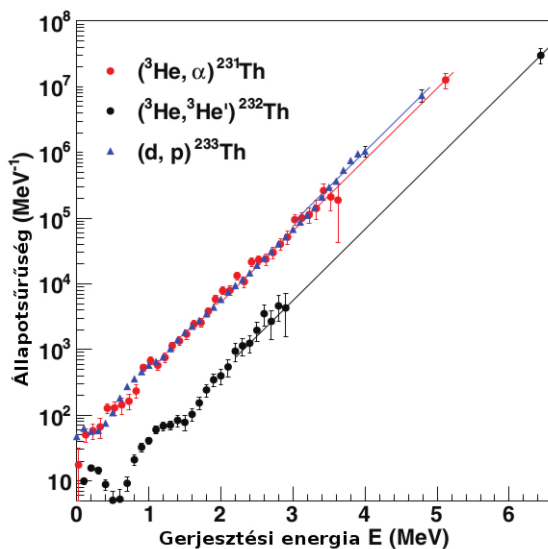
	S_n (MeV)	a (MeV) ⁻¹	E_1 (MeV)	σ	D_0 (eV)	$\rho(S_n)$ (10 ⁶ MeV ⁻¹)
²³¹ Th	5.118	26.41	-0.42	7.78	9.6(15)	12.7(33)
²³² Th	6.438	25.87	0.30	8.05	-	30(8)
²³³ Th	4.786	25.98	-0.58	7.82	16.5(40)	7.4(15)
²³² Pa	5.553	24.00	-1.155	6.52	0.53(16)	42(12)
²³³ Pa	6.529	24.09	-0.181	6.54	0.42(8)	44(10)
²³⁷ U	5.126	25.60	-0.43	8.02	14.0(10)	9.3(19)
²³⁷ U	6.154	25.26	0.06	8.26	3.5(8)	20(6)
²³⁷ U	4.806	26.67	-0.31	7.84	20.3(6)	6.1(12)
²³⁸ Np	5.488	25.96	-0.84	8.28	0.57(3)	43.0(78)

4.2. Tórium, protaktínium és urán izotópok

A tórium izotópok vizsgálatához 0.968 mg/cm^2 vastagságú, öntartó ^{232}Th céltárgyat bombáztunk 12 MeV energiájú deutérium nyalábbal. Hasonló paraméterekkel rendelkező céltárgyat 24 MeV energiájú ^3He nyalábbal bombázva állítottuk elő a protaktínium izotópokat. Az urán magokon végzett kísérletekhez 0.25 mg/cm^2 vastagságú (0.043 mg/cm^2 természetes szén hátlapon), 99.7% -os dúsítású ^{238}U céltárgyat, és 15 MeV energiájú deutérium nyalábot használtunk.

Meghatároztuk a $^{231-233}\text{Th}$, $^{232,233}\text{Pa}$ és $^{237-239}\text{U}$ izotópok állapotosságát és γ -erősségfüggvényét az előző fejezetben tárgyalt eljárás szerint. Az állapotosságok illesztéséhez használt paramétereket a 4.1 táblázatban foglaltam össze [5, 34]. A ^{232}Th esetén nem állt rendelkezésünkre kísérleti adat a D_0 átlagos rezonanciatávolságra a neutron rezonancias kísérletekből a ^{231}Th rövid felezési ideje miatt (25.52 h), ezért ebben az esetben a neutron szeparációs energiához tartozó állapotosság meghatározásához a von Egidy és Bucurescu által javasolt közelítő számítást alkalmaztuk [5].

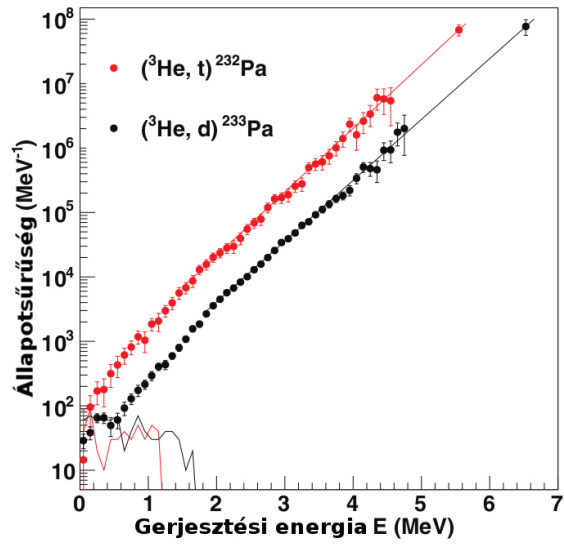
Az állapotosság mérések eredményei a 4.4, 4.5 és a 4.6 ábrákon láthatók a tórium, protaktínium és az urán izotópokra. A folytonos vonalak a kísérleti adataink és a neutron rezonancias kísérletekből a neutron szeparációs energiánál mért állapotosságok közötti, az állandó hőmérsékletű állapotosság-formula segítségével kapott interpoláció eredményei. Jól megfigyelhető, hogy az összes vizsgált atommag esetében a páratlan neutronsámú izotópok állapotossága közelítőleg egy nagyságrenddel nagyobb, mint a szomszédos páros számú neutronot tartalmazó izotópokban, ami a párosítatlan neutron jelenlétének tulajdonítható. A neutronpárok feltöréséhez szükséges energia $\approx 2 \text{ MeV}$, így a páros neutronsámú izotópokban ez alatt az energia alatt a neutronok párokba rendeződése folytán kisebb a lehetséges spinbeállások, és ez által a lehetséges nívók száma. Ezzel ellentétben a párosítatlan neutron már kis energiákon is több különböző spinkonfiguráció létrejöttét teszi lehetővé, ami magyarázattal szolgál a páros, illetve páratlan neutronsámú izotópok állapotosságában megfigyelhető szisztematikus eltérésekre.



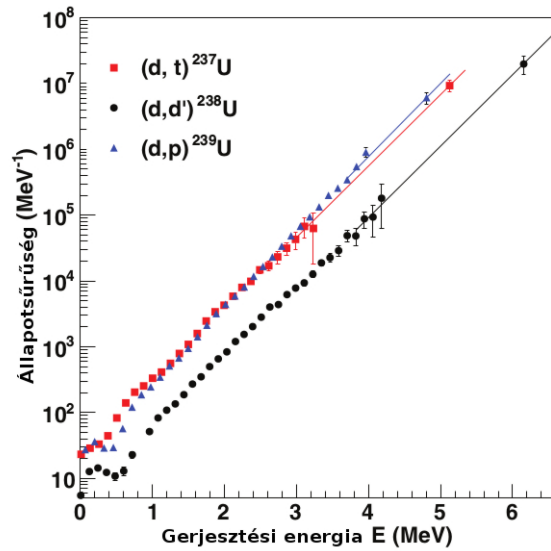
4.4. ábra. A $^{231-233}\text{Th}$ sűrűségfüggvényei. A szinte azonos állapotsűrűség-függvényt szolgáltatató páratlan neutronszámú izotópok állapotsűrűsége közel egy nagyságrenddel nagyobb a vizsgált energia-tartományon mint a páros neutronszámú izotópé.

4.2. táblázat. A γ -erősség alacsonyenergiás extrapolációjának paramétereit.

	$\omega_{E1.1}$ (MeV)	$\sigma_{E1.1}$ (mb)	$\Gamma_{E1.1}$ (MeV)	$\omega_{E1.2}$ (MeV)	$\sigma_{E1.2}$ (mb)	$\Gamma_{E1.2}$ (MeV)	ω_{pyg1} (MeV)	σ_{pyg1} mb	Γ_{pyg1} (MeV)	ω_{pyg2} (MeV)	σ_{pyg2} (mb)	Γ_{pyg2} (MeV)
$^{231-233}\text{Th}$	11.5	374	4.2	14.4	840	4.2	7.2	10	2.0	6.67	4.36	4.0
$^{232,233}\text{Pa}$	11.5	473	4.2	14.4	900	4.2	7.3	13	2.0	6.61	5.46	4.0
$^{237-239}\text{U}$	11.4	572	4.2	14.4	1040	4.2	7.3	15	2.0	6.61	7.00	4.0
^{238}Np	11.3	970	3.0	14.6	1520	4.4	5.5	50	0.7	7.5	60	1.4



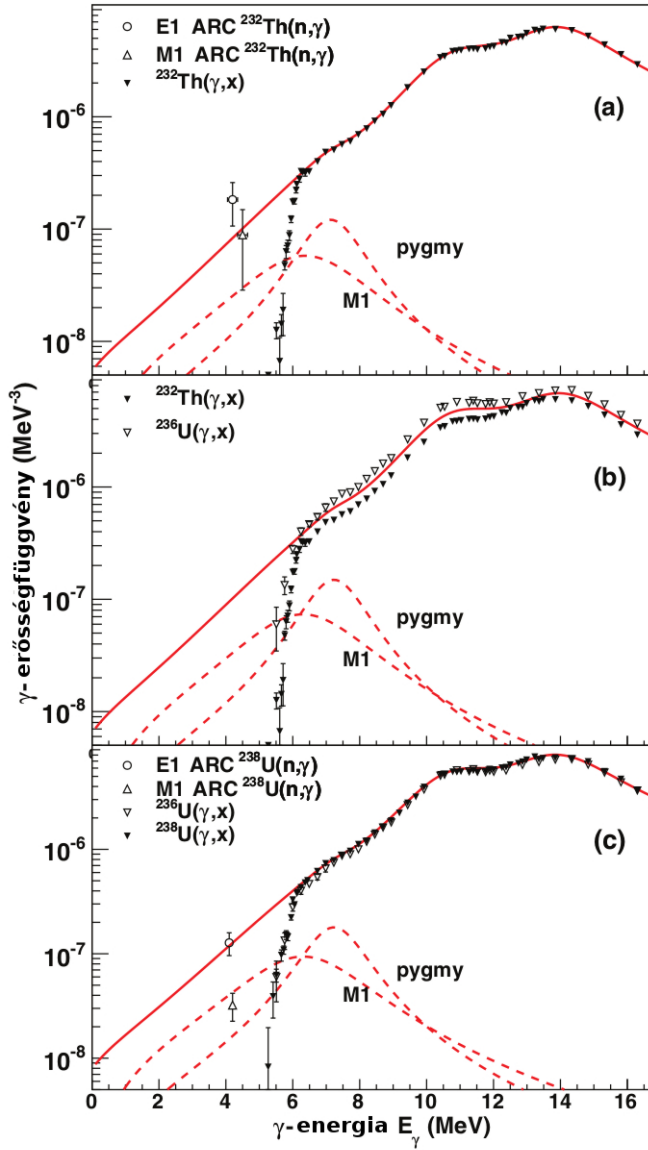
4.5. ábra. A $^{232,233}\text{Pa}$ izotópok állapotsűrűségei. A páros-páratlan neutronsám által okozott effektus itt is jól megfigyelhető.



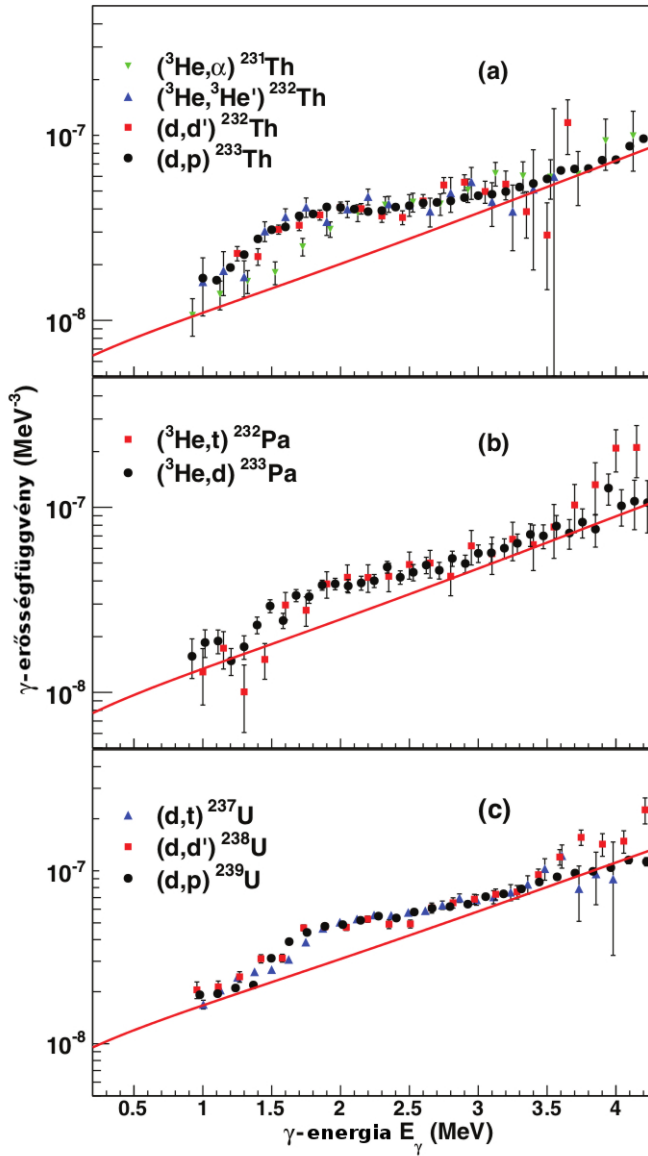
4.6. ábra. A $^{237-239}\text{U}$ izotópok sűrűségfüggvényei.

A kísérleti adataink normálásához használt γ -erősségfüggvények a 4.7. ábrán láthatók, melyek paramétereit a 4.2. táblázat tartalmazza. A (γ, x) hatáskeresztmetszet és az átlagos rezonanciabefogási (ARC) mérésekből [33, 34, 41, 66, 69] származó adatokra illesztett görbe alacsonyenergiás extrapolációját a ^{238}Np esetében tárgyalathoz hasonlóan úgy állítottuk elő, hogy nem vettük számításba az ollózó rezonancia jelenlétét. Mivel a protaktínium γ -erősségére csak alacsony statisztikájú mérési adatok állnak rendelkezésre, ezért a $^{232}\text{Th}(\gamma, x)$ és $^{236}\text{U}(\gamma, x)$ hatáskeresztmetszet méréseinek átlagát használtuk az alacsonyenergiás erősség becslésére.

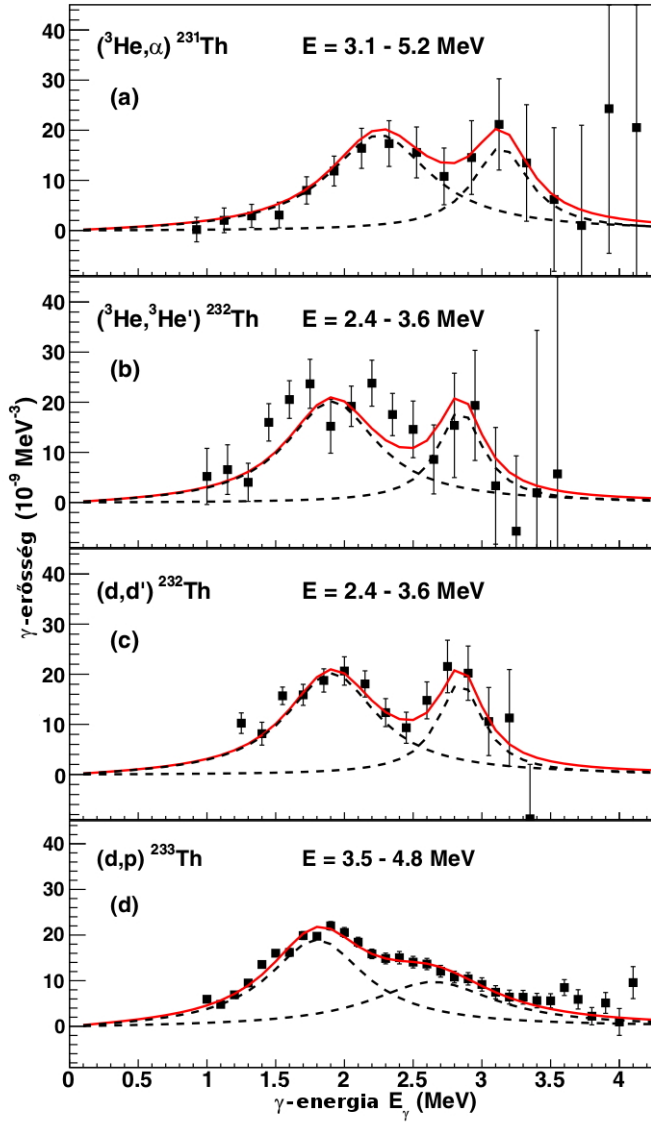
Az ismert nagyenergiájú dipólrezonanciák összegzéséből származó erősségfüggvény alacsonyenergiás farkára illesztett kísérleti pontjaink (lásd 4.8. ábra) ezen izotópok esetében is jól látható eltérést mutatnak az $E_\gamma = 1 - 4$ MeV tartományban. Az eltéréseket ezekben az esetekben is az ollózó módus jelenlétének tulajdonítjuk, mely rezonanciákat a 4.9., 4.10. és a 4.11. ábrák szemléltetik. A rezonanciacsúcsok illesztési paramétereit a 4.3 táblázatban találhatók, melyek ezen magok esetében is jó egyezést mutatnak az elméleti értékekkel.



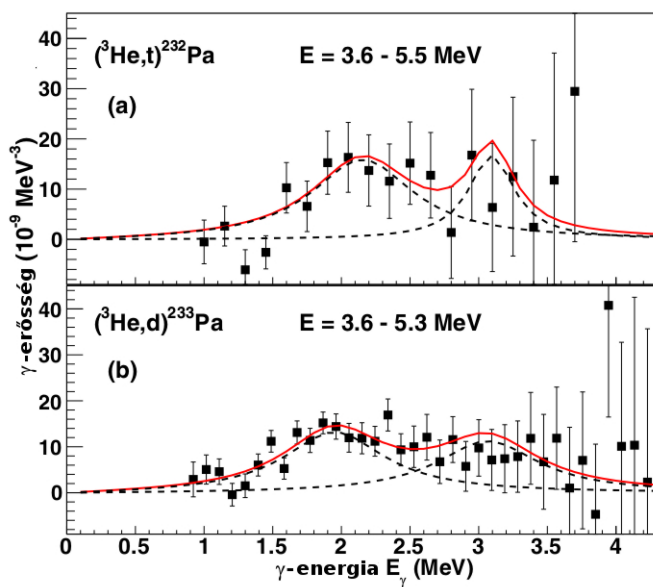
4.7. ábra. A $^{231-233}\text{Th}$ (a), $^{232,233}\text{Pa}$ (b) és $^{237-239}\text{U}$ (c) izotópok alacsonyenergiás γ -erősségeinek becslése (magyarázat a szövegben).



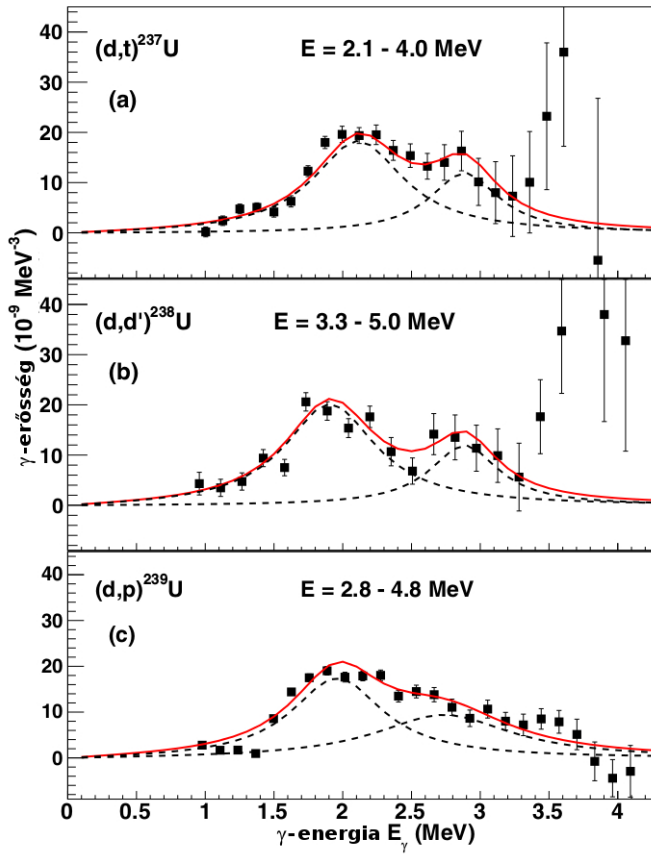
4.8. ábra. A pygmy, és óriás dipólrezonanciák összegzéséből származó γ -erősségfüggvényre (piros vonal) illesztett kísérleti pontjaink. Az ollózó módus okozta eltérés az összes vizsgált mag esetében jól látszik az $E_\gamma = 1 - 4$ MeV tartományon.



4.9. ábra. A ${}^{231-233}\text{Th}$ izotópokban megfigyelhető ollózó rezonanciák erősségei.



4.10. ábra. A $^{232,233}\text{Pa}$ izotópok ollózó rezonanciái.



4.11. ábra. A $^{237-239}\text{U}$ ollózó rezonanciáinak erőssége.

4.3. táblázat. Az ollózó rezonanciák illesztési paraméterei a vizsgált magokban.

	Alsó rezonancia				Felső rezonancia				Teljes		Összezsabály	
	$\omega_{SR,1}$ (MeV)	$\sigma_{SR,1}$ (mb)	$\Gamma_{SR,1}$ (MeV)	$B_{SR,1}$ (μ_N^2)	$\omega_{SR,2}$ (MeV)	$\sigma_{SR,2}$ (mb)	$\Gamma_{SR,2}$ (MeV)	$B_{SR,2}$ (μ_N^2)	ω_{SR} (MeV)	B_{SR} (μ_N^2)	ω_{SR} (MeV)	B_{SR} (μ_N^2)
^{231}Th	2.30(15)	0.50(5)	0.90(10)	6.9(11)	3.15(15)	0.60(20)	0.50(10)	3.4(13)	2.58(15)	10.3(17)	2.0	8.6
^{232}Th	1.95(15)	0.45(10)	0.80(20)	6.5(22)	2.85(10)	0.60(20)	0.40(10)	3.0(12)	2.23(14)	9.5(26)	2.0	8.6
^{233}Th	1.85(10)	0.40(5)	0.85(10)	6.5(12)	2.70(20)	0.30(5)	1.10(20)	4.3(11)	2.19(15)	10.8(16)	2.0	8.5
^{232}Pa	2.20(20)	0.40(20)	0.90(20)	5.8(32)	3.10(30)	0.60(40)	0.40(20)	2.7(23)	2.49(24)	8.5(39)	2.0	8.7
^{233}Pa	2.00(20)	0.30(20)	0.90(30)	4.8(36)	3.10(30)	0.40(30)	0.90(30)	4.1(32)	2.51(25)	8.9(49)	2.0	9.0
^{237}U	2.15(10)	0.45(5)	0.80(10)	5.9(10)	2.90(20)	0.40(10)	0.60(15)	2.9(11)	2.40(14)	8.8(15)	2.1	9.5
^{238}U	1.95(15)	0.45(5)	0.80(10)	6.5(12)	2.90(15)	0.40(10)	0.60(15)	2.9(10)	2.24(15)	9.4(16)	2.2	9.8
^{239}U	2.00(15)	0.30(5)	0.80(10)	4.2(10)	2.80(15)	0.30(5)	1.20(20)	4.5(11)	2.41(15)	8.8(14)	2.0	9.1
^{238}Np	1.95(4)	0.41(4)	0.61(5)	4.5(6)	2.48(6)	0.49(6)	0.90(10)	6.3(10)	2.26(5)	10.8(12)	2.2	9.9

Kitekintés

A γ -bomlás/hasadás elágazási arány mérésére elvi lehetőség nyílt azért, hogy a CACTUS és a NIFF teljes határfokainak összenormalálása után meg tudjuk határozni a két különböző folyamat arányát a gerjesztési energia függvényében. Ha az első-generációs mátrix értékeit vesszük figyelembe és nem a teljes γ spektrumot, a kétféle reakció (γ -bomlás/hasadás) bekövetkezésének aránya rajzolódik ki. Az ilyen irányú analízis során azonban az úgynevezett deutérium-feltörés problémába ütköztem a ^{238}Np vizsgálatokor. Az alkalmazott (d,p) reakcióban nem ismerjük pontosan, hogy mekkora arányban járulnak hozzá a mérési adatainkhoz azok az események, melyeket a nyaláb deutériumainak egyszerű feltöréséből származó protonok indítanak. Ezen nemkívánt reakciók során a neutron nem hatol be a céltárgy-magba, tehát nem váltja ki a vizsgálandó magreakciót. A deutérium-feltörés arányának feltérképezése kísérletileg könnyen megoldható jó hatásfokú neutrondetektorok alkalmazásával. A feltörési folyamatokban keletkező neutronok detektálásával információhoz juthatnánk ezen folyamatból származó protonok által keltett véletlen koincidencia-események arányáról, ami felhasználható lenne a már meglévő mérési adatok további analíziséhez. Mindezen túl, a neutronok mérésével meg tudnánk különböztetni a vizsgált magból, illetve a szomszédos izotópból érkező γ -kvantumokat a neutron szeparációs energia fölötti tartományban, és akár γ -bomlás/hasadás/neutronemisszió arány meghatározására is lehetőség nyílna.

Összefoglalás

Az atommagok szerkezetének feltárásához fontos megismernünk azok gerjesztett állapotait, illetve γ -bomlással történő legerjesztődésének tulajdonságait. A gerjesztett atommagok viselkedésének tanulmányozásával olyan információk kinyerése válik lehetővé, melyek a modellszámítások, a további kísérleti vizsgálatok, valamint az alkalmazott tudományok alapvető bemenő paraméterei. Aktinoidák esetén 1 – 2 MeV gerjesztési energiákon elérjük a kvázi-kontinuum tartományt, ahol a gerjesztett állapotok sűrűsége 50 nívó/MeV. Ennél az állapotsűrűség-értéknél a γ -spektroszkópiai kísérletek bizonytalanná válnak, ezért magasabb gerjesztési energiákon csak átlagos magtulajdonságok mérésére van lehetőségünk.

Az Oslo Egyetem magfizikai csoportjával együttműködve aktinoidák állapotsűrűség-, és γ -erősségfüggvényének vizsgálatát tűztük ki célul a kvázi-kontinuum tartományban egészen a neutronszerparációs energiáig. A kísérleti adatok feldolgozását az Oslo Egyetem munkatársai által kidolgozott matematikai eljárás, az úgynevezett Oslo módszer segítségével végeztük. Ezen analitikai technika egyedülálló lehetőséget nyújt az állapotsűrűség, és a γ -erősség egyidejű kinyerésére abban az esetben, ha korábbi mérések eredményeként rendelkezésükre állnak olyan jól ismert referenciapontok, melyekhez a kísérleti eredményeinket normálhatjuk.

Mivel az általunk vizsgált energiatartományban az aktinoidák hasadási reakciócsatornája nyitott, ezért a pontosabb γ -mérések érdekében egy új hasadási detektorrendszert építettem, és illesztettem az Osloi Ciklotron Laboratórium CACTUS γ -detektorrendszeréhez. Az ily módon továbbfejlesztett mérőrendszerrel azon túl, hogy a γ -spektrumokban megjelenő, a hasadványok bomlásából származó háttér csökkenthető, γ -bomlás/hasadás elágazási arány meghatározására is elvi lehetőség nyílt a gerjesztési energia függvényében.

A $^{231-233}\text{Th}$, $^{232,233}\text{Pa}$, $^{237-239}\text{U}$ és ^{238}Np izotópok vizsgálatának eredményeit a következő pontokban foglaltam össze:

- Megterveztem, és megépítettem a NIFF hasadási detektorrendszert, melynek segítségével jó hatásfokkal meg tudjuk különböztetni a vizsgált atommagokból, illetve az azok hasadási termékeiből érkező γ -kvantumokat, ennek köszönhetően jobb csúcs/háttér arányú γ -spektrumokat kapunk az aktinoida tartomány γ -spektroszkópiai vizsgálatakor.
- Meghatároztam a ^{238}Np atommag állapotosságát, valamint munkámhoz hozzájárultam a $^{231-233}\text{Th}$, $^{232,233}\text{Pa}$ és a $^{237-239}\text{U}$ izotópok állapotosságának kísérleti vizsgálatához a neutron szeparációs energia alatti tartományban. Az állapotosságok értékeire kapott kísérleti pontjaink jól illeszkednek az állandó hőmérsékletű formulával számolt elméleti értékekre.
- Részt vettem a ^{238}Np , $^{231-233}\text{Th}$, $^{232,233}\text{Pa}$ és a $^{237-239}\text{U}$ izotópok kvázi-kontinuumbeli γ -erősségfüggvényének megállapítását célzó kísérletekben, ahol a ^{238}Np erősségfüggvényének megállapításában döntő szerepem volt.
- A ^{238}Np γ -erősségfüggvényének analízise során szignifikáns eltérést tapasztaltam az ismert kollektív rezonanciák kisenergiás extrapolációja és a kísérleti értékek között az $E_\gamma = 1 - 4$ MeV energiatarományban, amit egy kisenergiás kollektív M1 rezonancia, az úgynevezett ollózó módusként azonosítottam. A rezonanciát Lorentz függvényekkel illesztve meghatároztam annak helyét és erősségét, ami jó egyezést mutat az elméleti számításokkal.

Summary

For exploration of nuclear structure, investigations are important in their level densities and γ -strength functions in order to gain better understanding of their structure and behavior. Observing the responses of excited nuclei provides information that can be used as input parameters in model calculations, further experimental studies and to applications as well. In the case of actinides, the quasi-continuum is reached at 1 – 2 MeV excitation energy where the density of excited states is 50 levels/MeV, thus single states can not be resolved with the current experimental devices. As the energy is further increased, we can get to the continuum region where the energy width of excited states is larger than the average level spacing, thus there is no way to study individual quantum-states. Since we can not separate the energy levels in the quasi-continuum and continuum, it means that only the average properties of the nuclei can be studied in this energy region.

Level density and γ -strength function account for average quantities of excited states and γ decays in the quasi-continuum and continuum region, that are important input parameters to model calculations and further experimental investigations. In addition, these quantities have unquestionable importance for the development of new-generation power plants and transmutation of high-activity nuclear waste.

In cooperation with the nuclear group of the University of Oslo, we aimed at studying level densities and γ -strength functions of actinides in the quasi-continuum region up to the neutron separation energy using light charged particle reactions. Data analysis has been done with a mathematical method called Oslo-method, which was elaborated by the colleagues in Oslo. This unique method provides an opportunity to extract both level density and γ strength from raw data when reference points are available from previous experimental investigations for normalization.

Since fission channel is open in actinides at the investigated energy region, I built and fitted a new fission detector device to the CACTUS-SiRi detector array of Oslo Cyclotron Laboratory in order to gain more accurate γ -spectra. With the newly improved setup, in addition to the possibility of subtracting γ ray emitted by excited fission fragments and gain better peak/background ratios, there is an opportunity to extract γ -decay/fission branching ratios as a function of excitation energy.

Results of detector development and experimental studies in $^{231-233}\text{Th}$, $^{232,233}\text{Pa}$, $^{237-239}\text{U}$ and ^{238}Np isotopes are the following:

- The aim of our experiments is investigating γ decay in the actinides using light-particle transfer reactions. Actinides often decay to lower energy states by fission process in the studied energy region. Fission fragments arise in excited state in most cases. Excited fragments get rid of their extra energy by particle emission and γ decay. Gammas originating from those processes cause background in the γ spectra, what decreases the accuracy of results. The function of the new fission detectors is to discard these unwanted events by neglecting γ rays in coincidence with fission fragments. Due to the large solid angle covered and the fast processing time, the effective efficiency of the new detector array is 55%. An important property of the newly developed gas-filled detectors is their insensitivity for incoming light particles, which are present in large numbers at our experiments. We can distinguish between gammas from the observed nucleus and those from fission fragments with good efficiency by the help of the newly developed fission fragment detectors, thus we can get better peak/background ratios in γ -spectra. In addition, exploiting the potential of the new compound facility there is a possibility of investigating γ -decay/fission branching ratios by counting fission events as a function of excitation energy.
- The density of excited states in nuclei increases close to exponential as a function of excitation energy. In the case of actinides, level density reaches quasi-continuum at 1-2 MeV. Since individual levels can not be resolved experimentally above this value, only statistical quantities can be measured. One of them is the level density given as the number of levels per energy unit. During my work I extracted the level density in ^{238}Np and I collaborated in studies of level densities in $^{231-233}\text{Th}$, $^{232,233}\text{Pa}$ and $^{237-239}\text{U}$ isotopes. All of the observed level densities follow closely the constant temperature

level density formula. Results of comparison of isotopes containing even and odd number of neutrons show the role of the unpaired neutron in level densities. Due to the many possible spin configurations caused by the unpaired neutron even below the neutron pair breaking up energy (≈ 2 MeV), isotopes with odd number of neutrons have one order of magnitude larger level densities than the neighbouring isotopes.

- The γ -strength function accounts for γ transitions between excited nuclear levels as a function of γ energy. Using our method, we can extract the shape of strength functions, and their absolute values can be determined by normalizing to known experimental data. According to the Brink-Axel hypothesis, collective resonances built on excited and ground states have the same resonance parameters, thus our γ -strength functions are normalized to known pygmy and giant dipole resonances. Using this method I extracted γ -strength function in ^{238}Np and I cooperated in determining strength functions in $^{231-233}\text{Th}$, $^{232,233}\text{Pa}$ and $^{237-239}\text{U}$ nuclei below the neutron separation energy.
- Fitting of our experimental data obtained for the γ strength to the low-energy tail of dipole contributions shows a significant enhancement around $E_\gamma = 1 - 4$ MeV in all of the studied nuclei in this work. Since these enhancements were predicted by theoretical descriptions and former experimental investigations, we identified them as the collective M1 scissors resonance, which is an isovector vibration occurring when the deformed neutron and proton halos are oscillating against each other, explained in a simple picture, as the blades of scissors. The prediction of theoretical sum rules for the properties of scissors resonances in the investigated nuclei and our experimental results are in good agreement.

Köszönetnyilvánítás

Mindenekelőtt hálával tartozom témavezetőmnek Dr. Krasznahorkay Attilának, aki hallgató korom óta segítette munkámat, és nagyban hozzájárult disszertációm megírásához.

Köszönet illeti meg a Kísérleti Magfizika Osztály minden tagját, különösképpen Dr. Csatlós Margitot, Dr. Csige Lórántot és Dr. Gulyás Jánost, akiknek önzetlen támogatására bármikor számíthattam.

Köszönöm az Oslo Egyetem Magfizika Csoportjának a lehetőséget, hogy bekapcsolódhattam tudományos kutatásaikba, főképp Dr. Sunniva Siemnek a rengeteg biztatást, Dr. Andreas Görgennek a detektorok megépítésében és tesztelésében nyújtott segítséget, valamint Dr. Ann-Cecil Larsennek és Dr. Magne Guttormsennek, akik az Oslo-módszer megismeréséhez hozzásegítettek.

Végezetül köszönöm családomnak és barátaimnak amiért a legnehezebb időszakokban is mellettem álltak, és lelkesítő szavaikkal minden körülmények között új lendületet adtak munkámnak.

Publikációk

Az értekezés témakörében megjelent publikációk

- P1 T. G. Tornyai, M. Guttormsen, T. K. Eriksen, A. Görgen, F. Giacoppo, T. W. Hagen, A. Krasznahorkay, A. C. Larsen, T. Renstrom, S. J. Rose, S. Siem, G. M. Tveten
Level density and γ -ray strength function in the odd-odd ^{238}Np nucleus,
Physical Review C **89**, 044323 (2014)
Impact factor: 3.715
- P2 T. G. Tornyai, A. Görgen, M. Guttormsen, A. C. Larsen, S. Siem, A. Krasznahorkay, L. Csige
A new fission-fragment detector to complement the CACTUS-SiRi setup at the Oslo Cyclotron Laboratory,
Nuclear Instruments and Methods **738**, 6-12 (2014).
Impact factor: 1.142
- P3 M. Guttormsen, L. A. Bernstein, A. Görgen, B. Jurado, S. Siem, M. Aiche, Q. Ducasse, F. Giacoppo, F. Gunsing, T. W. Hagen, A. C. Larsen, M. Lebois, B. Leniau, T. Renstrom, S. J. Rose, T. G. Tornyai, G. M. Tveten, M. Wiedeking, J. N. Wilson
Scissors resonance in the quasi-continuum of Th, Pa, and U isotopes,
Physical Review C **89**, 014302 (2014).
Impact factor: 3.715

- P4 M. Guttormsen, B. Jurado, J. N. Wilson, M. Aiche, L. A. Bernstein, Q. Ducasse, F. Giacoppo, A. Görgen, F. Gunsing, T. W. Hagen, A. C. Larsen, M. Lebois, B. Leniau, T. Renstrom, S. J. Rose, S. Siem, T. G. Tornyi, G. M. Tveten, M. Wiedeking
Constant-temperature level densities in the quasi-continuum of Th and U isotopes,
Physical Review C **88**, 024307 (2013).
Impact factor: 3.715

Konferencia előadások

- T1 **T. G. Tornyi**
Study of the γ -ray strength in ^{238}Np by the help of a newly improved fission fragment detector array
Student conference in the Section of Subatomic- and Astrophysics,
Bergen, Norway (2012).
- T2 **T. G. Tornyi**
Observation of large scissors resonance strength in actinides,
4th Workshop on Nuclear Level Density and Gamma Strength,
Oslo, Norway (2013).

A dolgozathoz nem kapcsolódó tudományos közlemények

- O1 A. C. Larsen, N. Blasi, A. Bracco, F. Camera, T. K. Eriksen, A. Görgen, M. Guttormsen, T. W. Hagen, S. Leoni, B. Million, H. T. Nyhus, T. Renstrom, S. J. Rose, I. E. Ruud, S. Siem, T. G. Tornyi, G. M. Tveten, A. Voinov, M. Wiedeking
Evidence for the Dipole Nature of the Low-Energy Enhancement in ^{56}Fe ,
Physical Review Letters **111**, 242504 (2013).
Impact factor: 7.943
- O2 A. Krasznahorkay, J. Gulyás, M. Csatlós, A. Cs. Vitéz, T. G. Tornyi, L. Stuhl, L. Csige, Z. Gácsi, Jr. A. Krasznahorkay, M. Hunyadi, T. J. Ketel,
Searching for a light neutral axial-vector boson in isoscalar nuclear transitions,
Proceedings (Frascati Physics Series) **56**, 1:86-97 (2013).
Impact factor: 0.000
- O3 A. Krasznahorkay, M. Csatlós, L. Csige, T. K. Eriksen, F. Giacompo, A. Görgen, T. W. Hagen, M. N. Harakeh, R. Julin, P. Koehler, N. Paar, S. Siem, L. Stuhl, T. G. Tornyi, D. Vretenar,
Neutron-skin thickness of ^{238}Pb from the study of the anti-analog giant dipole resonance,
Proceedings (32nd International Workshop on Nuclear Theory, Rila, Bulgaria) **32**, 12-21 (2013).
Impact factor: 0.000

- O4 Q. Ducasse, B. Jurado, M. Aiche, L. Mathieu, T. G. Tornyi, A. Görgen, J. N. Wilson, G. Barreau, I. Companis, S. Czajkowski, F. Giacoppo, F. Gunsing, M. Guttormsen, A. C. Larsen, M. Lebois, J. Matarranz, T. Renstrom, S. J. Rose, S. Siem, I. Tsekhanovich, G. M. Tveten, T. W. Hagen, M. Wiedeking, O. Serot, G. Boutoux, P. Chau, V. Méot, O. Roig,
Neutron-induced cross sections of actinides via the surrogate-reaction method,
EPJ Web of Conferences **42**, 1003(5) (2013).
Impact factor: 0.000
- O5 I. Kuti, J. Timár, D. Sohler, E. Paul, K. Starosta, A. Astier, D. Bazzacco, P. Bednarczyk, A. J. Boston, N. Buforn, H. J. Chantler, C. J. Chiara, R. M. Clark, M. Cromaz, M. Descovich, Zs. Dombrádi, P. Fallon, D. B. Fossan, C. Fox, A. Gizon, J. Gizon, A. A. Hecht, N. Kintz, T. Koike, I. Y. Lee, S. Lunardi, B. M. Nyakó, T. G. Tornyi, L. Zolnai,
Medium- and high-spin band structure of the chiral candidate ^{132}La ,
Physical Review C **87**, 4:4323(10) (2013).
Impact factor: 3.715
- O6 L. Csige, J. Gulyás, D. Habs, A. Krasznahorkay, P. G. Thirolf, T. G. Tornyi,
Nuclear photofission studies with monochromatic gamma ray beams,
Proceedings (AIP Conference) **1462**, 167-172 (2012).
Impact factor: 0.901
- O7 L. Csige, M. Csatlós, T. Faestermann, Z. Gácsi, J. Gulyás, D. Habs, R. Hertemberger, A. Krasznahorkay, R. Lutter, H. J. Maier, P. G. Thirolf, T. G. Tornyi, H. F. Wirth
Hyperdeformed fission resonances and transition states observed in ^{232}U ,
Journal of Physics **212**, 2022(6) (2011).
Impact factor: 0.901

- O8 C. Langer, A. Algora, A. Couture, M. Csatlós, J. Gulyás, M. Heil, A. Krasznahorkay, J. M. O'Donnell, R. Plag, R. Reifarth, L. Stuhl, K. Sonnabend, T. G. Tornyi, F. Tovesson,
Simulations and developments of the Low Energy Neutron detector Array LENA,
Nuclear Instruments and Methods **659**, 411-418 (2011).
Impact factor: 1.207
- O9 Yu. V. Pyatkov, D. V. Kamanin, A. Krasznahorkay, A. A. Alexandrov, I. A. Alexandrova, M. Csatlós, L. Csige, J. Gulyás, F. Naqvi, N. A. Kondratyev, E. A. Kuznetsova, A. N. Tyukavkin, T. G. Tornyi, V. E. Zhuchko,
Preliminary results on direct observation of true ternary fission in the reaction $^{232}\text{Th}+d(10\text{ MeV})$,
Proceedings (AIP Conference) **1224**, 393-401 (2010).
Impact factor: 0.000
- O10 D. V. Kamanin, Yu. V. Pyatkov, A. Krasznahorkay, A. A. Alexandrov, I. A. Alexandrova, M. Csatlós, L. Csige, J. Gulyás, F. Naqvi, N. A. Kondratyev, E. A. Kuznetsova, T. G. Tornyi, A. N. Tyukavkin, V. E. Zhuchko,
Preliminary results on collinear cluster tripartition in $^{232}\text{Th}+d(10\text{ MeV})$ reaction,
Proceedings (AIP Conference) **1462**, 167-172 (2012).
Impact factor: 0.000

Irodalomjegyzék

- [1] CRISTIN (Current Research Informaion SysTem In Norway)
www.cristin.no/as/WebObjects/cristin.woa/wo/4.Profil.29.25.2.3.11.5.0.1.1
- [2] H. A. Bethe, *Physical Review*, **50** (1936) 332.
- [3] A. Gilbert, A. G. W. Cameron, *Canadian Journal of Physics*, **43** (1965) 1446.
- [4] T. von Egidy, D. Bucurescu, *Physical Review C*, **72** (2005) 044311.
- [5] T. von Egidy, D. Bucurescu, *Physical Review C*, **73** (2006) 049901.
- [6] T. von Egidy, D. Bucurescu, *Physical Review C*, **80** (2009) 054310.
- [7] R. Firestone and V. S. Shirley, *Table of Isotopes*, 8th ed. (Wiley, New York, 1996), Vol. II.
- [8] NNDC On-Line Data Service from the ENSDF database.
- [9] A. V. Voinov, S. M. Grimes, U. Agvaanluvsan, E. Algin, T. Belgya, C. R. Brune, M. Guttormsen, M. J. Hornish, T. Massey, G. E. Mitchell, J. Rekstad, A. Schiller, S. Siem, *Physical Review C* **74** (2006) 014314.
- [10] V. Mishra, N. Boukharouba, S. M. Grimes, K. Doctor, R. S. Pedroni, R. C. Haight, *Physical Review C* **44** (1991) 2419.
- [11] V. Mishra, N. Boukharouba, S. M. Grimes, K. Doctor, R. S. Pedroni, R. C. Haight, *Physical Review C* **47** (1993) 2426.
- [12] M. Guttormsen, T. S. Tvetter, L. Bergholt, F. Ingebretsen, J. Rekstad, *Nuclear Instruments and Methods A* **374** (1996) 371.

-
- [13] M. Guttormsen, T. Ramsøy, and J. Rekstad, *Nuclear Instruments and Methods A* **255** (1987) 518.
- [14] A. Schiller, L. Bergholt, M. Guttormsen, E. Melby, J. Rekstad, S. Siem, *Nuclear Instruments and Methods A* **447** (2000) 498.
- [15] M. N. Harakeh, A. van der Woude; *Giant resonances*, Oxford Science Publications (2001)
- [16] B. L. Berman, S. C. Fultz, *Reviews of Modern Physics* **47** (1975) 713.
- [17] R. Bergère, S. Costa, C. Schaerf, *Lecture Notes in Physics* **61** (1977).
- [18] F. S. Dietrich, B. L. Berman, *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **38** (1988) 199.
- [19] G. A. Bartholomew, *Annual Review of Nuclear Science* **11** (1961) 259.
- [20] R. Mohan, M. Danos, L. C. Biedenharn, *Physical Review C* **3** (1971) 1740.
- [21] K. Govaert, F. Bauwens, J. Bryssinck, D. De Frenne, E. Jacobs, W. Mondelaers, L. Govor, V.Y. Ponomarev, *Physical Review C* **57** (1998) 2229.
- [22] D. Savran, T. Aumann, A. Ziegler, *Progress in Particle and Nuclear Physics* **70** (2013) 210-245.
- [23] N. Lo Iudice, F. Palumbo, *Physical Review Letters* **41** (1978) 1532.
- [24] R. D. Heil, H. H. Pitz, U. E. P. Berg, U. Kneissl, K. D. Hummel, G. Kilgus, D. Bohle, A. Richter, C. Wesselborg, P. von Brentano, *Nuclear Physics A* **476** (1988) 39.
- [25] J. Margraf, A. Degener, H. Friedrichs, R. D. Heil, A. Jung, U. Kneissl, S. Lindenstruth, H. H. Spitz, H. Schacht, U. Seemann, R. Stock, C. Wesselborg, P. von Brentano, A. Ziegler, *Physical Review C* **42** (1990) 771.

- [26] O. Yevetska, J. Enders, M. Fritzsche, P. von Neumann-Cosel, S. Oberstedt, A. Richter, C. Roming, D. Savran, K. Sonnabend, *Physical Review C* **81** (2010) 044309.
- [27] A. S. Adekola, C. T. Angell, S. L. Hammond, A. Hill, C. R. Howell, H. J. Karwowski, J. H. Kelley, E. Kwan, *Physical Review C* **83** (2011) 034615.
- [28] G. A. Bartholomew, E. D. Earle, A. J. Fergusson, J. W. Knowles, M. A. Lone, *Advances in Nuclear Physics* **7** (1972) 229.
- [29] J. M. Blatt, V. F. Weisskopf, *Theoretical Nuclear Physics* (John Wiley and Sons, New York, 1952).
- [30] P. Axel, *Physical Review* **126** (1962) 671.
- [31] D. M. Brink, Ph.D. thesis, Oxford University (1955).
- [32] RIPL-1: Handbook for calculations of nuclear reaction data, IAEA, Vienna, Report No. IAEA-TECDOC-1024 (1998). URL: <https://www-nds.iaea.org/ripl/>
- [33] RIPL-2: Handbook for calculations of nuclear reaction data, IAEA, Vienna, Report No. IAEA-TECDOC-1506 (2006). URL: <https://www-nds.iaea.org/RIPL-2/>
- [34] RIPL-3: Handbook for calculations of nuclear reaction data, IAEA, Vienna, Report No. IAEA-TECDOC-1506 (2009). URL: <https://www-nds.iaea.org/RIPL-3/>
- [35] J. Kopeczky and R. E. Chrien, *Nuclear Physics A* **468** (1987) 285.
- [36] S.G. Kadmenskiĭ, V.P. Markushev, and V.I. Furman, *Yadernaya Fizika* **37** (1983) 277.
- [37] J. Kopeczky, M. Uhl and R. E. Chrien, *Physical Review C* **47** (1993) 312.
- [38] V. M. Kolomietz, V. A. Plujko, S. Shlomo, *Physical Review C* **54** (1996) 3014.
- [39] V. A. Plujko, *Nuclear Physics A* **649** (1999) 209.

- [40] A. Bohr and B. Mottelson, *Nuclear Structure*, Benjamin, New York, (1969) Vol. I.
- [41] J. Kopecky and M. Uhl, *Physical Review C* **41** (1990) 1941.
- [42] U. Kneissl, H. H. Pitz and A. Zilges, *Nuclear Physics* **37** (1996) 349.
- [43] J. Margraf, T. Eckert, M. Rittner, I. Bauske, O. Beck, U. Kneissl, H. Maser, H. H. Pitz, A. Schiller, P. von Brentano, R. Fischer, R. D. Herzberg, N. Pietralla, A. Zilges, and H. Friedrichs, *Physical Review C* **52** (1995) 2429.
- [44] A. Zilges, M. Babilon, T. Hartmann, D. Savran, S. Volz, *Nuclear Physics* **55** (2005) 408.
- [45] W.V. Prestwich, M.A. Islam, T.J. Kennett, *Z. Physics Letters* **315** (1984) 103.
- [46] A. Schiller and M. Thoennessen, *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, (2007) 549.
- [47] A. Voinov, M. Guttormsen, E. Melby, J. Rekstad, A. Schiller, S. Siem, *Physical Review C* **63** (2001) 044313.
- [48] A. Schiller, A. Voinov, E. Algin, J. A. Becker, L. A. Bernstein, P. E. Garrett, M. Guttormsen, R. O. Nelson, J. Rekstad, S. Siem, *Physics Letters B* **633** (2006) 225.
- [49] T. S. Tveter, L. Bergholt, M. Guttormsen, J. Rekstad, *Nuclear Physics A* **581** (1995) 220-246.
- [50] A. Voinov, E. Algin, U. Agvaanluvsan, T. Belgya, R. Chankova, M. Guttormsen, G.E. Mitchell, J. Rekstad, A. Schiller S. Siem, *Physical Review Letters* **93** (2004) 142504.
- [51] S. Siem, M. Guttormsen, K. Ingeberg, E. Melby, J. Rekstad, A. Schiller, A. Voinov, *Physical Review C* **65** (2002) 044318.
- [52] M. Guttormsen, A. Atac, G. Løvholden, S. Messelt, T. Ramsøy, J. Rekstad, T.F. Thorsteinsen, T.S. Tveter, and Z. Zelazny, *Physica Scripta T* **32** (1990) 54.

- [53] H. Stelzer, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A **133** (1976) 409.
- [54] G. Hempel, F. Hopkins, G. Schatz, Nuclear Instruments and Methods A **131** (1975) 445.
- [55] G. Gaukler, H. Schmidt-Böcking, R. Schuch, R. Schulé, H.J. Specht, I. Tserruyaet, Nuclear Instruments and Methods A **141** (1977) 115.
- [56] A. Breskin, N. Zwang, Nuclear Instruments and Methods A **144** (1977) 609.
- [57] R. Ganz, P Thee, R Bär, K Bethge, H Bokemeyer, H Folger, M Samek, P Salapura, D Schwalm, K.E Stiebing, Nuclear Instruments and Methods A **432** (1999) 379.
- [58] J.C. Sanabria, B.L. Berman, C. Cetina, P.L. Cole, W.R. Dodge, V.G. Nedorezov, A.S. Sudov, G.Ya. Kezerashvili, Nuclear Instruments and Methods A **441** (2000) 525.
- [59] <http://unarydigits.com/jkinz/calculate>
- [60] E. Lipparini, S. Stringari, Physical Reports **175** (1989) 103.
- [61] T. G. Tornyai, A. Görgen, M. Guttormsen, A. C. Larsen, S. Siem, A. Krasznahorkay, L. Csige, Nuclear Instruments and Methods **738** (2014) 6-12.
- [62] M. Guttormsen, A. Bürger, T. E. Hansen, N. Lietaer, Nuclear Instruments and Methods A **648** (2011) 168.
- [63] M. Guttormsen, T. S. Tvetter, L. Bergholt, F. Ingebretsen, J. Rekstad, Nuclear Instruments and Methods A **374** (1996) 371-376.
- [64] A. C. Larsen, M. Guttormsen, M. Kritcka, E. Betak, A. Bürger, A. Görgen, H. T. Nyhus, J. Rekstad, A. Schiller, S. Siem, H. K. Toft, G. M. Tveten, A. V. Voinov, K. Wikan, Physical Review C **83** (2011) 034315.
- [65] M. Guttormsen, L. A. Bernstein, A. Görgen, B. Jurado, S. Siem, M. Aiche, Q. Ducasse, F. Giacoppo, F. Gunsing, T. W. Hagen, A. C. Larsen, M. Lebois, B. Leniau, T. Renstrøm, S. J. Rose, T.

- G. Tornyai, G. M. Tveten, M. Wiedeking, J. N. Wilson, *Physical Review C* **89** (2014) 014302.
- [66] B. L. Berman, J. T. Cadwell, E. J. Dowdy, S. S. Dietrich, P. Meyer, R. A. Alvarez, *Physical Review C* **34** (1986) 2201.
- [67] J. Enders, P. von Neumann-Cosel, C. Rangacharyulu, A. Richter, *Physical Review C* **71** (2005) 014306.
- [68] S. Goriely, N. Chamel J.M. Pearson, *Physical Review Letters* **102** (2009) 152503.
- [69] J. T. Caldwell, E. J. Dowdy, B. L. Berman, R. A. Alvarez, P. Meyer, *Physical Review C* **21** (1980) 1215.

Ábrák jegyzéke

2.1. Az Osloi Ciklotron Laboratórium sematikus ábrája. Vizsgálataink fő eszköze a bal felső sarokban látható CACTUS/SiRi rendszer.	19
2.2. A nyolc darab különálló részecskelemez alkotta SiRi rendszer.	20
2.3. A SiRi teleszkópokkal mért ΔE -E korreláció.	21
2.4. A szegmentált ΔE réteget szemléltető rajz. A feltüntetett értékek a nyalábirányhoz viszonyított kis szögbe helyezett detektor esetén érvényesek, ekkor a nyalábirányhoz viszonyítva 39° - 56° a lefedett szögtartomány. A vákuumkamra 180° -os megfordításával ez az érték 124° - 141°	22
2.5. A CACTUS detektorrendszer.	23
2.6. A mérési összeállítás sematikus rajza. A 28 darab kollimált NaI(Tl) detektorból álló CACTUS rendszer körbeveszi a közepén elhelyezkedő vákuumkamrát, amely magában foglalja a SiRi teleszkóprendszert és a NIFF hasadványdetektort.	26
2.7. A NIFF detektor fotója és metszeti rajza.	27
2.8. A gázrendszer sematikus rajza.	28
2.9. Az elektronikai összeállítás sematikus rajza.	29
2.10. A feszültség függvényében mért hozamok különböző gáznyomás esetén. A mérések statisztikus bizonytalansága kevesebb mint 1%.	30
2.11. Időkülönbség a SiRi által érzékelt protonok (start jel) és a NIFF-be érkező hasadványok között (stop jel) $^{238}\text{U}(d,pf)$ reakcióban, 12 MeV nyalábenergia esetén. Az alacsonyabb, periódikusan ismétlődő csúcsok az egyes nyalábcsomagokkal való véletlen koincidencia eredményei.	32

2.12.	A $d+^{237}\text{Np}$ reakcióból származó, részecskeazonosításra szolgáló $\Delta E - E$ spektrum. A felső spektrum az összes felvett eseményt tartalmazza, míg az alsó csak a NIFF által érzékelt hasadványokkal koincidenzában lévőkét. A felső spektrumban látható három különálló görbe mutatja a SiRi által érzékelt (alulról felfelé) protonokat, deutérium és trícium részecskéket. A hasadási események csak bizonyos protonenergia alatt jelennek meg, ami a ^{238}Np hasadási gátja fölötti gerjesztési energiának felel meg.	33
2.13.	A $^{237}\text{Np}(d,p)^{238}\text{Np}$ reakcióhoz tartozó γ -energiák a gerjesztési energia függvényében. Az alsó képen látható spektrum esetén hármaskoincidenzáat követeltünk meg a protonok, a fragmentumok és a γ -fotonok között.	35
3.1.	A SiRi részecskekeleszkópok által felvett protonspektrum. Az energiakalibrációhoz a jelzett ^{17}O alapállapotra való átmenet, és a ^{13}C első gerjesztett állapotra való átmenethez tartozó csúcsokat használtam.	38
3.2.	Az időkalibráció előtti és utáni $E - \Delta t$ korrelációk. . . .	39
3.3.	Az időkalibráció előtti és utáni időspektrumok.	40
3.4.	Az ismert γ energiáknál mért C_1 és C_2 Compton-spektrumok közötti interpolációval előállítjuk a tetszőleges energiához tartozó C spektrumot. Θ értékei a γ -kvantum szórási szögét jelölik.	41
3.5.	Az első-generációs mátrix előállítását szemléltető rajz. . .	45
3.6.	A ^{238}Np mért (a), valós (b) és első-generációs γ -spektrumai.	48
4.1.	A ^{238}Np állapotssűrűség-függvényét alacsony energiákon a diszkrét γ -spektroszkópiából ismert nívók sűrűségéhez (folytonos piros vonal), valamint a neutronseparációs energia közelében a neutronrezonancia kísérletekből jól ismert ponthoz (üres négyzet) illesztettem. A folytonos kék vonal az állandó hőmérsékletű formulával számolt elméleti értékeket jelöli.	54

4.2.	A γ -erősség (folytonos piros vonal) kisenergiás extrapolációjára illesztett kísérleti pontjaink (fekete négyzetek). A függvény menetében az S_n neutron szeparációs energiánál látható csúcs, és a ≈ 7 MeV γ energiánál látható kiemelkedés magyarázatára pygmy rezonanciákat feltételezve két Lorentz görbe illesztésével reprodukáltam a kísérleti pontokat. Az így kapott erősséggfüggvényhez illesztett kísérleti pontjaink szignifikáns eltérést mutatnak az $E_\gamma = 1-4$ MeV tartományon, ami az ollózó rezonancia (SR) jelenlétére utal.	55
4.3.	A pygmy, és óriás dipólrezonanciák γ -erősségének levonása után tisztán az ollózó módus erősségét vehetjük szemügyre. A rezonanciagörbe jól láthatóan két komponensre hasad, ami két Lorentz görbével jól illeszthető.	56
4.4.	A $^{231-233}\text{Th}$ sűrűségfüggvényei. A szinte azonos állapotsűrűségfüggvényt szolgáltató páratlan neutronszámú izotópok állapotsűrűsége közel egy nagyságrenddel nagyobb a vizsgált energiatartományon mint a páros neutronszámú izotópé.	59
4.5.	A $^{232,233}\text{Pa}$ izotópok állapotsűrűségei. A páros-páratlan neutronszám által okozott effektus itt is jól megfigyelhető.	60
4.6.	A $^{237-239}\text{U}$ izotópok sűrűségfüggvényei.	60
4.7.	A $^{231-233}\text{Th}$ (a), $^{232,233}\text{Pa}$ (b) és $^{237-239}\text{U}$ (c) izotópok alacsonyenergiás γ -erősségeinek becslése (magyarázat a szövegben).	62
4.8.	A pygmy, és óriás dipólrezonanciák összegzéséből származó γ -erősséggfüggvényre (piros vonal) illesztett kísérleti pontjaink. Az ollózó módus okozta eltérés az összes vizsgált mag esetében jól látszik az $E_\gamma = 1-4$ MeV tartományon.	63
4.9.	A $^{231-233}\text{Th}$ izotópokban megfigyelhető ollózó rezonanciák erősségei.	64
4.10.	A $^{232,233}\text{Pa}$ izotópok ollózó rezonanciái.	65
4.11.	A $^{237-239}\text{U}$ ollózó rezonanciáinak erőssége.	66

Táblázatok jegyzéke

4.1. Az állapotsűrűségek illesztéséhez használt paraméterek. .	57
4.2. A γ -erősség alacsonyenergiás extrapolációjának paraméterei.	59
4.3. Az ollózó rezonanciák illesztési paraméterei a vizsgált magokban.	67