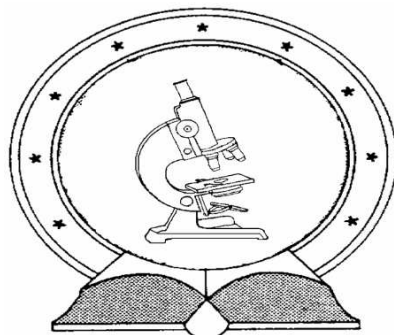


DE TTK



1949

AZ ATOMMAGOK KOLLEKTÍV DIPÓLUS ÁLLAPOTAINAK KÍSÉRLETI VIZSGÁLATA

Egyetemi doktori (PhD) értekezés

Stuhl László

Témavezető:
Dr. Krasznahorkay Attila

Debreceni Egyetem
Természettudományi Doktori Tanács
Fizikai Tudományok Doktori Iskolája

Debrecen, 2013

Készült
a Debreceni Egyetem
Fizikai Tudományok Doktori Iskolájának
Magfizikai programja keretében
a Magyar Tudományos Akadémia,
Atommagkutató Intézetében
(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, 2013. december 24.

Stuhl László

Tanúsítom, hogy Stuhl László doktorjelölt 2010-2013 között a fent megnevezett Doktori Iskola magfizika programjának keretében irányítással végezte munkáját. Az értekezésben foglalt eredményekhez a jelölt önálló alkotó tevékenységével meghatározóan hozzájárult. Az értekezés elfogadását javaslom.

Debrecen, 2013. december 24.

Dr. Krasznahorkay Attila
témavezető

Szeretteimnek...

” A szeretet soha el nem múlik...”

I. Korintus levél 13:8

TARTALOMJEGYZÉK

1. Bevezetés	1
2. Elméleti áttekintés	5
2.1. Az óriásrezonanciák	6
2.1.1. Az óriásrezonanciák osztályozása és tulajdonságaik	6
2.1.2. Az izovektor dipólus óriásrezonancia (GDR) jellemzői	8
2.1.3. Az óriásrezonanciák mikroszkópikus értelmezése	11
2.2. Töltéscsere-reakciók	12
2.3. A spin-izospin-átbillenéses óriásrezonanciák	13
2.3.1. A Gamow-Teller óriásrezonancia	16
2.3.2. Az izobár analóg állapot (IAS)	18
2.3.3. Spin-dipólus óriásrezonancia	19
2.4. Az anti-analóg dipólus óriásrezonancia (AGDR) és ger- jesztése	20
2.5. Az atommagok neutronbőre, a szimmetria energia	21
3. A Sc izotópok spin-dipólus erőssége	26
3.1. Korábbi eredmények, a mérés motivációja	27
3.2. A kísérlet és az alkalmazott módszerek leírása	28
3.3. Az adatok kiértékelése	32
3.3.1. Az új gerjesztési energiák meghatározása	32

3.3.2.	Az újonnan azonosított gerjesztett állapotok szögeloszlás analízise	36
3.4.	Kollektív viselkedés és egy lágy rezonancia jelei	42
3.4.1.	Az egyes spin-dipólus állapotok vizsgálata	42
3.4.2.	A kollektív viselkedés, egy lágy spin-dipólus rezo- nancia jelei	43
4.	Az ELENs detektor	62
4.1.	Az ELENs detektor tervezésének motivációja	63
4.2.	Fizikai és technikai elvárások	64
4.2.1.	Neutron detektálás, szcintilláció	64
4.2.2.	A szcintillátor anyaga	65
4.3.	Az ELENs detektor felépítése	66
4.3.1.	Csomagolási eljárás	71
4.4.	Az ELENs tulajdonságainak vizsgálata	77
4.4.1.	A plasztik szcintillátor válaszfüggvényének tanulmányozását megelőző szimulációk	77
4.4.2.	A detektor válaszfüggvényeinek kísérleti vizsgálata	79
4.4.3.	Az ELENs rendszerhez tartozó elektronika	80
4.4.4.	Az új csomagolási eljárás eredményének tesztelése	81
4.4.5.	A neutronok szcintillátorok közötti átszóródásának jellemzése	82
4.4.6.	Az ELENs hatásfoka	85
4.4.7.	A detektor rendszer idő- és helyfeloldása	87
4.4.8.	Fénylecsengés a szcintillátorban	89
4.5.	A ^{124}Sn neutronbőr vizsgálata	91
4.5.1.	A (p, n) reakcióban gerjesztett óriásrezonanciák	92
4.5.2.	A mérés során használt detektorok és berendezések	93
4.6.	A LaBr_3 detektorok hatásfoka	98
5.	Összefoglaló	101

6. Summary	105
7. Köszönetnyilvánítás	109
8. Publikációs jegyzék	111
Irodalomjegyzék	117

1. fejezet

Bevezetés

Az emberiséget, már a kezdetek óta foglalkoztatta az a kérdés, hogy a körülöttünk lévő világ, s beleértve mi magunk is, miből és hogyan épül fel. Milyenek az alapvető alkotórészek jellemzői, hogyan hatnak kölcsön egymással, milyenek a globális, kollektív viselkedésük paraméterei? A fenti kérdések, és azok megválaszolásával feltörő újabb és újabb kérdések megválaszolása napjainkban is folyik.

Látható világunk anyagának nagyrésze atommagokban koncentrálódik, melyek jellemzően az erős kölcsönhatásnak köszönhetik stabilitásukat, így a természet megismeréséhez az atommagok tanulmányozása nélkülözhetetlen kulcsként fogható fel. Korunk nukleáris tudománya célul tűzte ki az erősen kölcsönható anyag eredetének, fejlődésének és fázisainak megértését az atommagok és a nukleonok szintjén. Beleértve, a mag állapotegyenletének (EoS) a lehető legpontosabb felírását. Ezen jellemzők fontosak az alapkutatások számára is, de jelentőségük óriási az asztrofizikai jelenségek, a korai Univerzum és a neutroncsillagok szerkezetének megértésében is, melyhez nélkülözhetetlen a neutron-gazdag anyag állapotegyenletének pontos ismerete. Így ezek a kutatások egyszerre adnak bővebb leírást a mikrovilágról és a makrokozmoszról.

A jelenségek nagy része kapcsolatban van az atommagot felépítő nukleonok kollektív állapotaival, kollektív mozgásaival. Ezért nagyszerű lehetőséget biztosít az erős kölcsönhatás tanulmányozására a protonok

és neutronok kollektív rezonanciáin keresztül. Az óriásrezonanciák kutatása elengedhetetlen a mag szerkezetének mélyebb megismeréséhez is.

Egy rövid elméleti, irodalmi áttekintés után, az értekezés első felében (3. fejezet) a töltéscsere-reakciók nyújtotta lehetőségeket kihasználva, $(\text{Ca}(^3\text{He},t)\text{Sc})$ reakcióban gerjesztett Sc izotópok (^{40}Sc , ^{42}Sc , ^{44}Sc) gerjesztési energia spektrumát vizsgáltam a nagy gerjesztési energiák tartományában. Ez az izotóplánc kiemelt jelentőségű. A ^{40}Ca kétszer mágikus atommag ($N=Z=20$). Ezen izotóplánc esetén ugyanakkor lehetőség van a neutrontöbblet hatásainak vizsgálatára is. A ^{40}Ca -tól az izotóplánc legutolsó, még stabil izotópja a ^{48}Ca esetén a protonok számához viszonyítva 40%-kal több neutron van, így lehetőség nyílik a neutronbőr, neutronglória és más, a neutrontöbbletből fakadó jelenség, mint például a lágy rezonanciák tanulmányozására is.

Töltéscserélő reakcióban főként az izovektor dipólus- és a spin-dipólus óriásrezonanciák gerjesztődnek. Alacsonyabb bombázó energiáknál (50 MeV/nukleon alatt) főleg az anti-analóg dipólus óriásrezonancia (AGDR) gerjesztődik, míg magasabb bombázó energiáknál egyre nagyobb szerep jut az izovektor spin-dipól óriásrezonanciának (SDR).

A reakciókban keletkezett tritonok jó feloldással vizsgálhatók mágneses spektrométerek segítségével. Az osakai magfizikai kutatóközpontban (RCNP) működő, úgynevezett gyűrű ciklotron mellé telepített nagyfeloldású mágneses spektrométer (Grand Riden) kitűnő lehetőséget biztosít magfizikai kutatások végzésére közepes és nagy bombázó energiáknál. A spektrográf kiváló ionoptikai tulajdonságai, a nagy mágneses rigiditása lehetővé teszi a $(^3\text{He}, t)$ reakciókban keletkezett tritonok nagyfeloldású analizálását. A jó energiafeloldás egyedülálló lehetőséget biztosított a spin dipólus rezonanciák tanulmányozására. Munkám célja a fragmentáció és erősség-eloszlás kísérleti vizsgálata mellett a kollektív állapotok elemzése volt, a nagyon jó energiafeloldás előnyeit erre használtuk ki.

Ez a Sc izotópok esetén a 0 – 12 MeV-es gerjesztési energiatartományban mért energiaspektrum analizálását jelentette. Az azonosított állapotok alapján lehetőség nyílt az egyedi állapotok tanulmányozására, különböző multiplettek azonosítására. A szomszédos magokra vonatkozó mérési adatok hiánya miatt azonban ez nem vezetett sikerhez, így az állapotok kollektív viselkedését, eloszlását vizsgáltuk. Ezen elemzés ered-

ményeként azonosítottunk egy lágy spin-dipólus óriásrezonancia komponensst.

Míg a szimmetrikus maganyag állapotegyenletét jól ismerjük a körülöttünk lévő stabil izotópokra vonatkozó kísérleti eredményeinknek köszönhetően, addig az aszimmetrikus (főként neutronban gazdag) maganyagra vonatkozó ismereteink pontatlanok. Az aszimmetrikus maganyag kísérleti vizsgálata csak az utóbbi években, a radioaktív nyalábok segítségével vált lehetővé. Különösen nagy kihívást jelent korunk elméleti és kísérleti fizikusai számára a szimmetria energia sűrűségfüggésének tanulmányozása, amire a neutroncsillagok és egyéb asztrofizikai folyamatok érdekében van szükség. Nagy rendszámú atomok magjainak stabilizálásához fajlagosan (egy protonra vonatkoztatva) több neutronra van szükség, ezért várhatóan a neutronok nagyobb térfogatot foglalnak el, mint a protonok. A protonokon túlérő neutronokat az atommag neutronbőrének hívjuk. A neutron-gazdag atommagok felületén kialakuló neutronbőr vastagságának pontos mérése segít az állapotegyenlet szimmetriatagjának pontosításában. Az erősen neutron-gazdag atommagok már nem stabilak, ezért a jelenleg ismert kísérleti módszerekkel nem vizsgálhatók.

Az elmúlt évtizedekben a kutatók figyelme egyre inkább az inverz kinematikában végrehajtható, egzotikus radioaktív nyalábokkal történő kísérletek felé irányult, melyekkel a magállapotok végtelen változatossága érhető el. Napjainkban kétségtelenül a maganyag dinamikáját szondázó reakciókra összpontosítják a legtöbb szabad kapacitást. Ezért is fontos olyan detektorok, spektrométerek építése, amelyekkel ezen reakciók reakciótermékei detektálhatók. Mivel gyakran a kísérletek a világ különböző pontjain valósulnak meg nemzetközi együttműködések alkalmával, fontos kritérium a detektorok mobilitása, stabilitása, ami például egy szcintillátorokból álló rendszernél komoly kihívás, gondoljunk csak a fotoelektron-sokszorozók fénycsatolására.

A dolgozatom második felében (4. fejezet) az a munka kerül bemutatásra, mellyel a Magyar Tudományos Akadémia Atommagkutató Intézetének Kísérleti Magfizikai Osztálya hozzájárult ezen kísérleti infrastruktúra fejlesztéséhez. PhD-hallgatóként ezekbe a kutatásokba kapcsolódtam be.

Kifejezetten az inverz kinematikában végzendő (p, n) reakciókhoz egy új, kis-energiás neutron spektrométer terve született meg az MTA-Atomkiban. Ezzel a detektor-rendszerrel óriásrezonanciák vizsgálata lehetséges, távol a stabilitási sávtól akár radioaktív nyalábokkal is. A spektrométer a neutronok mozgási energiáját repülésiidő-mérés módszerével határozhatja meg, a neutronok gerjesztési energiájában megfelelő tartományok elemezhetőek, megközelítően 1 MeV energiafeloldással. Az inverz kinematika szabályainak megfelelően, különböző laborszögekbe állva különböző óriásrezonanciák vizsgálhatók. A spektrométer egyszerre rendelkezik jó szögfeloldással és hatásfokkal, mégis a körülményekhez mérten a lehető legnagyobb térszöget fogja át.

Esetünkben, a kisenergiás neutronok minél nagyobb hatásfokkal való detektálása érdekében, a szcintillátorok becsomagolása, valamint a fotoelektron-sokszorozók és a detektorok közötti fénycsatolás döntő szerepet játszó tényező. A dolgozatban bemutatásra kerül egy általam javasolt és kidolgozott új csomagolási eljárás is.

A 4. fejezet vége az ELENIS (European Low Energy Neutron Spectrometer) detektor egy kísérleti alkalmazását mutatja be, melyben az ^{124}Sn neutronbőrének vastagságát tanulmányoztuk. A GSI Helmholtz-zentrum für Schwerionenforschung Intézetben végzett kísérletünkben vizsgáltuk a (p, n) reakcióban keletkezett neutronok energiáját és szögeloszlását.

A 600 MeV/nukleon energiájú ^{124}Sn nehézion nyalábot használva mértük az anti-analóg dipólus óriásrezonancia (AGDR) γ -bomlását az izobár analóg állapotra (IAS), ami erősen függ a neutronbőr-vastagságtól. A kísérletben a γ -bomlás mérésére hat darab nagy térfogatú LaBr_3 detektort használtunk. Ezen detektorok tulajdonságainak - a fejezet végén bemutatott - vizsgálatát közvetlenül a kísérlet után az MTA-Atomkiban végeztük el.

A dolgozat egy magyar és egy angol nyelvű összefoglalóval zárul.

2. fejezet

Elméleti áttekintés

Korunk magyszerkezet kutatásainak legfőbb irányai az atommagok valamilyen szempontból extrém tulajdonságainak vizsgálatai köré csoportosíthatók. Így, a nagy gerjesztési energiák, a nagy spinek, illetve az erősen deformált állapotok, valamint a nagy izospinű állapotok, a stabilitási sávtól távoli atommagok vizsgálata képezik a legfontosabb vizsgálandó területeket.

Ebben a dolgozatban a nagy gerjesztési energiáknál megfigyelhető kollektív állapotok, az óriásrezonanciák vizsgálatával foglalkozok. Ezekhez a kutatásokhoz nélkülözhetetlen az óriásrezonanciák mélyebb ismerete, ezért a fejezet első felében röviden bemutatom az óriásrezonanciák általános jellemzőit, a folyadékcsepp-moddal történő makroszkópikus értelmezésüket, illetve röviden vázolom a mikroszkópikus leírás lehetséges módjait, különös tekintettel a dipólus gerjesztések különböző megnyilvánulásaira.

A fejezet második része az atommagok szimmetria energiájával foglalkozik, mely mind a magfizikának, mind pedig az asztrofizikának egy alapvető mennyisége, amely egyszerre jelentős a nagyon kis rendszerek (atommagok, $R \sim 10^{-15}$ m) és a nagy rendszerek (neutroncsillagok, $R \sim 10^4$ m) fontos tulajdonságait illetően [1].

2.1. Az óriásrezonanciák

2.1.1. Az óriásrezonanciák osztályozása és tulajdonságaik

Az óriásrezonanciák, az atommagok nagyenergiás, kollektív alak- és sűrűség-rezgései. Ebben az esetben a kollektív kifejezés azt jelenti, hogy az atommag valamennyi, ha nem is az összes, valamely közös jellemzőkkel rendelkező nukleonja részt vesz a rezgésben [2].

A nagyobb energiájú magreakciókban megjelenő óriásrezonanciák úgy értelmezhetők, mint az atommag nagyfrekvenciájú harmónikus rezgései valamilyen egyensúlyi helyzet körül. A rezgés amplitúdója kicsi, a magsugárnak mindössze csak néhány százalékát teszi ki. A rezgéseket az atommag makroszkopikus tulajdonságai, mint például az összenyomhatóság, a szimmetria energia, a felületi energia, a térfogati energia, stb. határozzák meg, ezért az óriásrezonanciák vizsgálata az atommag ilyen és ehhez hasonló általánosabb tulajdonságairól ad ismereteket [3]. Más, a fizikában tanulmányozott rezonanciákhoz hasonlóan, az óriásrezonancia is három mennyiséggel írható le, ezek a rezonancia helye, szélessége és erőssége [4].

Az óriásrezonanciának megfelelő rezgések jól szemléltethetők, ha leírásukhoz makroszkópikus folyadéksepp modellt használunk [5]. Egy ilyen modellben a magfolyadék négy részre bontható, beszélhetünk neutron és proton, valamint felfelé és lefelé álló spinű összetevőkről.

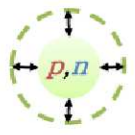
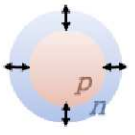
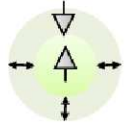
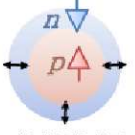
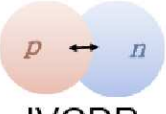
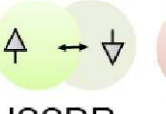
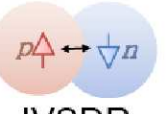
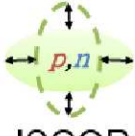
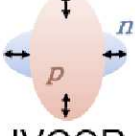
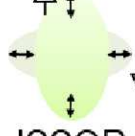
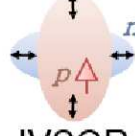
Mivel a nukleon-nukleon kölcsönhatás megközelítőleg töltésfüggetlennek bizonyult, a protonokat és neutronokat tekinthetjük egyetlen részecske, a nukleon különböző töltés állapotai képviselőinek, amit az izospinnel jellemezhetünk.

Az óriásrezonanciákat a multipolaritásuk (L), az izospinjük (T), valamint a spinjük (S) szerint osztályozhatjuk. Ezt a fajta csoportosítást a 2.1. ábra szemlélteti. Ezek alapján a rezonanciák elnevezései és jellemzői a következők:

- A monopólus óriásrezonancia (GMR, Giant Monopole Resonance),

$L = 0$, a légző módus lényegében egy sűrűség oszcilláció, melyben sűrűsödési és tágulási fázisok követik egymást ciklikusan.

- A dipólus óriásrezonancia (GDR, Giant Dipole Resonance), ekkor $L = 1$. Ez a rezonancia egy olyan oszcilláció, amely egy, az atommagot alkotó összes proton és összes neutron között fellépő vibrációs mozgásként is elképzelhető.
- A kvadrupólus óriásrezonancia (GQR, Giant Quadrupole Resonance) egy térfogati oszcillációként értelmezhető, melynél a perdület $L = 2$.

$L=0$				
	ISGMR	IVGMR	ISSMR	IVSMR
$L=1$				
		IVGDR	ISSDR	IVSDR
$L=2$				
	ISGQR	IVGQR	ISSQR	IVSQR
	$S=0$ $T=0$	$S=0$ $T=1$	$S=1$ $T=0$	$S=1$ $T=1$

2.1. ábra. Az óriásrezonanciák cseppmodellen alapuló osztályozása.

Természetesen az így kialakult 3 csoportot tovább bonthatjuk az izospinjük szerint. Az alapján, hogy a rezonanciában különbség van a

neutronok és a protonok között, az alábbi két típusú rezonanciát különböztethetjük meg:

- Izoskalár ($T = 0$), ekkor a neutronok azonos fázisban mozognak a protonokkal.
- Izovektor ($T = 1$), ebben az esetben a neutronok és a protonok ellentétes fázisban rezegnek.

A rezonanciákat az S , spin szerint is osztályozhatjuk az alábbiak alapján:

- Elektromos ($S = 0$), ekkor a nukleonok rezgése követi az L által meghatározott multipolaritást.
- Mágneses ($S = 1$), amelyben az ellentétes spinű nukleonok ellenfázisban rezegnek, így követve az L által megadott multipolaritást.

Ha az ellenkező spinállású nukleonok egy ütemben oszcillálnak, akkor elektromos, ha egymással ellentétes fázisban mozognak, akkor mágneses vagy spin-átbillenéses óriásrezonanciáról beszélünk. Ugyanazon multipolaritás esetén az izovektor módusokhoz tartozó gerjesztési energia értékek mindig magasabbak, mint az izoskalár rezgésekhez tartozók, mivel a protonok és neutronok szétválasztása további energiát igényel.

Az óriásrezonancia-állapotok főként neutronok kibocsátásával bomlanak, mivel az energiájuk nagyobb a neutronszeperációs energiánál.

2.1.2. Az izovektor dipólus óriásrezonancia (GDR) jellemzői

A kollektív gerjesztések között a dipólus óriásrezonanciát (GDR) tanulmányozták eddig a legintenzívebben. Legelőször 1937-ben találták kísérleti jelét valamilyen rezonanciának, melyet Bothe és Gentner munkája [6] írt le. Az első, határozott óriásrezonanciát foto-neutron (γ, n)

hatáskeresztmetszetekben figyelték meg [7, 8]. A γ -abszorpció létrejöttének valószínűsége sokkal nagyobbnak adódott annál, mint amely két egyrészecske-pálya között végbemenő kvantumátmenettel magyarázható. Az atommag által elnyelt kb. 10-30 MeV-es fotonok az atommag protonjaival hatnak kölcsön, mintegy egyszerre meglökve azokat. Egy ilyen jelenséget jelzett előre elméleti munkájában Migdal [9]. Goldhaber és Teller voltak az elsők, akik értelmezni tudták a jelenséget [10]. Modelljükben ez az elektromágneses kölcsönhatás kollektív magmozgást gerjeszt, melynek során az atommag valamennyi protonja az atommag neutronjaival ellentétesen rezeg. Ez abban mutatkozik meg, hogy az atommag protonjai és neutronjai ellenütemben mozognak egymáshoz képest. Mivel így az atommag tömegközéppontjának és a töltésközéppontjának helye elválík egymástól, ez a rezgő állapot dipólusmomentummal rendelkezik.

Goldhaber és Teller munkájukkal [10] elindították az óriásrezonanciák kutatását, amely később jelentősen hozzájárult az atommagok nagyenergiás gerjesztett állapotainak megértéséhez, és vizsgálatuk jelenleg is a magszerkezet-kutatások egyik fontos területe. Azóta végighaladva az atommagokon az izovektor dipólus óriásrezonanciát megfigyelték a könnyű magoktól kezdve egészen a legnehezebb magokig.

A fent ismertetett, a foto-neutron folyamatban jelentkező dipólus rezgés, az izovektor dipólus óriásrezonanciát a fotonok által hordozott elektromágneses tér gerjeszti. A GDR, mint a hatáskeresztmetszetek nagy koncentrációja nyilvánul meg az állapotok kontinuumbeli gerjesztési energia tartományban, a nukleon elválasztási küszöb felett. A dipólus óriásrezonancia $J^\pi = 1^-$, $T=1$, $L=1$ kvantumszámokkal jellemezhető, $1 \hbar\omega$ energiájú, $\Delta L=1$ átmenet [4].

A GDR felismerését követően, a izoskalár kvadrupólus óriásrezonanciát a részecskegyorsítók és mágneses spektrométerek jelentős fejlődése után csak az 1970-es évek elején (GQR, $J^\pi = 2^+$) [11, 12] fedezték fel, amit az izoskalár monopólus óriásrezonancia felfedezése követett az 1970-es évek közepén (GMR, $J^\pi = 0^+$) [13, 14, 15, 16].

A rezonancia görbét jellemző három paraméter, a maximális hatáskeresztmetszet σ_0 , a rezonancia energiája E_0 , valamint a szélessége Γ mind sima függvénye a tömegszámnak. A GDR rezonancia energiája

monoton csökkenő függvénye az atommagot felépítő nukleonok számának [3]. A rezonancia energiája a folyadékcseppmodell paramétereinek felhasználásával szemiempirikus képlettel reprodukálható:

$$E_0 = 31.2A^{-1/3} + 20.6A^{-1/6} \text{ [MeV]}. \quad (2.1)$$

A kvantummechanika értelmezése szerint az óriásrezonancia kialakulása az atommagban, az alapállapot és a kollektív állapot közötti átmenetnek felel meg. Egy adott átmenet erősségét érdemes összevetni az elméletileg lehetséges maximális értékkel, amit az összecsabályok segítségével kapunk meg. Szemléletesen úgy képzelhetjük el, hogy az átmenet erőssége attól függ, hogy mekkora a rendszer és a részecskék hányad része vesz részt az átmenetben. Ez azzal jár, hogy bizonyos értékeknél nagyobb átmeneti erősségek nem képzelhetők el, mert már valamennyi részecske részt vesz az átmenetben. Matematikailag ez úgy fogalmazható meg, hogy az átmenet erősségét összecsabályok korlátozzák. Az összecsabály által meghatározott felső határ, az adott típusú átmeneti valószínűségek összege. Az összecsabályok különösen jól használhatók akkor, ha az általuk adott érték nem függ a számításukhoz használt magmodelltől [17].

Az összecsabályok kiszámítása akkor egyszerű, ha csak az alapállapot tulajdonságoktól függnék. Leggyakrabban alkalmazott típusuk az energiával súlyozott összecsabály. Az átmeneti amplitúdó számításakor az atommag alap- és gerjesztett állapotára vonatkozó információkat az ún. átmeneti sűrűség tartalmazza. Az átmeneti sűrűség számítása az atommag állapotainak sokrészecskés hullámfüggvényeit felhasználó mikroszkópikus számításokban meglehetősen nehéz.

Nehéz magok esetén a teljes hatáskeresztmetszet megközelíti vagy meg is haladja a Thomas–Reiche–Kuhn (TRK) [4] összecsabályból eredő megfontolások szabta korlátokat, és a rezonancia erőssége azt mutatja, hogy lényegében minden részecske részt vesz a kollektív mozgásban:

$$S_{GR} \approx 60 \frac{NZ}{A} \text{ [mbMeV]}, \quad (2.2)$$

ahol S_{GR} az óriásrezonancia (GR) erőssége, N , Z és A rendre a neutronok számát, a töltést és a tömegszámot jelöli. A GDR szélesség néhány

csillapítási mechanizmus eredményeként, tipikusan 2.5 MeV és 6 MeV között mozog [3], ami azt jelenti, hogy ez a rezgő dipólus-rendszer pár rezgés után elveszti az energiáját.

Akkor beszélünk óriászrezonanciáról, ha az átmenet erőssége nagyobb, mint az összegszabály által megengedett érték 50%-a.

2.1.3. Az óriászrezonanciák mikroszkópikus értelmezése

Az előzőekben láttuk, hogy az óriászrezonanciák tulajdonságai hogyan kapcsolódnak az atommagok alapvető tulajdonságaihoz. Könnyű magoknál ezek az óriászrezonanciák jelentősen fragmentálódnak, amik elméleti értelmezésére az elmúlt évtizedekben igen sok magmodellt kipróbáltak. Ezen modellek mindegyike az úgynevezett átlagtér koncepción alapul, és igen sikeresnek bizonyultak az atomok alap és gerjesztett állapotjainak jellemzőinek értelmezésére.

Mikroszkópiusan az óriászrezonanciák leírhatók több részecske-lyuk állapot koherens szuperpozíciójaként, melyeket az atommag alapállapotára ható egy-test operátor okoz:

$$|\Psi_{GR}^{\lambda,\sigma,\tau}\rangle = O^{\lambda,\sigma,\tau}|\Psi_{g,s}\rangle, \quad (2.3)$$

ahol a GR az óriászrezonanciákra utal, míg a λ a rezonancia multipolaritására vonatkozik (azonos az értéke a korábban a multipolaritás leírására bevezetett L értékével), míg a σ és τ operátorok – ahogy a fejezet későbbi részében még látni fogjuk – rendre a rezonanciát jellemző spin és izospin operátorok. Az alábbi példán bemutatva az izoskalár elektromos átmeneteknek megfelelő operátor:

$$O_{\mu}^{\lambda,0,0} = \sum_{i=1}^A r_i^{\lambda} Y_{\lambda\mu}(\Omega_i), \quad (2.4)$$

ahol az összegzés az A tömegszámú atommag összes nukleonjára vonatkozik.

A részecske-lyuk állapotok koherens szuperpozíciójának leírására a véletlen fázisú közelítés (RPA, Random Phase Approximation) [18] széleskörben elfogadott. Az átlagtér módszer jól ismert a statisztikus fizikában, ahol gyakran nagy szabadságfokú rendszerek leírására alkalmazzák. Ebben a modellben az atommag gerjesztéseit részecske-lyuk gerjesztések jelentik, azaz egy nukleon a Fermi-nívó alatti állapotból egy, a nívó feletti állapotra lép át. Az atommagok egyrészecske szerkezetét átlagtér számítások, kísérleti mérések, fenomenológikus megközelítés eredményeként kaphatjuk meg.

2.2. Töltéscsere-reakciók

A fejezet ezen részében a töltéscsere-reakciók egy rövid bemutatása következik. Kitérve arra a két reakcióra, mely a dolgozat alapjául szolgáló mérésekben is szerepel.

Az izoskalár-óriásrezonanciák szelektív gerjesztésére az izoskalár részecskék rugalmatlan szórásai, így az (α, α') és (d, d') reakciók alkalmasak, mivel az α részecske és a deuteron egyformán hat a protonokra és a neutronokra. Ezzel szemben az izovektor-óriásrezonanciák szelektív gerjesztésére például nagyenergiás (10-20 MeV) γ -sugárzást vagy különböző töltéscserélő magreakciókat (p, n) , (n, p) , $(^3\text{He}, t)$ és $(t, ^3\text{He})$ használhatunk [19].

Az izovektor óriásrezonanciák vizsgálatával választ kaphatunk az elméleti leírások finomításán túl az összetettebb jelenségekre, mint a maganyag makroszkópikus és mikroszkópikus [20] tulajdonságai, mag szerkezeti tulajdonságok [21], a neutronbőr illetve a mag állapotegyenlete.

A töltéscsere-reakcióknak számtalan különböző fajtája létezik, mint a (p, n) , (n, p) , $(d, ^2\text{He})$, $(^3\text{He}, t)$, $(t, ^3\text{He})$, $(^7\text{Li}, ^7\text{Be})$, (π^+, π^0) , (π^-, π^0) . Ahogy azt korábban már említettem, ezen reakciók során az izospin $\Delta T = 1$ változása következik be. A megfelelő (n, p) vagy (p, n) reakció megválasztásával a $\Delta T = +1$, illetve $\Delta T = -1$ állapotok gerjeszthetők rendre a $(Z-1, N+1)$ és $(Z+1, N-1)$ magokban.

A kollektív állapotok tanulmányozásának a dolgozatomban is megjelenő két ága, a stabilitási sáv mentén történő vizsgálatok (ahol a protonok

és a neutronok száma megegyezik), illetve a stabilitási sávtól távol, a neutron többletes egzotikus magok tanulmányozása. Az izotóptérképen végighaladva megállapítható, hogy a könnyebb, stabilitási sáv menti magok esetén (${}^3\text{He}, t$) és ($t, {}^3\text{He}$) reakciókban vizsgálták a könnyű atommagok spin-izospin válaszát, mint a ${}^1\text{H}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{13}\text{C}$ [22], ${}^{16}\text{O}$, ${}^{18}\text{O}$, ${}^{19}\text{F}$, ${}^{24}\text{Mg}$, ${}^{26}\text{Mg}$ illetve a dolgozat 3. fejezetben szereplő Ca céltárgyak esetén. A fenti reakciók esetén a kilépő töltött részecskék energiájának és szögeloszlásának pontos mérésére rendszerint mágneses spektrométereket használnak. Míg a stabilitási sáv körüli, de nehezebb magok esetén, az asztrofizika keres válaszokat a csillagfejlődéssel kapcsolatban. Nehezebb, egzotikus magokban, mint a Zr, az Sn vagy az Pb izotópokban, távol az $N = Z$ egyenestől, a neutron-többlettel a neutronbőr jelensége erősödik, ez mérhető a (p, n) és (n, p) típusú reakciókban.

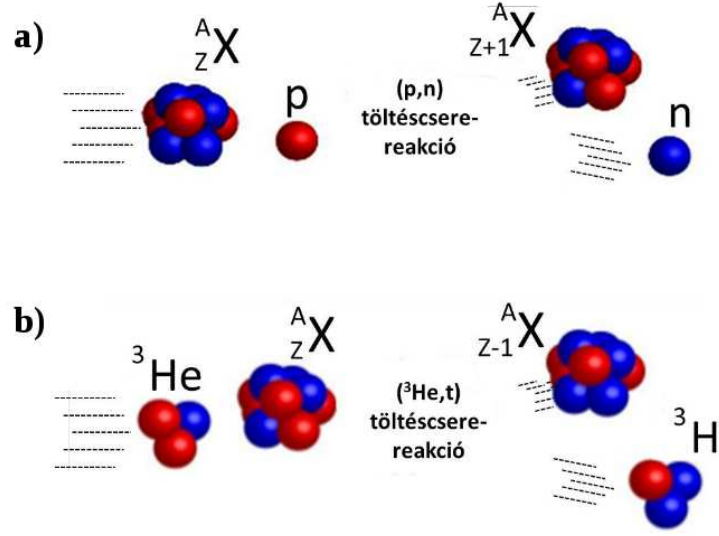
A fragmentációval előállított radioaktív nyalábok vizsgálatánál, azok előállításának sajátosságai miatt, ezek az egzotikus atommagok nagy kinetikus energiával keletkeznek, ennek megfelelően p és ${}^3\text{He}$ indukált reakciók inverz kinematikában játszódnak le. A normál kinematikánál, a nyaláb optika fejlesztésével a (${}^3\text{He}, t$) reakciók nyújtanak jó lehetőséget közepes bombázóenergián az IVSGDR tanulmányozására. A később a dolgozatban szereplő két töltéscserélő reakciót mutatja be a 2.2. ábra.

2.3. A spin-izospin-átbillenéses óriásrezonanciák

Ebben a részben a nukleon-nukleon kölcsönhatás által kiváltott részecske-lyuk gerjesztések okozta kollektív gerjesztéseket mutatom be.

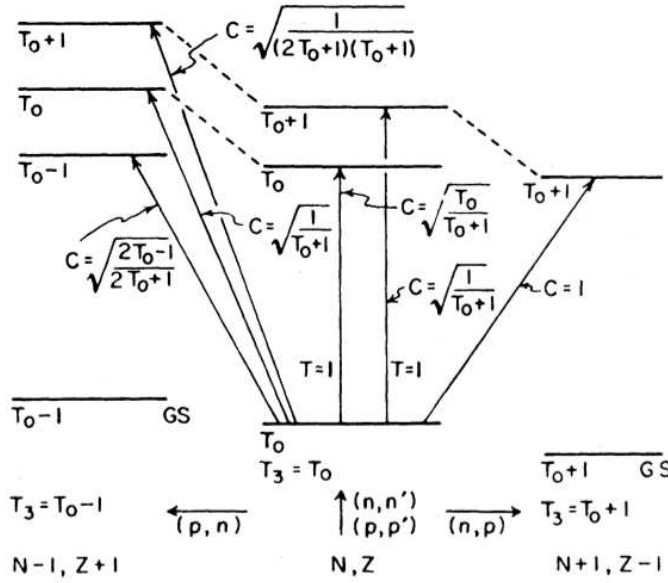
A gerjesztések két típusa az izoskalár spin-átbillenéses rezonancia ($L=0$, $S=1$, $T=1$) és az izovektor spin-átbillenéses rezonancia ($L=1$, $S=1$, $T=1$). A folyadékcsepp modellben ezek az állapotok egy újabb szabadsági fok, a spin bevonásával létrejövő rezgések [4]. Mikroszkópikusan ezek a gerjesztések a spin és az izospin vezérelte kölcsönhatásokról szolgáltatnak információkat.

A (p, n) töltéscsere-reakciók nyújtják az egyetlen lehetőséget az ilyen



2.2. ábra. Az ábra a) táblája a (p, n) reakciót vázolja inverz kinematikában, míg a b) tábla a normál kinematikában lezajló $({}^3\text{He}, t)$ reakciót szemlélteti. Mind a két reakció esetén a céltárgymag rendszáma eggyel változik.

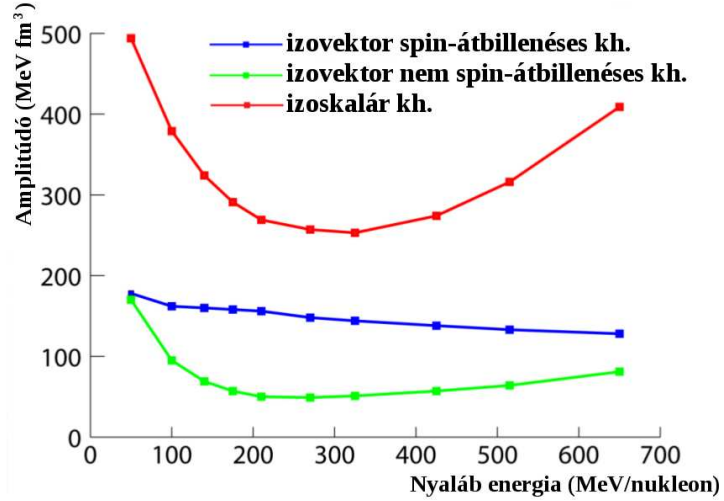
$T_0 - 1$ erősségek gerjesztésére. A dipólus gerjesztésekhez tartozó átmeneti erősség (p, n) reakció izovektor jellege miatt felbomlik a $T_0 - 1$, T_0 , $T_0 + 1$, összetevőkre. A (p, n) és (n, p) reakciókra vonatkozó Clebsch-Gordan együtthatók [23] azt mutatják, hogy a $T_0 - 1$ komponens (AGDR) a kitüntetett, erősebb a T_0 és $T_0 + 1$ komponensekhez képest, rendre T_0 és $2T_0^2$ faktoral [24]. A 2.3. ábra az ilyen (p, n) , (n, p) töltéscsere-reakciókban és a (p, p') , (n, n') reakciók esetén erősen gerjesztett [25] állapotokat mutatja be. Ezek a $T_0 - 1$ izospinű állapotok rendre a Gamow-Teller rezonancia (GTR, $J^\pi = 1^+$), a spin-dipólus izovektor óriásrezonancia (IVSGDR, $J^\pi = 0^-, 1^-, 2^-$), az anti-analóg dipólus óriásrezonancia (AGDR, $J^\pi = 1^-$), illetve a T_0 izospinű állapot, az izobár-analóg állapot (IAS, $J^\pi = 0^+$).



2.3. ábra. F. Osterfeld közleményéből [23] származó ábra szemlélteti a $T = (N - Z)/2$ izospinnel rendelkező alapállapotú céltárgymag esetén az izospin átmeneteket. Az ábrán C -vel jelzett Clebsch-Gordan együtthatók Satchler munkájából [26] valók. A (p, n) reakcióban gerjesztődnek az analóg (izospin $= T_0$): IAS és anti-analóg (izospin $= T_0 - 1$): GTR, IVSGDR és AGDR állapotok.

Ahogy azt Osterfeld és munkatársai [27], valamint Austin és munkatársai [28] megmutatták, a megfigyelt $\Delta L = 1$ rezonancia általában az összes lehetséges spin-átbillenéses dipólus (IVSGDR) és a nem-spin-átbillenéssel járó dipólus (AGDR) állapotok szuperpozíciójának felel meg. Osterfeld [23] szerint, a nem-spin-átbillenéses jelenség és a spin-átbillenéssel járó jelenség közötti arány a kis bombázó energiák esetén (kevesebb, mint 50 MeV) és a nagyon magas bombázó energiák esetén (≈ 600 MeV) magas, míg közepes bombázóenergiáknál – ahogy azt a dolgozat

3. fejezetében látni is fogjuk – a spin-átbillenéssel járó gerjesztések vannak előnyben. Ezt az eredményt támasztja alá Franey és Love Skryme modellen alapuló munkája [29] is, ahogy azt a 2.4. ábra mutatja.



2.4. ábra. A bombázó energia jó megválasztásával a töltéscserélő reakciókban az atommag más és más tulajdonsága, más és más kölcsönhatás vizsgálható, 100 MeV/nukleon bombázóenergia körül a nem spin-átbillenéses izovektor állapotok, míg felette a spin-átbillenéses átmenetek vizsgálhatók egészen 600 MeV/nukleonig.

2.3.1. A Gamow-Teller óriásrezonancia

Az izovektor térben létrehozott oszcillációhoz hasonló a spin térben is lehetséges, azaz a felfelé álló spinű protonok a lefelé álló spinű neutronokkal, a felfelé álló spinű neutronok pedig a lefelé álló spinű protonokkal szemben rezegnek. Ekkor a megfelelő kvantumszámok: $\Delta T=1$, $\Delta S=1$, $\Delta L=0$, melyek az izovektor spin-átbillenéses óriásrezonanciát írják le. A kollektív spin gerjesztési módusok fontos információt nyújtanak a mag

spin – izospin függő effektív kölcsönhatásairól.

A folyamatot a spin-izospin $\sigma\tau\pm$ operátorral jelzett kölcsönhatások szabályozzák [30, 31], ahol a σ a spin-átfordulás operátor, míg a $\tau\pm$ az izospin változását jellemző operátor, mely attól függően pozitív vagy negatív, hogy proton alakul neutronná vagy fordítva.

A GTR kimutatásához tartozó egyik első kísérleti észlelés R. R. Doring és munkatársai méréséhez kötődik [32] a $^{90}\text{Zr}(p,n)^{90}\text{Nb}$ reakcióban.

Mivel a nukleáris kölcsönhatásnak erős energiafüggése van, ezért alacsony bombázó energiáknál a GT rezonancia és az izobár analóg rezonancia erőssége összemérhető, növelve az energiát a GT-átmenet hatáskeresztmetszete lesz meghatározó. A 0° szórási szög és a közepes bombázóenergia (100-200 MeV/nukleon) esetén a (p, n) , $(^3\text{He}, t)$ töltéscsere-reakciók a GT-átmenetek vizsgálatához jó módszernek bizonyultak, mivel a hatáskeresztmetszet és az erősség között arányosság van. Ezen reakciókat közepes energiákon már régóta sikeresen használják az atommagok spin-izospin gerjesztéseinek vizsgálatára. A reakciókban a GT-átmenetek ugyanazokat az állapotokat kötik össze, mint a bomlásban. Amíg azonban a β -bomlásban a gerjesztések csak a β -bomlás Q-értéke által meghatározott energiatartományban vizsgálhatók, a töltéscserélő reakciók esetén nincsenek ilyen korlátok. Vizsgálatuk ezért jelenleg a rendelkezésünkre álló egyik legjobb kísérleti módszert kínálja az atommagok modell-független GT-erősségének feltérképezésére. A GT-átmenetek összesszáma:

$$S_-(GT) - S_+(GT) = \frac{3}{4} \cdot 4(N - Z) = 3(N - Z), \quad (2.5)$$

ahol $S_-(GT)$ a β^- kölcsönhatás, míg $S_+(GT)$ a β^+ kölcsönhatás erősségét jelöli.

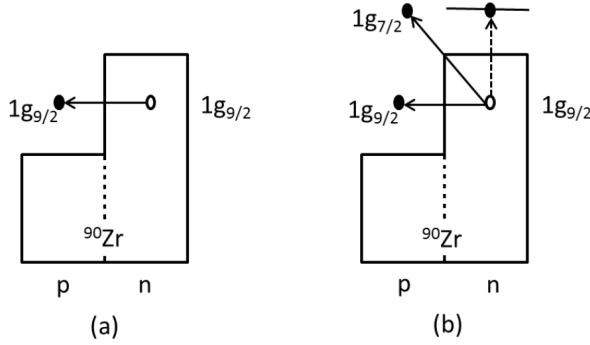
A kísérletileg meghatározott GT erősségek a fenti 2.5. összesszábnak megfelelő értéknek csupán az 50-70 %-át teszik ki. Az irodalomban jelenleg sincs megállapodás az eltérés okát illetően. Egyes elméletek szerint az eloszlás igen nagy energiákig tart, de kicsi intenzitással, amit kísérletileg nagyon nehéz nyomon követni a háttér bizonytalanságai miatt.

2.3.2. Az izobár analóg állapot (IAS)

Szomszédos magok izobár állapotai ugyanazzal a teljes impulzusmomentummal valamint spin és paritás értékkel rendelkeznek [33]. Szintén közel azonosak a magszerkezeti hullámfüggvényeik, kivéve annál a transzformációnál, amelyik egy vagy több neutront ugyanannyi protonba visz át, ugyanazokat az egy-részecske állapotokat foglalva el, mint a neutronok. Az analóg állapotokat vagy másnéven izobár analóg állapotokat (IAS) már sikeresen vizsgálták a periódusos rendszer egészén, igazolva azt, hogy az izospin egy jó kvantumszám.

Ennélfogva, egy Z protonnal és N neutronnal rendelkező magban lévő állapotnak (szülő állapot) várhatóan létezik egy izobár analóg állapota a szomszédos $Z+1$ protonnal és $N-1$ neutronnal rendelkező atommagban, ahol a protonok és neutronok ugyanazokat a pályákat foglalják el mint a szülő állapotban. Ekkor a nukleonok száma mindkét esetben azonos ($Z + N = A = (Z+1) + (N-1)$). A szülő és az analóg állapotok energia különbsége túlnyomórészt az analóg állapot extra protonjából eredő elektrosztatikai Coulomb kölcsönhatás növekvő járulékából fakad a teljes energiában. (Ebből a mennyiségből le kell vonni a neutron-proton tömeg eltérést.) Analóg állapotok számított energiái és a mért értékek közötti ilyen egyezés általában meglehetősen precíz, de nem pontos. Ennek az oka, hogy az állapotok energiáit olyan további kis tényezők befolyásolják, mint a magbéli kölcsönhatások kis töltésfüggése, az izospin keveredés és más, magszerkezeti hatások. Az analóg állapotok vizsgálata a magmodellekhez kapcsolódó elméletek teszteléséhez nyújt hasznos információt. A 2.5. ábra az IAS-hez tartozó Fermi (a) és a korábban ismertetett GTR-hez tartozó Gamow-Teller (b) átmenetekben részvevő – a mikroszkópikus értelmezésnek megfelelő – egyrészecske átmeneteket mutatja be a ^{90}Zr magban.

Abban az esetben, amikor nincsen spin-átfordulás, tehát $\Delta S=0$, de $\Delta T=1$, $\Delta L=0$, akkor Fermi átmenetről beszélünk, ami az izobár analóg átmenetnek felel meg. Az IAS proton részecske – neutron lyuk párok gerjesztések koherens szuperpozíciója $J^\pi = 0^+$. Az IAS izospinje ($T_z = (N - Z)/2 + 1$) megegyezik a céltárgy alapállapotának izospinjével.



2.5. ábra. A bemutatott IAS-hez tartozó Fremi (a) és a GTR-hez tartozó Gamow-Teller (b) átmenetekben részvevő egyrészecske átmenetek schematikus rajza. A szaggatott vonal az M1 átmenetnek felel meg.

2.3.3. Spin-dipólus óriásrezonancia

A $(^3\text{He}, t)$ töltéscserélő-reakciókban nemcsak a $\Delta T=1$, $\Delta S=0$ rezonancia, hanem a $\Delta T=1$, $\Delta S=1$, $\Delta L=1$ spin dipólus óriásrezonancia is gerjesztődik. Ekkor, közepes bombázó energiatartományban, kis impulzus átadások esetén, a kölcsönhatásokat leíró potenciál izospin járuléka sokkal kisebb, mint a spin-izospin járulék.

A $\Delta L=1$ impulzusmomentum transzfernek megfelelő spin-átbillenéses dipólus óriásrezonancia $1\hbar\omega$ energiájú gerjesztésnek felel meg, amelyet 200–300 MeV körüli bombázóenergiáknál már több magban is megfigyeltek. A rezonancia szélessége ~ 10 MeV, a rezonancia a $J^\pi = 0^-$, 1^- , 2^- spinű állapotok szuperpozíciójaként értelmezhető [4].

Az izovektor spin-dipólus óriásrezonanciára vonatkozó β^- (a céltárgyban egy neutron protonra cserélődik) és β^+ (a céltárgyban proton cserélődik neutronra) erősségek különbségére a következő összecsabály érvényes:

$$S_{IVSGDR}^- - S_{IVSGDR}^+ = \frac{9}{2\pi}(N \langle r^2 \rangle_n - Z \langle r^2 \rangle_p), \quad (2.6)$$

ahol $\langle r^2 \rangle_n$ a neutronsűrűség-eloszlás rms sugara, $\langle r^2 \rangle_p$ pedig a protonok sűrűségeloszlásának rms sugara. Hasonló összszabály érvényes akkor is, ha a töltéscserélő reakcióban nincs spin-átfordulás. A töltéscserélő reakciókban gerjesztett $L=1$ teljes erősségére vonatkozó összszabály függ a $N \langle r^2 \rangle_n - Z \langle r^2 \rangle_p$ különbségtől. Ezt felhasználva Krasznahorkay A. és munkatársai egy új módszert dolgoztak ki a neutronbőr vastagságának meghatározására [34].

A (p, n) típusú töltéscserélő reakciók hatáskeresztmetszete az S_{IVSGDR}^- , míg az (n, p) típusúaké az S_{IVSGDR}^+ erősséggel arányos. Nagy neutrontöbblettel rendelkező magok esetén az S_{IVSGDR}^- erősség várhatóan jóval nagyobb, de az S_{IVSGDR}^+ sem elhanyagolható. Az S_{IVSGDR}^+ hatásának becslésére egy egyszerű modellt használtak, amelyben a perturbálatlan részecske-lyuk gerjesztések energiái ϵ_0 energiánál degeneráltak. Az így kapott összszabály:

$$S_{IVSGDR}^- + S_{IVSGDR}^+ = \frac{54A}{4\pi} \frac{\hbar^2}{2M} \frac{1}{\epsilon_0}, \quad (2.7)$$

ahol A és M az atommag jellemzői. Tehát az S_{IVSGDR}^- erősség, amely arányos a $({}^3\text{He}, t)$ reakció hatáskeresztmetszetével így számolható:

$$S_{IVSGDR}^- = \frac{9}{2\pi} (N \langle r^2 \rangle_n - Z \langle r^2 \rangle_p) + \frac{54A}{4\pi} \frac{\hbar^2}{2M} \frac{1}{\epsilon_0}. \quad (2.8)$$

Amint a 2.8. képletből látható, ez az összszabály egyértelmű kapcsolatot teremt a rezonancia hatáskeresztmetszete és az atommag neutronbőr-vastagsága között.

2.4. Az anti-analóg dipólus óriásrezonancia (AGDR) és gerjesztése

Legelőször, 1975-ben, Doering és munkatársai figyeltek meg ${}^{90}\text{Zr}$ céltárgyon, 45 MeV-es bombázóenergián végrehajtott (p, n) töltéscserélő reakcióban mért neutronspektrumban a már korábban ismert és részletesen

tanulmányozott IAS csúcson kívül további két, széles rezonanciát [35]. Az alacsonyabban lévő, az IAS-hez közelebb eső, megközelítőleg 4 MeV széles rezonancia a korábban előrejelzett [36] Gamow-Teller rezonanciaként volt azonosítható, de esetlegesen a céltárgymagban (^{90}Zr) létrejövő mágneses dipólus óriásrezonancia anti-analógjaként is értelmezhető [35]. A másik, 10 MeV-vel magasabban lévő rezonanciát, melyet 130 MeV-es bombázóenergián $^{90}\text{Zr}(^3\text{He}, t)$ reakcióban, illetve 45 MeV-en (p, n) reakcióban újra megerősítettek [37], ezen felül (p, n) reakcióban 120 MeV-es, magasabb energián is megfigyeltek [38], Marty javaslatára [25] a dipólus óriásrezonancia (GDR) $T_0 - 1$ komponensének, azaz az antianalóg dipólus óriásrezonanciaként (AGDR) azonosították, ahol a T_0 a céltárgymag alapállapotához tartozó izospin.

Ezt a rezonanciát előbb csak a ^{90}Zr magban figyelték meg, majd ezek után, Sterrenburg és munkatársai szisztematikus tanulmányozták a $^{90,91,92,94,96}\text{Zr}$, ^{93}Nb , $^{94,96,97,98,100}\text{Mo}$, $^{112,116,120,122,124}\text{Sn}$ és ^{208}Pb atommagokban [25], és egy kivételével valamennyi vizsgált mag esetén a fentebb említett rezonanciákat azonosították.

Ezen rezonanciák gerjesztési energiái eltolódnak a kisebb energiák felé a nehezebb magok esetén, illetve egy izotópláncon belül is a neutrons szám növekedtével. Az AGDR energiája valójában sokkal gyorsabban csökken egy izotópláncon belül a tömegszám függvényében, mint a GDR energiája. Nemrég derült ki, hogy ez a csökkenés szoros kapcsolatban van az izotópok növekvő neutronbőr-vastagságával. A fenti megfigyelésre alapozva Krasznahorkay A. és munkatársai egy új módszert javasoltak a neutronbőr-vastagság mérésére [24].

2.5. Az atommagok neutronbőre, a szimmetria energia

Amint azt egyetemi tanulmányainkból már ismerjük, Bethe [39] és Weizsäcker [40] valamint munkatársaik 1935-ben az atommag kötési energiájának egy jól használható elméleti leírását javasolták. Jó közelítésként, ez az elmélet leegyszerűsíthető egy, az atommag tömegét felhasználó

összefüggésre, amelyben a kötési energia $B(N, Z)$ megkapható a magot felépítő neutronok (N) és protonok (Z) számának, illetve az ebből adódó tömegszám, $A = N + Z$, függvényeként [41]:

$$B(N, Z) = a_{vol}A - a_{surf}A^{2/3} - a_c\frac{Z^2}{A^{1/3}} - a_{sym}\frac{(N - Z)^2}{A} + dE, \quad (2.9)$$

ahol az egyenlet tagjai rendre a térfogati energia, felületi energia, Coulomb-energia, szimmetria energia és végül további, a mikroszkopikus hatásokhoz kapcsolódó magasabb rendű járulékok [39, 40]. A 2.9. egyenletben szereplő együtthatók meghatározhatók az ismert atomtömegekre való illesztés alapján.

Myers és Swiatecki a folyadékcsepp-modelljében [42] szétválasztotta a szimmetria energia térfogati és felületi járulékát, később a modell egy finomított verzióját dolgozták ki, a droplet modellt, Taylor-sorba fejtvé a térfogati-, a felületi- és a Coulomb energiákat az $(N - Z)/A$ és az $A^{-1/3}$ tagokkal, a standard folyadékcsepp-modell értékei körül. Ezek a bevezetett további szabadsági fokok lehetőséget adnak a proton és neutron sűrűségek egymástól való eltérésére, és a szimmetria energia egy sokkal inkább a valóságot tükröző paraméterezését eredményezik.

Amint a 2.10.–2.11. egyenlet mutatja, a szimmetria energia az állapot-egyenleten keresztül nagy mértékben meghatározza a neutroncsillagok proton frakcióját [43]; a nehéz atommagok neutronbőrének jellegét [44]; sőt a nehézion-reakciók elemzésében, mint bemenő paraméter szerepel [45, 46]; stb. A kötési energia Bethe–Weizsäcker-formulájához hasonlóan a maganyag energia funkcionálja is sorbafejthető az $\alpha = \frac{N-Z}{A}$ tag szerint a következőképpen:

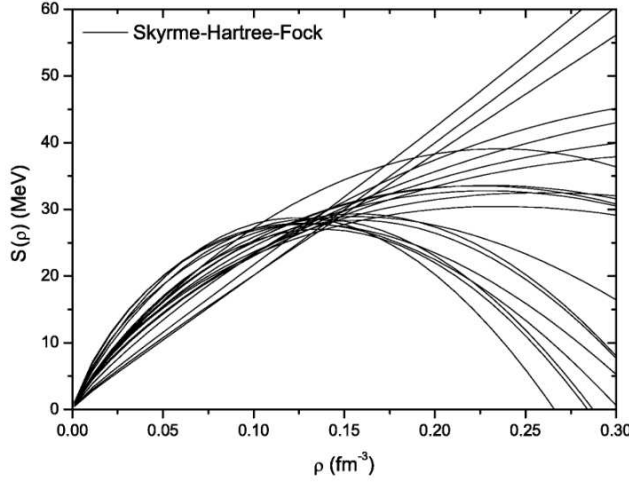
$$E(\rho, \alpha) = E(\rho, 0) + S(\rho)\alpha^2 + O(\alpha^4) + \dots \quad (2.10)$$

Az $S(\rho)$ szimmetria energia tag a ρ magsűrűség szerint tovább sorbafejthető a következő módon:

$$S(\rho) = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 E(\rho, \alpha)}{\partial \alpha^2} \Big|_{\alpha=0} = a_4 + \frac{p_0}{\rho_0^2}(\rho - \rho_0) + \dots \quad (2.11)$$

A szimmetria energia sűrűségfüggésének elméleti leírását adó Skryme Hartree–Fock modellek viszont különböző parametrizációval, eltérő módon írják le a jelenséget [47, 48, 49]. A paraméterek értékének

egy nagyon kicsi változása a szimmetria energia sűrűségfüggésének jelentős változásához vezet. Ezt mutatja a 2.6. ábra. Ezért fontos a sűrűségfüggés (L) precíz ismerete, hogy a modell paramétereit pontosítani lehessen.

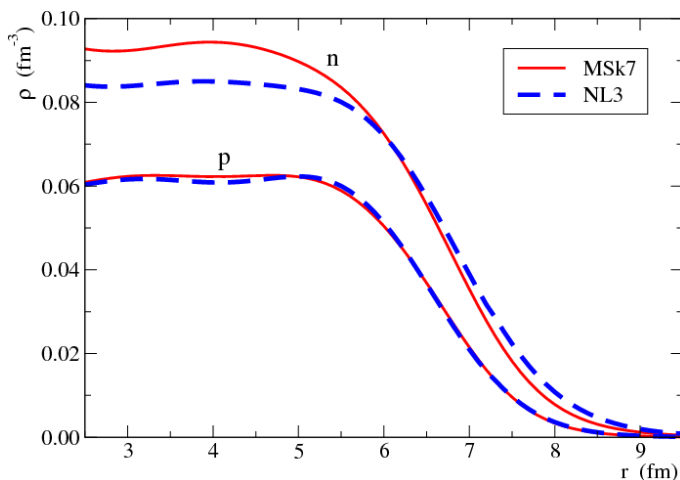


2.6. ábra. A szimmetria energia sűrűségfüggése különböző Skyrme-Hartree-Fock modell paraméterezés esetén, Chen és munkatársai cikkéből származik az ábra [48].

Az atommagokban ható erők és az atommagot felépítő fermionokra érvényes statisztikus eloszlások hatására az atommagban a protonok és a neutronok sűrűségeloszlása nem lesz egyenlő [50], amint azt a 2.7. ábra mutatja. Az atommagok proton és neutron négyzetes közép-sugarainak különbsége (ΔR_{np} , neutronbőr) nagyon kicsi, a töltéssugárnak csak néhány %-a

$$\Delta R_{np} = \langle r^2 \rangle_n^{1/2} - \langle r^2 \rangle_p^{1/2}. \quad (2.12)$$

A magfizika egy érdekes jelensége az atommagok felületén kialakuló neutronbőr [51], és annak változása a tömegszám függvényében [52]. Ennek a mennyiségnek a pontos mérése viszont jelentős kihívást jelent [53, 54, 55, 56, 57, 58].



2.7. ábra. Az ábrán két különböző elméleti számítás eredménye szemlél-teti a ^{208}Pb esetén előrejelzett neutronbőrt, a nemrelativisztikus közelítés (MSk7) illetve a relativisztikus mód (NL3) esetén is. Az ábra M. Centelles és munkatársai művéből származik [59].

Furnstahl [44] kimutatta, hogy nehéz atommagok esetén létezik egy csaknem lineáris empirikus összefüggés a neutronbőr-vastagság és az EoS szimmetriaenergia-tagja (a_4) között. Ez a megfigyelés is hozzájárult a M. B. Tsang és munkatársai [60] összefoglaló művében is bemutatott és részletezett, neutron gazdag magok neutronbőr-vastagsága iránt újra feltámadt érdeklődéshez [53, 54, 55, 56]. A neutronbőr jelenleg is az egyik legintenzívebben tanulmányozott paramétere a magnak, egyre összetettebb mérési módszereket dolgoznak ki, amint azt D. Rossi és munkatársai munkája [61] is mutatja, melyben a ^{68}Ni neutron-gazdag, instabil mag neutronbőr-vastagságát határozták meg.

A szimmetria energia nagy jelentőségű mennyiség mind az atommagfizikában, mind az asztrofizikában, mivel ez szabályozza az atommagok számos, izospin-függő tulajdonságát, mint például a kötési energiát, héjak lezáródását, a magon belüli sűrűségeloszlásokat csakúgy, mint a magreakciók alakulását. Valamint ez felel az óriásrezonanciák, a nehézion

ütközések, az izospin diffúzió és a multifragmentáció paramétereire. Ugyanakkor a nukleáris szimmetria energia elengedhetetlen a neutron-csillagokat, a szupernova robbanást és a csillagok nukleonszintézisét leíró asztrofizikai számításokhoz is.

A neutronbőr vastagságának meghatározására számtalan különböző eljárást dolgoztak már ki, azonban ezek többnyire csak stabil atommagokra alkalmazhatók, illetve az eredmények nem, vagy csak kis mértékben modellfüggetlenek.

Számos, kollektív mozgásokon, óriásrezonanciákon alapuló módszer ismeretes, mint például az izovektor dipólus óriásrezonancia gerjesztésén [62], vagy a korábban már bemutatott spin-dipólus óriásrezonancia gerjesztésén alapuló módszer [34], mely a spin-dipólus óriásrezonancia hatáskeresztmetszetének és a neutronbőr vastagságának egyértelmű kapcsolatára épül. Továbbá a neutronbőr vastagsága meghatározható a GTR energiáját mérve az IAS-hez képest [63]. Egy másik út az elektromos dipólus polarizáció nagyfelbontású tanulmányozása, illetve a pigmy-dipólus rezonancia tanulmányozása [64, 65]. Bár a paritás-sértő rugalmas elektronszórás egy modellfüggetlen mérési lehetőséget szolgáltat, ennek jelenlegi pontossága messze nem kielégítő, sőt a módszer nem alkalmazható instabil izotópokra.

Ezen, már ismert lehetőségek és eljárások mellett, az egyik legújabb módszer, melyet Krasznahorkay A. és munkatársai javasoltak, az anti-analóg dipólus óriásrezonancia gerjesztésén alapul [24]. A módszer legnagyobb előnye, hogy a stabil magok mellett ez az eljárás alkalmazható instabil magra is. Az AGDR gerjesztése érzékeny a neutronbőr-vastagságra [66], így az AGDR gerjesztési energiájának méréséből következtetni lehet a mag neutronbőr vastagságára. Az AGDR gerjesztési energiájának és az IAS energiájának a különbsége és a neutronbőr-vastagsága közötti lineáris összefüggés alapján, meghatározva az energiakülönbséget, kapjuk meg a neutronbőr-vastagságot.

A munkánk célja az AGDR módszer kipróbálása volt inverz kinematikában, az ^{124}Sn neutronbőr-vastagságának meghatározásán keresztül. Amint az a ^{208}Pb -ra vonatkozó legújabb publikációnkból kiderül, az AGDR energiája nagyon érzékenyen függ az állapotegyenlet L paraméterétől is, ami a jövőben különös érdeklődésre tarthat számot.

3. fejezet

A Sc izotópok spin-dipólus erőssége

Ebben a fejezetben a Sc izotópok (^{40}Sc , ^{42}Sc , ^{44}Sc és ^{48}Sc) töltéscserélő reakcióban ($\text{Ca}(^3\text{He},t)\text{Sc}$) mért gerjesztési energiaspektrumának vizsgálatával foglalkozom. Az első részében a méréshez kapcsolódó korábbi eredményeket ismertetem, ezt követően a kísérleti összeállítás, a mérés menete kerül bemutatásra, kitérve egy olyan új lehetőségre, amellyel a nagyobb energiafeloldás könnyen elérhetővé válik, lehetővé téve esetünkben a dipólus óriásrezonanciát felépítő állapotok szeparált vizsgálatát. A 3. részben a kiértékelés lépéseinek bemutatása következik, végül pedig az eredmények ismertetésére kerül sor (4. rész).

A kísérleti módszerek jelentős fejlődésének köszönhetően lehetőség nyílt az óriásrezonanciák nagyobb energiafelbontással történő vizsgálatára. Mi is célul tűztük ki a fenti izotóplánc spin-dipólus óriásrezonanciájának, a korábbiaknál nagyobb felbontással való tanulmányozását. A kísérleteink során alkalmazott, nagyon jó energia-feloldás egyedülálló lehetőséget biztosított a spin-dipólus rezonancia fragmentációjának tanulmányozására. Így munkánk elsődleges célja ezen rezonancia fragmentációjának kísérleti mérése volt.

3.1. Korábbi eredmények, a mérés motivációja

A atommagon belüli párkölsönhatások kísérleti vizsgálata még napjainkban sem fejeződött be, a spin-izospin gerjesztésük régóta tárgya a kísérleti és az elméleti vizsgálatoknak. A kísérleti eljárások és módszerek legújabb fejlesztései megteremtik a lehetőséget az izovektor spin-dipólus óriásrezonancia (IVSGDR) mikroszkópikus szerkezetének precíz, nagyfelbontású vizsgálatára az $N = Z$ vonal mentén. Az izospin szimmetria hatása maximális e vonal mentén, ahol az atommagot felépítő protonok és neutronok száma megegyezik. Különösen érdekes ezekben a magokban az izoskalár ($T = 0$) és az izovektor ($T = 1$) pár-csatolási korrelációk szerepe.

Az alábbiakban tárgyalt munkánk célja az alacsonyan fekvő dipólus erősség-eloszlás tanulmányozása $^{40,42,44,48}\text{Ca}$ céltárgyak esetén, kihasználva a $(^3\text{He}, t)$ reakció nyújtotta lehetőségeket. Ennek a töltéscserélő-reakciónak az alkalmazása, mint korábban már leírtam, széles körben elterjedt a spin-izospin vibrációs állapotok vizsgálatában. Néhány előzetes eredményt ezzel kapcsolatban már közzétettünk [67].

A $^{40}\text{Ca}(^3\text{He}, t)^{40}\text{Sc}$ reakciót Schulz és munkatársai vizsgálták [68] alacsony, 28 MeV-es bombázó energián, illetve Loiseaux és munkatársai [69] 30.2 MeV-es nyalábenergián. A mérésekben teleszkóp detektorokat illetve mágneses spektrográfot alkalmaztak. Az energia-feloldás rendre 70 keV és 15-20 keV volt. A mérésben az alábbi proton-neutron multiplett állapotokat azonosították: $(\pi 1f_{7/2})(\nu 1d_{3/2})^{-1}$, $(\pi 1p_{3/2})(\nu 1d_{3/2})^{-1}$ és $(\pi 1f_{7/2})(\nu 2s_{1/2})^{-1}$. Hasonló kísérletet végeztek a közelmúltban 26.1 MeV-en Hansper és munkatársai [70] mágneses spektrométer felhasználásával, akiknek sikerült nagyon jó, 15 keV-es energia-feloldást elérniük.

A $^{48}\text{Ca}(^3\text{He}, t)^{48}\text{Sc}$ reakciót korábban Grewe és munkatársai vizsgálták [71] 420 MeV-es bombázóenergián, ekkor az energia-feloldás körülbelül 40 keV volt. Megközelítőleg 9 MeV-ig sikerült a kettős β -bomlás szempontjából lényeges gerjesztett állapotokat azonosítaniuk. Ezeket a gerjesztett állapotokat, a később ismertetett eredményeinkben, mi is – több új állapot mellett – megfigyeltük.

A spin-izospin gerjesztéseket továbbá Tabor és munkatársai [72] is vizsgálták a $^{40}\text{Ca}(^3\text{He},t)^{40}\text{Sc}$ reakcióban 130 és 170 MeV bombázóenergiák esetén. A szögeloszlásban a dipólus óriásrezonancia (GDR) szerkezetét mérték. Az adatok viszonylag jól leírhatók a Goldhaber-Teller GDR modelljén alapuló kollektív modell számítások alapján. Néhány gyengébb $L = 1$ rezonanciát is megfigyeltek még 2, 4, 6 és 8 MeV energiáknál. Az energia-feloldásuk azonban körülbelül csak 400 keV volt, ami nem tette lehetővé a rezonanciák struktúrájának elemzését. Ez a megfigyelés képezte a további vizsgálataink egyik fő motivációját.

A fent bemutatott korábbi eredmények alapján megállapíthatjuk, hogy ezen magtartományban a nem kötött állapotokat illetően nincsenek jó energiafeloldású, jelentős kísérleti eredmények. Munkánkkal ezt az űrt igyekeztünk kitölteni.

3.2. A kísérlet és az alkalmazott módszerek leírása

A kísérletre az osakai RCNP-ben (Research Center for Nuclear Physics) Japánban került sor [73]. A mérésekre a K=400 Ring Ciklotronból származó $E = 140$ MeV/nukleon bombázóenergiájú $^3\text{He}^{2+}$ nyalábbal végrehajtott $(^3\text{He},t)$ töltéscserélő reakciót használták. A felhasznált négy öntartó, fém kalcium céltárgy legfontosabb adatait a 3.1. táblázatban foglaltam össze.

A $^3\text{He}^{2+}$ nyaláb egy régi mágneses spektrométerből kialakított analízáló mágnes után az ún. WS nyalábvezetési pályán [74] érte el az aktuális méréshez tartozó Ca izotóp céltárgyat. A reakcióban keletkezett tritonok energiáját és szórási szögét a kitűnő ionoptikai tulajdonságokkal rendelkező Grand Riden spektrográf [75, 76] mérte. A spektrométer 3 dipólus mágnesből, 2 kvadrupólus mágnesből, egy szextupólus és egy oktopólus mágnesből áll. Kiemelendő tulajdonságai a nagy momentumfeloldás ($p/\Delta p=37000$), és a nagy mágneses térerősség ($K=1400$ MeV), ez igen előnyös a $(^3\text{He},t)$ reakciók 400 MeV fölötti bombázóenergiáknál történő vizsgálatára [75]. Annak érdekében, hogy függőleges

3.1. táblázat. *A kísérletben használt céltárgyak tulajdonságai mellett feltüntettük a dúsított céltárgyaknak a vizsgált izotóplánc tagjaitól származó szennyezői arányait is.*

Céltárgy	^{40}Ca	^{42}Ca	^{44}Ca	^{48}Ca
Vastagság (mg/cm ²)	1.63	1.78	1.83	1.87
Dúsítás (%)	99.97(0.4)	93.71(0.6)	98.78(0.2)	95.2(0.6)
Szennyezők (%)				
^{40}Ca	—	5.08(6)	1.12(2)	1.23(2)
^{42}Ca	0.007(1)	—	0.06(1)	0.2(1)
^{43}Ca	0.002(1)	0.33(3)	0.03(1)	n.a.
^{44}Ca	0.016(1)	0.869(5)	—	n.a.
^{46}Ca	<0.001	<0.003	<0.002	<0.002
^{48}Ca	n.a.	0.014(1)	0.006(2)	—

irányban minél nagyobb legyen a lefedett teljes szögtartomány, egy erős kvadrupólmágnest helyeztek el a szórókamra közelében. A kísérlet során a spektrométer szöge a nyaláb irányához képest előbb 0°-ban majd 2.5°-ban volt beállítva. A spektrométer által lefedett teljes szögtartomány ± 20 mrad vízszintes és ± 20 mrad a függőleges irányban. A mérési összeállításról készült fénykép a 3.1. ábrán látható.

A 0°-os mérésekben mind a $^3\text{He}^{2+}$ nyaláb, mind a tritonok beléptek a spektrométer első dipólus mágnesébe (D1 mágnes). Mivel a $^3\text{He}^{2+}$ nyaláb eltérülése mintegy kétszerese a tritonokénak, ezért hozzá egy sokkal kisebb elhajlási sugár tartozik, ezért a He részek megálltak a D1 mágnes belsejében elhelyezett Faraday-kalitkában. A 2.5°-os mérésben viszont a $^3\text{He}^{2+}$ nyaláb csak az első kvadrupól mágnes (Q1 mágnes) után elhelyezett Faraday-kalitkában állt meg. A reakcióból kilépő tritonokat az impulzusuk szerint analizálta a spektrográf, majd leképezte őket a



3.1. ábra. Az RCNP intézetben használt kísérleti elrendezésről készült fénykép. A jobb alsó sarokból induló nyalábcsatornán érkezett a ${}^3\text{He}^{2+}$ nyaláb, majd a kép közepe táján látható céltárgy-tartónál lezajlott reakció után, a kép bal oldala felé eltérített tritonok először a spektrográfba, majd a driftkamrákba jutottak. A kép bal alsó sarkában a részecskék azonosítására szolgáló szcintillátorok is láthatók.

fókusz síkba, ahol sokszálas driftkamrák (MWDC, MultiWire Drift Chamber) [77] mérték a tritonok fókusz síkbeli pozícióját és a becsapódás szögét, így téve lehetővé a pályarekonstrukciót [78]. Részecskeazonosításra a driftkamrák mögött elhelyezett 2 plastik szcintillátor szolgált. Ezek a detektorok szolgáltatták az adatgyűjtéshez a trigger jelet is. Ez az elrendezés tette lehetővé a töltéscserélő-reakciók vizsgálatát egészen kicsi, 0° körüli szórási szögtartományban is.

A driftkamrák által szolgáltatott adatokból megkaphatjuk a számunkra fontos, a reakcióra jellemző paramétereiket, de ehhez ismerni kell a

spektrográfnak, mint ion-optikai rendszernek az átviteli mátrixát, amelyet a kísérlet során határoztak meg. A mátrix felhasználásával rekonstruálható a reakció pillanatában a céltárgy helyén keletkező mag gerjesztési energiája és a szórási szöge. A négy izotópra így módon kapott gerjesztési energia spektrumokat dolgoztuk fel. A világ eddigi legjobb energia-feloldását ennél a spektrográfnál sikerült elérni, egy speciálisan kidolgozott diszperzió összehangolás segítségével.

A ciklotronok relatív energiaszórása általában nem sokkal jobb, mint $\Delta E/E \approx 0.1\%$, ami körülbelül 420 keV-re korlátozná a nagyenergiás ($E = 420$ MeV) mérések energiafelbontását. Az RCNP-ben egy igen jó minőségű analizáló mágnes (egy régi mágneses spektrométert) használnak arra, hogy a nyaláb energiaszórásának zavaró hatását lecsökkentsék. A módszer elve az úgynevezett diszperzió összehangolás. Az analizáló mágnesen áthaladó töltött részek, az energiájuktól függően különböző mértékben térülnek el. Ezt a diszperzió nyalábot vezetik a nagyméretű céltárgyakra. A mágneses spektrométer a különböző energiájú részecskéket a fókusz sík különböző pontjaiba fókuszálja, ez a fókuszpont azonban függ a részecskék kiindulási pontjától is. A céltárgy különböző részeiről érkező részecskék különböző helyekre lesznek fókuszálva. A diszperzió összehangolás lényege, hogy a két effektus kompenzálni tudja egymást. A ciklotronból különböző energiával kijövő részecskék a fókusz sík ugyanazon pontjába csapódnak be. Ezt az összehangolást, természetesen egy adott magreakcióra, esetünkben a $(^3\text{He}, t)$ reakcióra kell úgy elvégezni, hogy a reakcióból származó tritonok a bombázó energiától függetlenül, mindig ugyanabba a pontba fókuszálódjanak. Ezzel a módszerrel az energiafelbontást több mint egy nagyságrenddel sikerült javítani. A legjobb érték jelenleg: $\Delta E/E \approx 5 \times 10^{-5}$ (ami megközelítőleg 20 keV (félérték szélesség) feloldásnak felel meg). Ebben az esetben a Grand Riden spektrométer "túlfókuszált módban" működik [79].

A fentebb leírt módszer alkalmazását némiképp bonyolítja, hogy a kísérletben a kilépő részecskék szögeloszlását is pontosan mérni akartuk. A diszperzió-összehangolás és szög diszperzió összehangolás pontos részleteit erre az esetre Y. Fujita [80], valamint H. Fujita [81] és munkatársaik dolgozták ki.

3.3. Az adatok kiértékelése

A kísérleti adatok feldolgozása, elsősorban a $^{40,42,48}\text{Sc}$ izotópok esetén, a 0 – 12.5 MeV-es gerjesztési energiatartományban mért energiaspektrumok analízisét jelentette; 12.5 MeV felett már nem észleltünk jelentős, kiemelkedő csúcsokat. A 3.2. ábrán a mért triton spektrumok találhatók mind a négy izotóp esetén, a vizsgált energiatartományban.

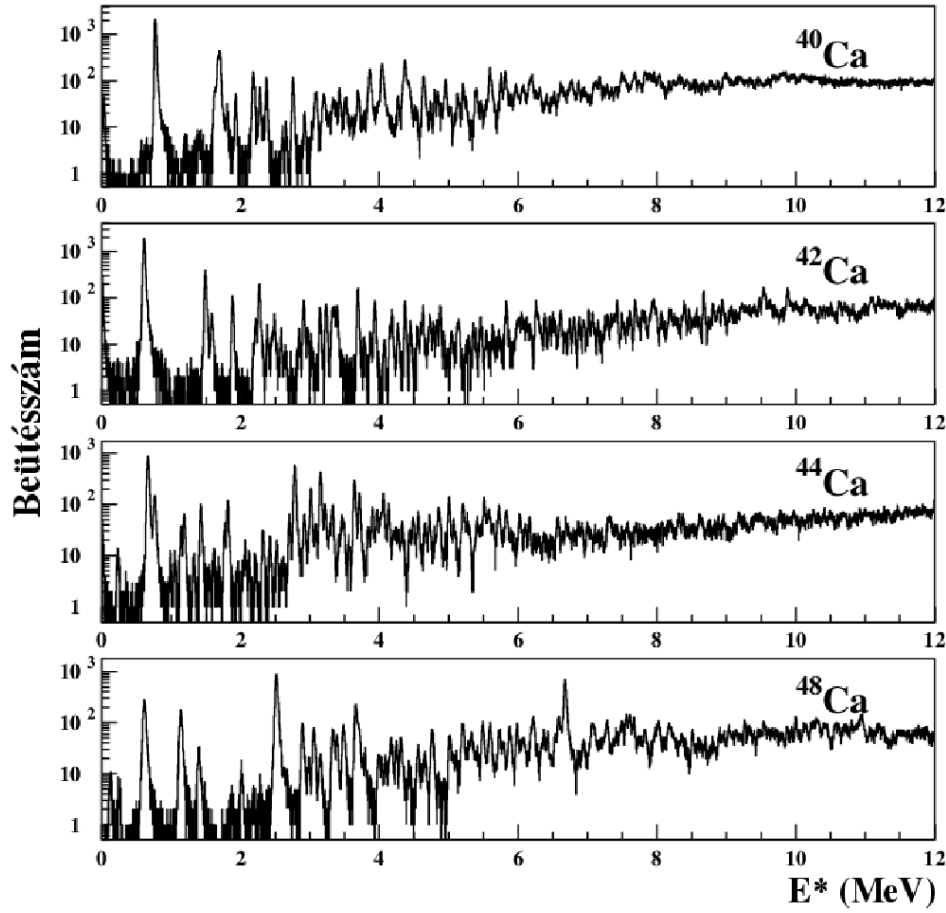
Ezután, előbb az új gerjesztési energiákat határoztuk meg, majd ezen gerjesztett állapotokhoz tartozó spin és paritás értékeket. Végül pedig a $^{40,42,48}\text{Sc}$ esetében, az általunk kapott adatokra és a ^{44}Sc -ra vonatkozóan Y. Fujita és munkatársai [82] munkájából származó, illetve saját adatokra építve, a teljes izotópláncon ($^{40,42,44,48}\text{Sc}$) tanulmányoztuk a kollektív dipólus állapotok erősség eloszlásait.

3.3.1. Az új gerjesztési energiák meghatározása

A három különböző scandium izotóp (^{40}Sc , ^{42}Sc , ^{48}Sc) gerjesztési energiaspektrumát nyolc különböző szögtartományban vizsgáltuk, melyek rendre a 0° - 0.5° , 0.5° - 0.8° , 0.8° - 1.2° , 1.2° - 1.6° , valamint a 1.6° - 2° , 2° - 2.5° és a 2.5° - 3° illetve 3° - 3.5° intervallumok voltak.

Jellemzően mindhárom izotóp esetén az IAS és nagyjából 10, az irodalomból ismert gerjesztett állapothoz tartozó gerjesztési energia értékét használtuk fel a pontos energiakalibrációhoz. A hitelesítéshez alkalmazott értékeket az első két izotópra a 3.2. táblázat, a ^{48}Sc -ra pedig a 3.3. táblázat mutatja.

A spektrumokat az F. Riess által kifejlesztett GASPAN programmal (GASPAN, Version 11.03.2005) [83] dolgoztuk fel, amely γ - valamint részecskespektrumok kiértékelésére is használható. A szoftver képes egy előre megadott energiatartományban egyszerre több csúcsot is illeszteni. Egy Gauss- és egy exponenciális-függvény összegeként előállított függvény segítségével írtuk le az egyes csúcsokat. Az illesztés során figyelembe vettünk egy másodfokú függvénnyel leírt háttérrel is. A GASPAN lehetővé teszi, hogy különböző kezdőértékeket állítsunk be, mint például, honnan induljon a csúcsoknál az exponenciális lecsengés, milyen paramétereket



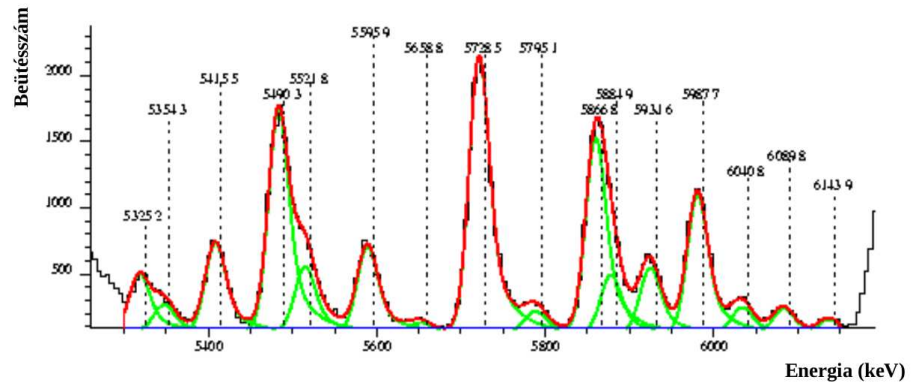
3.2. ábra. A $(^3\text{He}, t)$ reakcióban keletkező tritonok spektruma a négy különböző Ca izotóp céltárgy esetén.

választunk átlagos félértéknek, stb. Az illesztés jóságát az egy szabadsági fokra jutó χ^2 értéke mutatta. A 3.3. ábra egy, a kiértékelés során kapott, adott intervallumhoz tartozó illesztési képet tartalmaz.

Megállapítottuk a csúcsok pontos helyét és a területét. A különböző szögtartományokra kapott intenzitás értékeket és csúcshelyeket táblázatba rendezve meghatároztuk egy-egy adott gerjesztési energiához tartozó

3.2. táblázat. Az energiahitelesítéshez felhasznált, az irodalomból ismert és a ($^3\text{He}, t$) reakcióban is gerjesztett állapotok a $^{40,42}\text{Sc}$ izotópokban.

Izotóp	^{40}Sc	^{42}Sc
Energia (ΔE) (keV)	J^π	Energia (ΔE) (keV) J^π
772.1 (1.6)	(2^-)	611.051 (0.06) 1^+
1670.7 (1.9)	$(1, 2)^-$	1490.43 (0.04) 3^+
3790 (9)	1^+	2187.54 (0.05) 3^+
3900 (100)	$(1, 2)^-$	2910.4 (0.4) 3^+
4368 (8)	0^+	3933.5 (1.4) $(1, 2, 3)^+$
4658 (11)	1^+	4276 (5)
5574 (40)	1^+	5120 (5) $(1, 2, 3)^+$
6426 (60)	1^+	7940 (30)
9000	$(0, 1, 2)^-$	8540 (30)



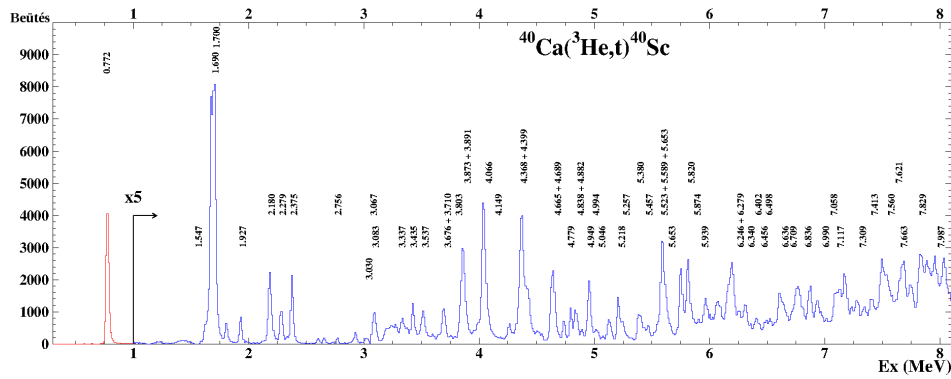
3.3. ábra. A GASPAN által megillesztett ^{48}Sc gerjesztési energiaspektrum az 5300-6150 keV-es energiatartományban.

csúcs intenzitásváltozását. A 3.4. ábrán a ^{40}Sc mag esetén az illesztés

3.3. táblázat. Az energiahitelesítéshez felhasznált, az irodalomból ismert és a (${}^3\text{He}, t$) reakcióban is gerjesztett állapotok a ${}^{48}\text{Sc}$ izotóp esetén.

Energia (ΔE) (keV)	J^π
1142.57 (0.16)	2^+
1401.69 (0.16)	2^-
2200 (20)	1^+
2640.1 (0.4)	$(1^-, 2^-)$
2670.3 (0.3)	$(1^-, 2^-)$
3496 (5)	$(1^-, 2^-)$
5591 (17)	$2^+, 3^+$
6677.5 (2.1)	0^+
7780	

után azonosított csúcsok megnevezésével ellátott és a 0-8 MeV-es energiatartományban kinagyított spektrum látható, melyen a dipólus állapotok vannak kiemelve.



3.4. ábra. A ${}^{40}\text{Sc}$ gerjesztési energia spektrumának részlete.

3.3.2. Az újonnan azonosított gerjesztett állapotok szögeloszlás analízise

A céltárgy helyére visszazámolt vízszintes irányú (θ_{targ}) és függőleges irányú (φ_{targ}) szög ismeretében a különböző tartományokban a szórási szöget (Θ) a következőképpen kapjuk meg:

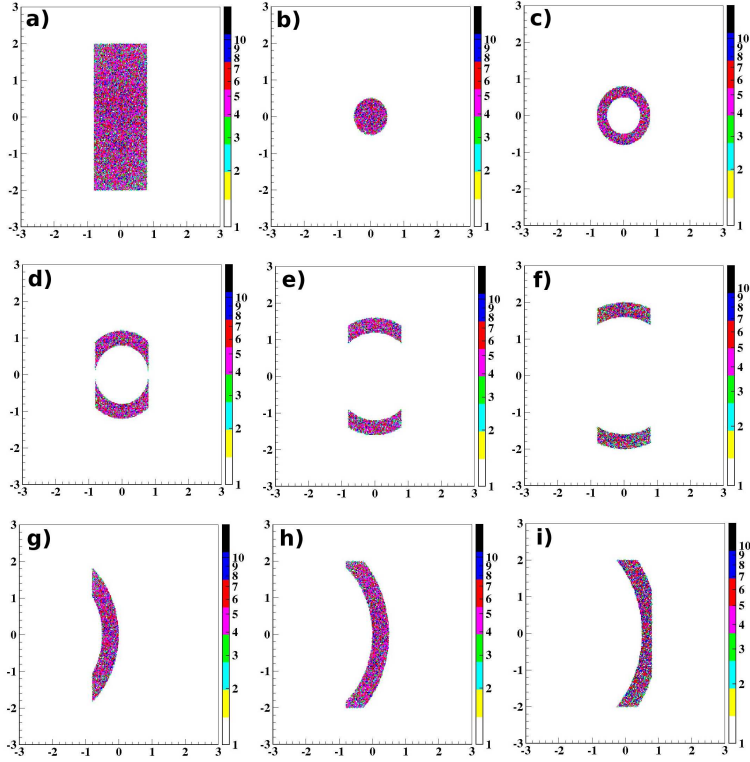
$$\Theta = \sqrt{\theta_{targ}^2 + \varphi_{targ}^2}. \quad (3.1)$$

Ez, a spektrométer által lefedett térszög, minden egyes szögtartományban jelentősen változik, amint azt a 3.5. ábra mutatja. Az adott szórási szöghöz tartozó térszögre normálva, a gerjesztett állapot megfelelő intenzitása kiszámítható, az így kapott értékek felhasználásával a gerjesztési energiához tartozó csúcsok szögeloszlását határoztuk meg.

A 3.6. ábrán látható elméleti torzított hullámú Born-közelítésben (distorted wave Born-approximation, DWBA) [84] végzett számolások alapján kapott irodalmi szögeloszlásokkal [85] összehasonlítottuk az általunk kapott kísérleti szögeloszlásokat. A különböző csúcsok intenzitása a vizsgált szögtartományokban az átadott impulzusmomentumtól függ, ennek alapján különbség tehető az egyes átadott impulzusmomentumok között.

Mivel a ($^3\text{He}, t$) töltéscserélő reakcióban a bevitt impulzusnak megfelelő impulzusváltozás csak $\Delta L = 0 \hbar$ vagy $1 \hbar$, illetve $\Delta L = 2 \hbar$ lehet, így a mag $J^\pi = 0^+$ alapállapotából elindulva csak a $J^\pi = 0^+$ (IAS), $J^\pi = 1^+$, $J^\pi = 0^-$, 1^- , 2^- , $J^\pi = 3^+$, illetve a $J^\pi = 2^+$, 3^+ ($\Delta L = 2$) állapotok jelenhettek meg a spektrumokban. Ez alapján két különböző nagy csoportra tudtuk felosztani a gerjesztett állapotokat: a $\Delta L = 0, 2$ (1^+ , 2^+ , 3^+) és a $\Delta L = 1$ (0^- , 1^- , 2^-) állapotok.

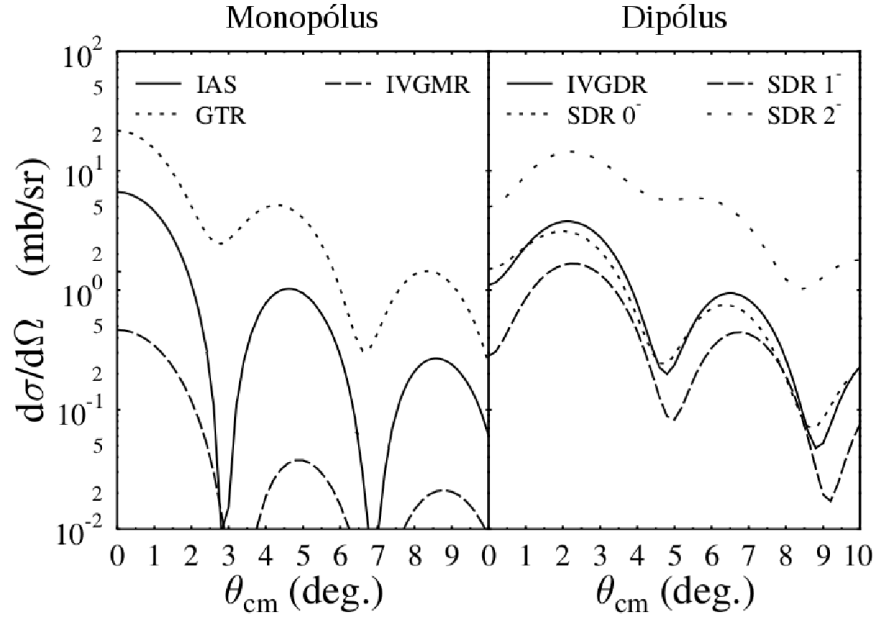
Amint az a 3.8. ábrán is jól látszik, mind az 1^+ , mind a 3^+ szögeloszlásokat exponenciális lecsengés jellemzi, de különböző nagyságrendű az intenzitásváltozás. A többi szögeloszlás ($J^\pi = 0^-$, 1^- , 2^-) esetén a vizsgált szögtartományban maximumot kaptunk, e halmaz tagjai között viszont az intenzitások változásával és egyéb módszerekkel nem lehet különbséget tenni ilyen kis szögtartományok esetén.



3.5. ábra. A céltárgy helyére visszaszámolt vízszintes (θ_{targ}) és függőleges (φ_{targ}) szórási szögek által meghatározott teljes a) tábla, és a különböző $0^\circ-0.5^\circ$, $0.5^\circ-0.8^\circ$, $0.8^\circ-1.2^\circ$, $1.2^\circ-1.6^\circ$, $1.6^\circ-2^\circ$, $2^\circ-2.5^\circ$, $2.5^\circ-3^\circ$ és $3^\circ-3.5^\circ$ szögtartományokhoz tartozó kapuzott térszögek. A $0^\circ-0.5^\circ$ és $3^\circ-3.5^\circ$ szögtartományokhoz rendre az ábra b) – i) táblák tartoznak.

A kísérletileg kapott csúcsok szögeloszlásait DWBA számolások eredményeivel hasonlítottuk össze, és meghatároztuk a gerjesztett állapotok spinjeit, paritásait és az átmenetek erősségeit.

A szögeloszlásokból jól látszik, hogy az intenzitások változása a szög függvényében, a kísérleti csúcsoknál hasonló alakúnak bizonyult. Ezt az alakhi hasonlóságot egy, a továbbiakban A_n -nel jelzett paraméter beveze-

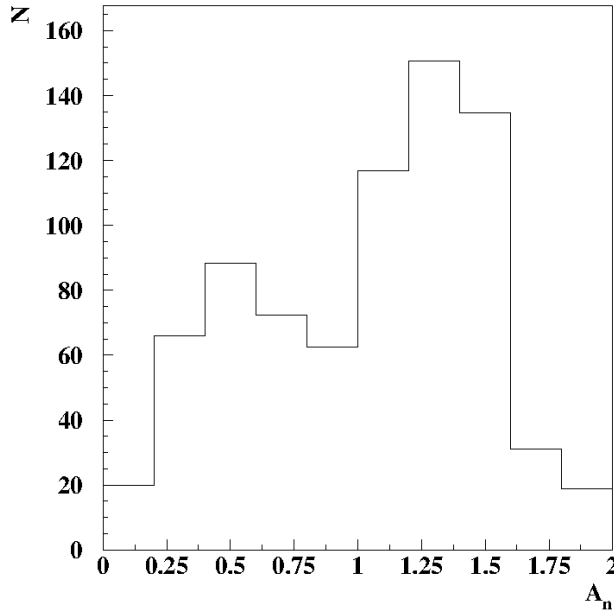


3.6. ábra. A közepes bombázóenergián zajló $(^3\text{He}, t)$ reakcióra vonatkozó DWBA számítások alapján kapott elméleti szögeloszlások a különböző óriásrezonanciáknak megfelelő impulzusbevitelek esetén.

Az ábra R. Zegers [85] munkájából származik.

tésével is ellenőriztük. Ez a paraméter az első szögtartományhoz tartozó megfelelő intenzitás és a 3. és a 4. tartomány átlagának a hányadosa. Az A_n értéket minden azonosított csúcs esetére kiszámoltuk, megvizsgáltuk a paraméter eloszlását, és megállapítottuk, hogy két különböző, részben átfedő klaszter alakult ki. Az A_n paraméter eloszlását az összes csúcsra a 3.7. ábra mutatja be. Látható az ábrán, hogy két nagy, részben átfedő frakció alakult ki a dipólus és nem dipólus állapotoknak megfelelően, így ha $A_n > 0.9$, akkor a csúcs $\Delta L = 0, 2$ míg ha $A_n \leq 0.9$, akkor $\Delta L = 1$ átmenetről beszélhetünk.

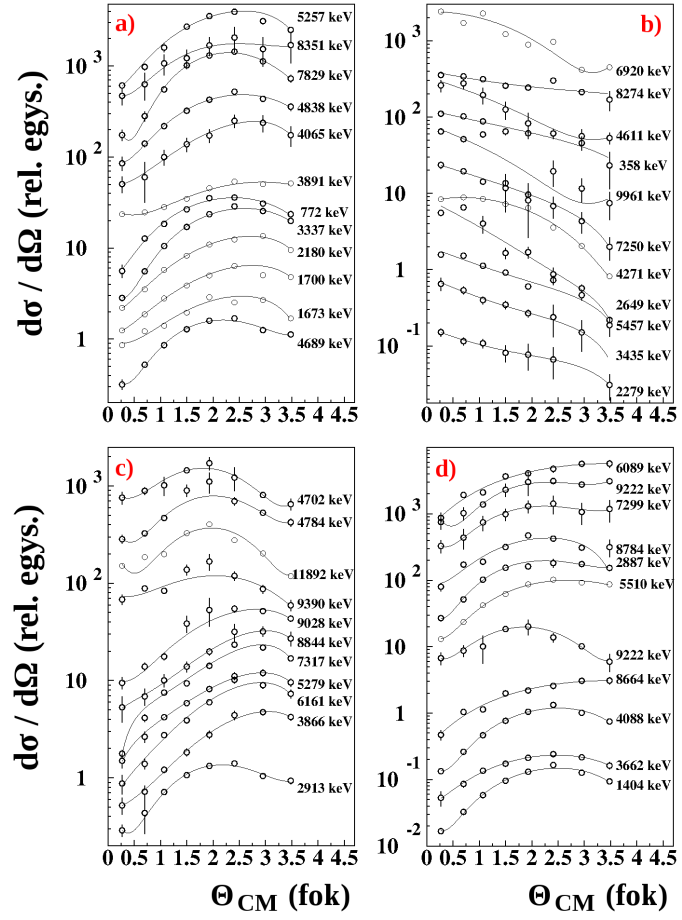
A későbbiekben szereplő, az eredményeket részletező táblázatokban



3.7. ábra. Az A_n paraméter eloszlása.

(3.5. – 3.22.) az A_n értékeket is feltüntettük. Néhány kivételtől, mérési hibától eltekintve, a szögeloszlások összehasonlításával kapott J^π spin és paritás adatok hibahatáron belül megegyeztek az A_n paraméterek segítségével származtatott értékekkel. Néhány esetben, egy-egy csúcs A_n paramétere és a hozzá rendelt multipolaritás értéke nincs összhangban, ugyanis a paraméter hibájának és a szögeloszlásának figyelembevételével más spint és paritást határoztunk meg. Ezekben az esetekben a paraméter értéke mellett egy csillag jel található.

A kapott csúcsok között természetesen voltak új és már eddig is ismert energiaértékek. Néhány esetben az irodalomból ismert gerjesztési állapotokat kiválasztva összevetettük a kísérletben látott azonos gerjesztési energiaszinttel, s az általunk kapott spin-paritás értékek megegyeztek. Ily módon lehetőségünk nyílt az eljárás jóságának ellenőrzé-



3.8. ábra. Az ábra a) táblája néhány, a ^{40}Sc esetén meghatározott új dipólus állapot szögeloszlását mutatja. Az b) tábla a $\Delta L = 0$ vagy 2 átmenetekhez tartozó néhány állapotot mutat a ^{40}Sc (2279, 3435, 5457, 7117), a ^{42}Sc (2649, 4271, 7250, 9961) és a ^{48}Sc (358, 4611, 8274, 9938) izotóp esetén. A c) és d) táblák rendre a ^{42}Sc és a ^{48}Sc magok néhány dipólus állapotát szemléltetik.

sére is. Ezek az irodalmi értékek, valamint spin és paritás adatok, a NuDat 2.5 (Nuclear Database 2.5) adatbázisából származnak [86]. A ^{40}Sc -nél eddig 41 csúcs, 7.5 MeV-ig, a ^{42}Sc -nél 119 csúcs 8.5 MeV-ig volt ismeretes, míg a ^{44}Sc -nél 114 5.75 MeV-ig és a ^{48}Sc -nél 100 energiaérték egészen 10 MeV-ig volt ismert.

Az egyes izotópokra meghatározott gerjesztési energiákat összehasonlítottuk, és minden egyes izotópnál megkerestük azon közös értékeket, amelyek az esetleges más, esetünkben szennyezőként jelenlévő izotópokból származhattak. Bár amint azt a korábbi 3.1. táblázat mutatta, a céltárgyak dúsítása nagyon jó volt, de a kis százalékban jelenlévő szennyezők által keltett csúcsok megjelenése elkerülhetetlen. Miután a spin-paritás és egyéb paraméterek ellenőrzésével igazoltuk, hogy valóban ugyanazon izotópból származó csúcsokról van szó, ahol a csúcsot csak a szennyezők eredményének ítéltük, ott töröltük őket az izotóp gerjesztett állapotainak listájából.

Számításaink eredményeit a 3.5. – 3.22. táblázatokba foglalva ismertetem. A táblázatok tartalmazzák az új energianívókat ($E_{kis.}$) azok hibáival, a 0° -ban mért intenzitásukat ($Int_{kis.}$) és azok hibáit, az A_n paramétereket és hibáikat (csillaggal (*) jelölve azokat az eseteket, ahol a szögeloszlás alapján lett meghatározva a bevitt impulzusmomentum, a A_n paraméter értékével ellentétben) A táblázat második oszlopa a megállapított impulzusokat mutatja be. Azokban az esetekben, ahol korábbi irodalmi értékek is ismertek voltak, ott azokat is feltüntettem ($E_{irod.}$) hibáikkal, illetve spin és paritás értékeikkel ($J_{irod.}^\pi$) együtt. A csúcsok valódiságának eldöntésére a 4 és 5 szögtartomány intenzitásértékeit használtuk fel, megkövetelve, hogy az adott állapot intenzitása és az ahhoz tartozó hiba között legalább a 3:1 arány álljon fenn. A táblázatban az irodalomban elfogadott módon a 0 fokban mért intenzitásadatok szerepelnek, hogy mások eredményeivel jobban összehasonlíthatók legyenek az eredményeink.

Az 3.4. táblázat az eredmények összefoglalásával izotóponként bemutatja, hogy hány darab gerjesztett állapotot sikerült azonosítani, és ezekből mennyi az újjonnan azonosítottak száma. A táblázat harmadik sora pedig az új spin-dipólus állapotokhoz tartozó csúcsok számát adja meg. A három izotóp esetén összesen 14 alkalommal nem tudtam egyértelműen

L értéket megállapítani (ezen esetekben a táblázat adott helyét üresen hagytam).

3.4. táblázat. *A kapott eredmények izotóponként.*

Izotóp	^{40}Sc	^{42}Sc	^{48}Sc
összes azonosított állapot	100	125	113
újonnan azonosított	80	92	75
újonnan azonosított dipólus állapot	64	48	19

3.4. Kollektív viselkedés és egy lágy rezonancia jelei

3.4.1. Az egyes spin-dipólus állapotok vizsgálata

Az újonnan azonosított és a már ismert gerjesztett állapotok felhasználásával megkíséreltük az egyes állapotok egyenkénti értelmezését. A ^{40}Ca kitüntetett volta miatt a legtöbb kísérleti adat a 40-es tömegszámú Sc izotóp esetén állt rendelkezésre az irodalomban. A másik három izotóp esetén ugyanis a szükséges adatokból (ezen izotóphoz tartozó szomszédos magokra vonatkozó kísérleti eredmények) kevesebb érhető el.

^{40}Sc -ban a legalacsonyabban fekvő állapotokat a $(\pi 1f_{7/2})(\nu 1d_{3/2})^{-1}$ ($J^\pi = 2^- - 5^-$) multiplett tagjaiként tudtuk azonosítani. Mivel a $(^3\text{He}, t)$ reakció ezen a bombázóenergián elsősorban a spin-átbillenéshez tartozó állapotokat gerjeszti a legerősebben (részletesebben a dolgozat korábbi 2.4. részében tárgyaltam), a mi esetünkben a 2^- -os állapot gerjesztődik a leginkább [23], ekkor a proton és a neutron-lyuk spinje párhuzamos. Az ilyen állapotokat jellemző izospin: $T=1$ és $T_z=-1$. Ezt a proton-neutron multiplettet a ^{40}Sc tükör-magjában, azaz a ^{40}K magban is megfigyelték már, ahol ez szintén az alapállapothoz tartozó multiplett, $T=1$ és $T_z=1$ izospinnel, míg a izospin multiplett $T_z=0$ tagjait a ^{40}Ca -ben

7.658 MeV-el észlelték az alapállapot felett. Ez az energia-eltolódás nagyrészt a Coulomb-energiák közötti különbséggel magyarázható. A proton-neutron multipliett további $J^\pi = 3^-, 4^-$ és 5^- állapotait is megfigyelték már a ^{40}Sc ($T=-1$), a ^{40}Ca ($T=0$) és a ^{40}K ($T=1$) magokban [87]. Mint kiderült, mind a három multipliett nagyon hasonló. A J^π -k sorrendje: $4^-, 3^-, 2^-$ és 5^- és a sávok tagjai közötti energia-különbségek néhány keV-en belül megegyeznek.

A ^{40}Sc -ben még nem azonosítottak más multipliett állapotokat, azonban a ^{40}K és a ^{40}Sc magok közötti hasonlóságból kiindulva lehetőség van az alacsonyabban fekvő gerjesztett állapotok esetén további multipliett állapotok azonosítására. A következő multipliett állapot a ^{40}K magban a $(\pi 1d_{3/2})^{-1}(\nu 1d_{3/2})^{-1}$ (ahol $L=2$) és a J^π -k sorrendje: 0^+ (1644 keV), 2^+ (1959 keV), 3^+ (2260 keV) valamint 1^+ (2290 keV). Nagyjából ugyanazon gerjesztési energián a $(\pi 1d_{3/2})^{-1}(\nu 2p_{3/2})$ ($L=1$, $J^\pi = 0^- - 3^-$) multipliettet is azonosították. Mivel a $(\pi 2p_{3/2})$ valamivel alacsonyabban van a ^{41}Sc magban mint a ^{39}K -ban, ezért a hasonló multipliett a ^{40}Sc -ban is alacsonyabban kell, hogy legyen, mint a ^{40}K -ban. Az 1.7 MeV-en észlelt tripliett állapot jó jelölt lehet a $(\nu 1d_{3/2})^{-1}(\pi 2p_{3/2})$ multipliettre a ^{40}Sc atommagban. Ezt a megfeleltetést az állapotok szögeloszlása is erősíti.

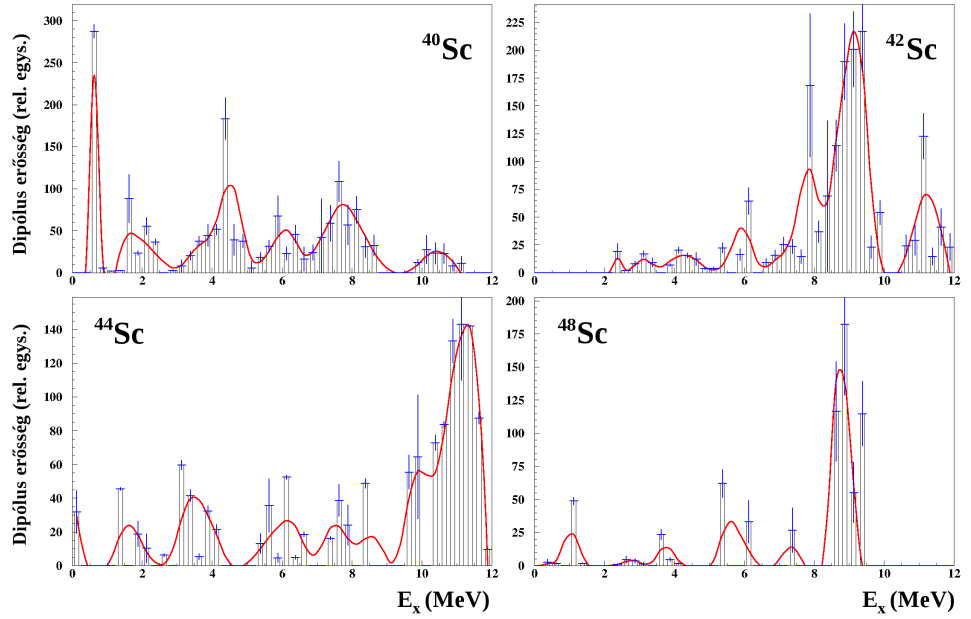
Az egyedi állapotok további összevetésére, multipliettek keresésére nincs lehetőség, ugyanis a $^{40,42,48}\text{Ca}$ és a $^{40,42,48}\text{K}$ magokra nem áll rendelkezésre jó energiafelbontású kísérleti adat.

3.4.2. A kollektív viselkedés, egy lágy spin-dipólus rezonancia jelei

Mivel a korábban kapott egyes dipólus állapotok egyenkénti értelmezésére a szomszédos magokra vonatkozó kísérleti eredmények hiánya miatt nem volt lehetőségünk, ezért az eredmények feldolgozását globálisan, a kollektív állapotok teljes gerjesztési energiatartományra érvényes viselkedését tanulmányozva folytattuk.

A ^{40}Sc , ^{42}Sc , ^{44}Sc és ^{48}Sc atommagok kísérleti adatok alapján meghatározott dipólus-erősségeloszlását az 3.9. ábrán hasonlítjuk össze.

Az említett ábrán bemutatott eloszlással kapcsolatban az alábbi két



3.9. ábra. A ^{40}Sc , ^{42}Sc , ^{44}Sc és ^{48}Sc atommagok kísérleti adatok alapján meghatározott dipólus erősség-eloszlása.

megállapítást tehetjük. Egyrészt mind a négy dipólus erősség-eloszlásban egy periódikus szerkezet látható, és ez a jelenség kiváltképp a ^{40}Sc esetén a legdominánsabb, másrészt a $^{42,44,48}\text{Sc}$ izotópok eloszlásában 8-10 MeV körül egy viszonylag nagy, éles csúcs látható. Az, hogy ez a két vonás majd minden izotóp dipólus-erősségeloszlásában benne van, egy a ^{40}Ca magban lévő törzsgerjesztés jelenlétét sugallja. A periódikus szerkezet a ^{40}Ca megfigyelt többrészecske-többluk (multiparticle-multihole) 0^+ állapotokhoz kapcsolható.

Az alapállapotú multiplett 2^- állapotát (amely a $(^3\text{He}, t)$ reakció leg-erősebb csatornája), a ^{40}Ca -beli különböző alacsonyan fekvő 0^+ spinű állapotokhoz csatolva, az erősségeloszlásban lévő csúcsok súlypontjai 4, 6 és 8 MeV esetén visszakaphatók. A 8 MeV felett az állapotok sűrűsége gyorsan csökken. Az eloszlásban lévő határozott csúcs 8-10 MeV-en, egy

a lezárt maghéjhoz kapcsolódó nukleonok által létrehozott lágy (pigmy) dipólus ($L=1$) rezonanciára utalhat. Magas energiák esetén a dipólus erősség-eloszlást Gaarde és társai [88] tanulmányozták $^{40}\text{Ca}(p, n)$ reakcióban, 200 MeV bombázóenergiánál, és egy erős dipólus csúcsot találtak 22 MeV környékén.

Hasonló periodikus szerkezet és erős kiugró csúcs várható a ^{40}K és ^{40}Ca (n, p) reakcióban gerjesztett dipólus állapotainak erősség eloszlásában is. A ^{40}Ca ($N = Z$) esetén a β^- és β^+ erősségekre érvényes összszabály, az $S_{SDR}^- = S_{SDR}^+$ [89] összefüggésre egyszerűsödik, tehát a $^{40}\text{Ca}(p, n)$ és a $^{40}\text{Ca}(n, p)$ reakciók hatáskeresztmetszetének meg kell egyeznie. Az izospin szimmetria miatt a (p, n) és (n, p) típusú reakciók esetén, ugyanezt az erősség eloszlást várjuk.

Sajnos, az (n, p) reakciók többségét alacsony bombázóenergián hajtották végre, ahol a spin-izospin gerjesztések hatása nem érvényesült. Az egyetlen mérés esetén, melyet közepes energián (152 MeV) Maesday és kollégái [90] végeztek, az energiafeloldás 3 MeV volt, amely torzítja a spin-dipólus erősség-eloszlását, így egyetlen széles csúcsot találtak, melyet a GDR-ként azonosítottak.

Ezen érdekes jelenség részletes tanulmányozása további méréseket illetve a környező magok tulajdonságainak jobb kimérését igényli.

3.5. táblázat. $A^{40}\text{Sc}$ izotópban azonosított állapotok
a 772 - 3030 keV energiatartományban.

$E_{kis.}$ (keV)	L ($\hbar$)	$Int_{.kis.}$	A_n	$E_{irod.}$ (keV)	$J_{irod.}^\pi$
772 (9)	1	5910 (104)	0.36 (0.01)	772.1 (1.6)	2^-
837 (10)	1	62 (24)	0.52 (0.17)		
863 (12)	1	25 (14)	0.37 (0.15)		
895 (10)	1	36 (10)	1.05 (0.36)*	893.5 (2)	$(-)$
1114 (10)	1	39 (9)	0.64 (0.19)		
1345 (10)	1	38 (9)	0.57 (0.16)		
1547 (9)		350 (30)	0.89 (0.10)		
1604 (11)	1	40 (11)	0.12 (0.06)		
1673 (9)	1	839 (54)	0.31 (0.01)	1670.7 (1.9)	1^- és 2^-
1700 (9)	1	538 (49)	0.20 (0.01)	1703.2 (2.2)	
1802 (10)	1	80 (15)	0.66 (0.11)	1797 (2.4)	3^-
1927 (9)	1	362 (30)	0.98 (0.07)*	1933 (3)	
2116 (11)	1	34 (11)	0.50 (0.18)		
2156 (10)	1	80 (29)	0.44 (0.16)		
2180 (9)	1	941 (128)	0.34 (0.03)		
2230 (12)	1	22 (18)	0.40 (0.23)		
2279 (9)	0, 2	1391 (58)	1.36 (0.06)	2285 (8)	1^+
2338 (11)	1	41 (18)	0.50 (0.16)		
2375 (9)	1	753 (42)	0.82 (0.04)	2370 (4)	4^-
2756 (9)	0, 2	7913 (216)	1.41 (0.05)		
2925 (10)	1	70 (20)	0.45 (0.14)	(2940 (12)	1^+)
3030 (10)		92 (31)	0.91 (0.18)	3030	

3.6. táblázat. $A^{40}\text{Sc}$ izotópban azonosított állapotok

a 3067 - 4689 keV energiatartományban.

$E_{kis.}$ (keV)	L ($\hbar$)	Int. $_{kis.}$	A_n	$E_{i\text{rod.}}$ (keV)	$J_{i\text{rod.}}^\pi$
3067 (9)	0, 2	1599 (328)	1.94 (0.66)		
3083 (9)	0, 2	1116 (288)	1.07 (0.32)*		
3249 (9)	1	70 (23)	0.60 (0.22)		
3290 (10)	1	45 (20)	0.32 (0.12)		
3337 (9)	1	303 (58)	0.76 (0.15)*		
3359 (11)	1	64 (29)	0.34 (0.19)		
3435 (10)	0, 2	667 (62)	1.11 (0.12)	3418 (60)	1^+
3537 (10)	1	396 (42)	0.71 (0.20)		
3615 (11)	1	50 (22)	0.40 (0.17)		
3677 (10)	1	120 (30)	0.56 (0.13)		
3711 (10)	1	178 (50)	0.24 (0.05)		
3803 (10)	0, 2	723 (52)	1.05 (0.08)*	3790 (9)	1^+
3873 (10)	1	288 (110)	0.40 (0.14)	3864 (41)	
3891 (10)	1	416 (120)	0.22 (0.04)	3900 (10)	1^- vagy 2^-
3999 (10)	1	124 (30)	0.39 (0.08)		
4066 (9)	1	832 (80)	0.28 (0.03)		
4149 (10)	0, 2	192 (30)	1.23 (0.30)	4132 (20)	1^+
4368 (9)	0, 2	332 (62)	0.49 (0.10)	4368 (8)	0^+
4399 (10)	1	4670 (312)	0.71 (0.04)		
4509 (12)	1	42 (20)	0.21 (0.13)		
4665 (10)	1	468 (148)	0.64 (0.25)*	4658 (11)	1^+
4689 (10)	1	308 (176)	0.26 (0.11)		

3.7. táblázat. $A^{40}\text{Sc}$ izotópban azonosított állapotok
a 4779 - 6279 keV energiatartományban.

$E_{kis.}$ (keV)	L ($\hbar$)	Int. $_{kis.}$	A_n	$E_{irod.}$ (keV)	$J_{irod.}^\pi$
4779 (10)	0, 2	235 (59)	1.09 (0.25)*		
4838 (10)	1	136 (48)	0.31 (0.08)		
4882 (10)	1	328 (65)	0.70 (0.11)		
4949 (10)	0, 2	656 (88)	1.68 (0.30)		
4995 (11)	1	316 (60)	0.31 (0.04)		
5046 (10)	0, 2	388 (104)	1.38 (0.28)		
5074 (11)	1	140 (104)	0.44 (0.21)		
5218 (10)	0, 2	560 (88)	1.48 (0.23)	5228 (28)	
5257 (10)	1	251 (66)	0.29 (0.05)		
5438 (11)	1	120 (38)	0.47 (0.09)		
5380 (15)	0, 2	100 (30)	1.29 (0.50)*	5362 (60)	1 ⁺
5457 (10)	0, 2	1176 (128)	1.36 (0.18)		
5523 (11)	1	140 (49)	0.49 (0.12)		
5589 (10)	0, 2	488 (88)	1.44 (0.21)	5574 (40)	1 ⁺
5653 (10)	1	492 (78)	0.30 (0.04)		
5820 (10)	1	576 (164)	0.44 (0.15)		
5874 (11)	1	484 (190)	0.32 (0.11)		
5938 (11)		155 (50)	0.92 (0.20)		
5979 (11)	1	142 (58)	0.49 (0.32)		
6135 (11)	1	163 (62)	0.45 (0.17)		
6246 (10)	1	296 (80)	0.45 (0.15)		
6279 (10)	1	246 (76)	0.26 (0.08)		

3.8. táblázat. $A^{40}\text{Sc}$ izotópban azonosított állapotok

a 6340 - 8351 keV energiatartományban.

$E_{kis.}$ (keV)	L ($\hbar$)	Int. $_{kis.}$	A_n	$E_{irod.}$ (keV)	$J_{irod.}^\pi$
6340 (10)	1	196 (60)	0.50 (0.13)		
6402 (10)	1	339 (73)	0.61 (0.11)		
6498 (11)	1	141 (59)	0.50 (0.18)		
6636 (15)	0, 2	268 (116)	2.30 (1.86)*		
6710 (16)	1	368 (184)	0.69 (0.26)*		
6836 (15)	0, 2	532 (132)	1.28 (0.38)*		
6991 (16)	1	484 (116)	0.69 (0.20)		
7058 (15)		568 (176)	0.90 (0.17)		
7117 (15)	0, 2	888 (208)	1.71 (0.29)		
7208 (19)	1	276 (104)	0.43 (0.15)		
7261 (16)	1	344 (144)	0.63 (0.19)		
7309 (16)	1	428 (176)	0.48 (0.13)		
7413 (16)	1	408 (148)	0.79 (0.31)*		
7560 (15)	1	788 (216)	1.14 (0.30)*		
7621 (15)	1	900 (188)	0.88 (0.17)*		
7663 (14)	1	484 (100)	0.30 (0.11)		
7829 (14)	1	480 (190)	0.41 (0.16)		
7987 (14)	1	664 (232)	0.35 (0.11)		
8053 (15)	1	628 (144)	0.52 (0.11)		
8112 (14)	1	528 (99)	0.44 (0.08)		
8194 (15)	1	348 (104)	0.27 (0.07)		
8351 (16)	1	256 (104)	0.40 (0.19)		

3.9. táblázat. $A^{40}\text{Sc}$ izotópban azonosított állapotok

a 8496 - 12479 keV energiatartományban.

$E_{kis.}$ (keV)	L ($\hbar$)	Int. $_{kis.}$	A_n	$E_{irod.}$ (keV)	$J_{irod.}^\pi$
8496 (15)	1	396 (132)	0.34 (0.11)		
8548 (15)	1	308 (104)	0.50 (0.16)		
8626 (16)	1	344 (120)	0.37 (0.12)		
9966	1	200 (50)	0.29 (0.09)		
10100 (20)	1	552 (216)	0.45 (0.16)		
10427 (19)	1	468 (160)	0.44 (0.14)		
10506 (20)	1	260 (120)	0.61 (0.34)*		
10661 (17)	1	200 (90)	0.49 (0.20)		
10860 (14)		172 (88)	0.88 (0.12)		
11211 (15)	1	224 (108)	0.77 (0.41)*		
11541 (13)	0, 2	216 (88)	0.82 (0.29)*		
12479 (12)	0, 2	126 (56)	0.49 (0.24)*		

3.10. táblázat. $A^{42}\text{Sc}$ izotópban azonosított állapotok

a 804 - 1491 keV energiatartományban.

$E_{kis.}$ (keV)	L ($\hbar$)	Int. $_{kis.}$	A_n	$E_{irod.}$ (keV)	$J_{irod.}^\pi$
804 (15)	0, 2	120 (40)	1.80 (0.30)		
932 (10)	0, 2	95 (17)	1.34 (0.31)*		
1278 (10)	0, 2	52 (10)	1.42 (0.51)*		
1491 (9)	0, 2	3890 (104)	1.34 (0.04)	1490 (0.04)	3^+

3.11. táblázat. A ^{42}Sc izotópban azonosított állapotok

az 1586 - 3753 keV energiatartományban.

$E_{kis.}$ (keV)	L ($\hbar$)	Int. $_{kis.}$	A_n	$E_{irod.}$ (keV)	$J_{irod.}^\pi$
1586 (9)	0, 2	294 (38)	1.05 (0.14)*	1586.31 (0.2)	2^+
1888 (9)	0, 2	4170 (136)	1.39 (0.05)	1889 (0.6)	1^+
1956 (11)	0, 2	31 (28)	1.78 (1.85)		
2221 (9)	0, 2	1233 (74)	1.43 (0.10)*	2223 (0.6)	1^-
2271 (10)	1	164 (51)	0.20 (0.04)	2269 (0.03)	$1^+, 2^+$
2386 (11)	0, 2	21 (15)	0.23 (0.11)	2389.06 (0.05)	3^+
2454 (9)	0, 2	649 (53)	1.28 (0.11)	2455 (2)	$1^+, 2^+$
2585 (8)		$43^0(100)$	0.91 (0.2)	2586.8 (1.7)	$(1^+; 5^+)$
2649 (10)	0, 2	77 (18)	1.54 (0.29)	2650.9 (0.1)	$1^+, 2^+$
2727 (11)	0, 2	53 (10)	1.83 (0.26)	2726 (15)	
2842 (10)	0, 2	162 (23)	2.25 (0.71)	2848 (4)	3^+
2913 (10)	1	83 (17)	0.17 (0.03)		
2968 (10)	0, 2	731 (46)	1.42 (0.09)	2964	
3047 (13)		134 (12)	0.92 (0.20)		
3096 (11)	0, 2	48 (14)	1.66 (0.42)		
3146 (10)	1	66 (16)	0.21 (0.04)	3146 (5)	
3230 (9)	0, 2	2607 (88)	1.45 (0.11)		
3318 (10)	1	93 (29)	0.39 (0.09)	(3321 (10)	$(1^+, 2^+, 3^+)$
3351 (9)	0, 2	1689 (74)	1.45 (0.11)	3345 (4)	
3391 (9)	0, 2	224 (39)	1.16 (0.22)*	3392.7 (1.1)	$(1^+, 2^+, 3^+)$
3685 (9)	0, 2	5334 (128)	1.52 (0.03)		
3753 (12)	0, 2	59 (23)	1.24 (0.43)*	3754 (5)	

3.12. táblázat. A ^{42}Sc izotópban azonosított állapotok
a 3781 - 5347 keV energiatartományban.

$E_{kis.}$ (keV)	L ($\hbar$)	Int. $_{kis.}$	A_n	$E_{irod.}$ (keV)	$J_{\pi}^{irod.}$
3781 (12)	0, 2	81 (24)	0.95 (0.27)*	3775 (5)	
3866 (9)		70 (11)	0.90 (0.10)	3866 (5)	
3931 (9)	0, 2	545 (38)	1.15 (0.07)*	3934 (1)	(1 ⁺ , 2 ⁺ , 3 ⁺)
4070 (10)	0, 2	118 (16)	1.26 (0.16)*	4070 (10)	
4141 (10)	1	54 (13)	0.66 (0.13)		
4176 (9)	1	120 (17)	0.62 (0.08)	4175 (5)	+
4271 (9)	0, 2	329 (25)	2.92 (1.70)*	4276 (5)	
4368 (9)	1	89 (14)	0.30 (0.03)	4367 (5)	
4440 (11)	1	26 (10)	0.21 (0.05)		
4546 (10)	0, 2	100 (18)	1.17 (0.20)*		
4588 (11)	0, 2	116 (23)	0.98 (0.21)*		
4702 (9)	1	111 (31)	0.88 (0.21)*	4704 (5)	
4722 (11)	1	79 (30)	0.58 (0.17)		
4784 (9)	1	40 (10)	0.67 (0.20)	4790 (7)	
4820 (9)	0, 2	160 (22)	0.94 (0.11)		
4870 (9)	0, 2	1391 (56)	1.30 (0.05)	4875 (6)	(1 ⁺ , 2 ⁺ , 3 ⁺)
4925 (9)	0, 2	825 (43)	1.45 (0.08)		
5037 (11)	1	38 (12)	0.36 (0.11)		
5087 (9)	0, 2	162 (24)	1.30 (0.20)	5084 (5)	
5119 (10)	0, 2	146 (50)	1.46 (0.40)*	5120 (5)	(1 ⁺ , 2 ⁺ , 3 ⁺)
5279 (11)	1	27 (13)	0.71 (0.28)*		
5347 (11)	1	30 (12)	0.26 (0.09)		

3.13. táblázat. $A^{42}\text{Sc}$ izotópban azonosított állapotok

az 5432 - 7475 keV energiatartományban.

$E_{kis.}$ (keV)	L ($\hbar$)	Int. $_{kis.}$	A_n	$E_{irod.}$ (keV)	$J_{irod.}^\pi$
5432 (9)	1	108 (22)	1.13 (0.24)*	5436 (5)	
5460 (10)	1	60 (19)	0.33 (0.08)		
5711 (9)	0, 2	440 (61)	1.34 (0.17)		
5826 (10)	1	144 (40)	0.39 (0.10)		
5953 (10)	0, 2	197 (40)	1.15 (0.29)*		
6035 (11)	1	118 (52)	0.62 (0.21)	6050 (30)	
6072 (10)	0, 2	196 (39)	0.97 (0.18)*		
6132 (10)	1	122 (40)	0.83 (0.25)*		
6161 (10)	1	405 (58)	1.20 (0.10)*		
6601 (9)	1	94 (25)	0.54 (0.15)		
6777 (10)	1	104 (28)	0.97 (0.37)*		
6930 (10)	1	55 (20)	0.55 (0.26)		
7056 (10)	0, 2	415 (62)	1.13 (0.16)		
7091 (11)	1	94 (31)	0.78 (0.31)*		
7119 (9)	1	161 (37)	0.67 (0.13)		
7225 (11)	0, 2	129 (45)	0.93 (0.36)*		
7250 (10)	0, 2	313 (53)	1.26 (0.26)		
7283 (10)	0, 2	298 (43)	1.50 (0.23)		
7317 (11)	1	71 (22)	0.60 (0.15)		
7371 (9)	1	166 (40)	0.83 (0.19)*		
7405 (9)	0, 2	1124 (120)	1.22 (0.10)		
7475 (9)	0, 2	238 (49)	1.09 (0.23)*		

3.14. táblázat. $A^{42}\text{Sc}$ izotópban azonosított állapotok

a 7490 - 9141 keV energiatartományban.

$E_{kis.}$ (keV)	L ($\hbar$)	Int. $_{kis.}$	A_n	$E_{irod.}$ (keV)	$J_{irod.}^\pi$
7490 (15)	0, 2	210 (72)	0.75 (0.56)*		
7574 (9)		148 (46)	0.88 (0.10)		
7763 (9)	0, 2	776 (88)	1.06 (0.17)		
7873 (10)	1	214 (64)	0.57 (0.16)		
7910 (9)	1	892 (88)	0.89 (0.12)*		
7960 (9)		580 (66)	0.92 (0.20)	7940 (30)	
8168 (9)	1	328 (70)	0.85 (0.23)*		
8236 (9)	0, 2	459 (67)	0.99 (0.18)*		
8277 (10)	0, 2	210 (49)	0.77 (0.19)*		
8358 (10)	1	200 (67)	0.79 (0.39)*		
8384 (9)		480 (88)	0.90 (0.14)		
8525 (10)	1	460 (112)	0.95 (0.31)*	8540 (30)	
8654 (10)	1	300 (88)	0.33 (0.10)*		
8719 (10)	1	364 (88)	0.91 (0.29)*		
8797 (10)	1	696 (128)	0.85 (0.34)*		
8844 (11)	1	432 (136)	1.10 (0.13)*		
8874 (10)	1	740 (160)	1.00 (0.30)*		
8966 (10)	0, 2	484 (78)	1.18 (0.28)		
9028 (11)	1	188 (50)	0.47 (0.19)		
9063 (10)	1	508 (126)	0.86 (0.25)*		
9091 (11)	1	296 (136)	0.63 (0.25)		
9141 (10)	1	345 (74)	0.76 (0.21)*		

3.15. táblázat. $A^{42}\text{Sc}$ izotópban azonosított állapotok

a 9188 - 11044 keV energiatartományban.

$E_{kis.}$ (keV)	L ($\hbar$)	Int. $_{kis.}$	A_n	$E_{irod.}$ (keV)	$J_{irod.}^\pi$
9188 (10)	1	672 (128)	0.80 (0.19)		
9266 (11)	1	280 (120)	0.62 (0.18)		
9294 (10)	1	524 (144)	0.77 (0.23)*		
9355 (11)	1	304 (88)	0.60 (0.18)		
9390 (10)	1	524 (104)	0.64(0.18)		
9425 (10)	1	540 (112)	0.40 (0.09)		
9552 (11)		231 (72)	0.89 (0.20)		
9812 (11)	0, 2	500 (104)	2.12 (0.59)		
9877 (11)	1	542 (78)	0.60 (0.08)		
9931 (11)	0, 2	420 (112)	1.16 (0.24)*		
9961 (11)	0, 2	420 (112)	1.53 (0.17)		
9997 (10)	0, 2	1627 (152)	1.66 (0.18)		
10105 (11)	0, 2	824 (208)	1.36 (0.36)		
10132 (11)	0, 2	1308 (208)	1.52 (0.27)		
10319 (11)	0, 2	732 (88)	1.55 (0.22)		
10606 (11)	0, 2	512 (88)	1.08 (0.18)*		
10667 (11)	1	244 (68)	0.89 (0.21)*		
10708 (11)	0, 2	148 (64)	1.12 (0.45)		
10779 (11)	0, 2	221 (70)	1.33 (0.43)		
10920 (11)	0, 2	1623 (224)	1.91 (0.36)		
10964 (11)	1	292 (98)	0.46 (0.16)		
11044 (10)	0, 2	516 (136)	1.24 (0.34)		

3.16. táblázat. $A^{42}\text{Sc}$ izotópban azonosított állapotok
a 11092 - 12295 keV energiatartományban.

$E_{kis.}$ (keV)	L ($\hbar$)	Int. _{kis.}	A_n	$E_{irod.}$ (keV)	$J_{irod.}^\pi$
11092 (11)	1	285 (70)	0.82 (0.19)*		
11143 (11)	1	276 (75)	0.79 (0.19)		
11179 (11)	1	308 (77)	0.93 (0.21)*		
11226 (10)	1	358 (71)	0.86 (0.15)		
11288 (12)	1	117 (58)	0.46 (0.17)		
11363 (11)	0, 2	780 (136)	1.19 (0.23)		
11735 (13)		412 (120)	0.91 (0.19)		
11892 (15)	1	232 (88)	0.51 (0.18)		
11963 (13)	0, 2	664 (144)	1.08 (0.26)		
12213 (13)	1	500 (136)	0.89 (0.28)*		
12295 (15)	1	212 (80)	0.49 (0.17)		

3.17. táblázat. $A^{48}\text{Sc}$ izotópban azonosított állapotok
a 266 - 624 keV energiatartományban.

$E_{kis.}$ (keV)	L ($\hbar$)	Int. _{kis.}	A_n	$E_{irod.}$ (keV)	$J_{irod.}^\pi$
266 (13)	1	142 (50)	1.45 (0.61)*		
358 (20)	0, 2	26 (24)	4.22 (2.57)	388 (20)	
484 (17)	0, 2	35 (10)	2.21 (0.70)		
567 (12)	1	84 (20)	0.58 (0.16)		
624 (10)	0, 2	9516 (128)	1.35 (0.02)	622.6 (0.1)	3 ⁺

3.18. táblázat. A ^{48}Sc izotópban azonosított állapotok

az 1091 - 3505 keV energiatartományban.

$E_{kis.}$ (keV)	L ($\hbar$)	Int. $_{kis.}$	A_n	$E_{i\text{rod.}}$ (keV)	$J_{i\text{rod.}}^\pi$
1091 (13)	1	31 (10)	0.71 (0.30)		
1145 (9)	1	2413 (64)	0.89 (0.02)*	1142.6 (0.2)	2^+
1404 (11)	1	84 (12)	0.21 (0.03)	1401.7 (0.2)	2^-
1584 (10)	0, 2	194 (19)	3.82 (0.88)		
2193 (11)	0, 2	62 (11)	1.14 (0.19)	2200 (20)	1^+
2276 (11)	0, 2	97 (18)	1.18 (0.22)	2275.5 (0.2)	2^+
2313 (13)		49 (16)	0.92 (0.19)	2310 (7)	
2366 (11)	0, 2	125 (22)	1.44 (0.22)	2390 (20)	2^+
2445 (12)	0, 2	363 (70)	1.43 (0.22)		
2481 (10)	0, 2	1060 (232)	0.91 (0.22)*		
2517 (9)	0, 2	91403 (2560)	1.36 (0.03)	2517.3 (0.4)	1^+
2694 (12)	1	124 (49)	0.76 (0.28)		
2734 (11)	1	104 (36)	0.97 (0.27)*	2739 (10)	2^-
2887 (11)	1	188 (40)	0.18 (0.03)	2891.3 (0.4)	$2^-, 3^-$
2978 (10)	0, 2	244 (38)	1.09 (0.18)	2980.8 (0.3)	1^+
3008 (12)	1	77 (31)	0.87 (0.35)*		
3056 (9)	0, 2	4918 (168)	1.34 (0.05)	3056.5 (0.3)	1^+
3149 (10)	0, 2	1615 (160)	1.21 (0.09)	3149.9 (0.4)	1^+
3328 (9)	0, 2	1851 (144)	1.31 (0.10)		
3352 (12)	0, 2	272 (100)	1.81 (0.19)	3353 (10)	
3481 (9)	0, 2	1644 (70)	1.18 (0.05)*	3480 (4)	$3^+, 4^+$
3505 (10)	1	659 (67)	1.25 (0.26)*		

3.19. táblázat. $A^{48}\text{Sc}$ izotópban azonosított állapotok
a 3662 - 6222 keV energiatartományban.

$E_{kis.}$ (keV)	L ($\hbar$)	Int. $_{kis.}$	A_n	$E_{irod.}$ (keV)	$J_{irod.}^\pi$
3662 (10)	1	621 (60)	0.25 (0.02)	3650 (10)	
3707 (9)	0, 2	7713 (160)	1.37 (0.03)	3711 (4)	
3800 (14)	1	197 (36)	0.87 (0.15)*	3806 (4)	
4026 (10)	0, 2	585 (46)	1.52 (0.12)	4024 (5)	
4088 (11)	1	92 (20)	0.46 (0.09)	4091 (5)	
4139 (10)	0, 2	429 (68)	1.44 (0.22)	4141 (4)	
4173 (9)	0, 2	3007 (112)	1.54 (0.06)	4175 (15)	1 ⁺
4306 (9)	0, 2	884 (54)	1.11 (0.18)	4322 (20)	1 ⁺ , 0 ⁺
4552 (10)	0, 2	492 (74)	1.26 (0.18)	4560 (12)	
4611 (10)	0, 2	484 (78)	1.32 (0.10)		
4848 (12)	0, 2	106 (60)	1.31 (0.24)		
5018 (9)	0, 2	3243 (184)	1.46 (0.08)	5016 (13)	2 ⁺ , 3 ⁺
5204 (9)	0, 2	6441 (352)	1.52 (0.13)	5202 (12)	2 ⁺ , 3 ⁺
5328 (10)	0, 2	1264 (152)	1.30 (0.14)	5333 (12)	2 ⁺ , 3 ⁺
5510 (9)	1	3103 (240)	1.01 (0.20)*		
5595 (9)	0, 2	1727 (160)	1.27 (0.10)	5591 (17)	2 ⁺ , 3 ⁺
5728 (9)	0, 2	5702 (280)	1.45 (0.06)	5742 (15)	1 ⁺
5867 (10)	0, 2	4086 (776)	1.57 (0.28)	5888	
5987 (9)	0, 2	2795 (192)	1.28 (0.07)	5990	
6089 (10)	1	396 (96)	0.71 (0.16)		
6197 (10)	1	1268 (352)	1.03 (0.20)*	6187 (25)	
6222 (9)	0, 2	10160 (520)	1.47 (0.08)		

3.20. táblázat. A ^{48}Sc izotópban azonosított állapotok

a 6381 - 7735 keV energiatartományban.

$E_{kis.}$ (keV)	L ($\hbar$)	Int. $_{kis.}$	A_n	$E_{i\text{rod.}}$ (keV)	$J_{i\text{rod.}}^\pi$
6381 (9)	0, 2	2659 (192)	1.48 (0.09)		
6428 (9)	0, 2	4326 (232)	1.48 (0.07)		
6583 (9)	0, 2	11991 (280)	1.52 (0.04)		
6615 (9)	0, 2	4982 (248)	1.41 (0.07)		
6678 (9)	0, 2	77649 (800)	1.36 (0.03)	6678 (2)	0^+
6747 (10)	0, 2	2179 (232)	1.83 (0.27)		
6811 (10)	0, 2	420 (80)	1.23 (0.24)	6832 (20)	$1^+, 2^+, 3^+$
6920 (10)	0, 2	876 (176)	1.71 (0.44)		
6944 (9)	0, 2	3267 (208)	1.56 (0.11)	6952 (15)	$1^+, 2^+, 3^+$
7037 (10)	0, 2	1040 (136)	1.49 (0.20)		
7068 (9)	0, 2	6753 (280)	1.50 (0.06)		
7124 (10)	0, 2	1595 (224)	1.36 (0.21)		
7164 (9)	0, 2	2123 (128)	1.48 (0.09)		
7277 (9)	0, 2	8085 (400)	1.59 (0.11)		
7299 (10)	1	1348 (376)	1.07 (0.33)*		
7339 (10)	0, 2	628 (96)	1.82 (0.32)		
7377 (12)	0, 2	2355 (120)	1.47 (0.08)		
7465 (10)	0, 2	3135 (160)	1.45 (0.07)		
7501 (13)	0, 2	7317 (1200)	1.41 (0.06)		
7559 (9)	0, 2	12667 (776)	1.45 (0.09)		
7606 (10)	0, 2	9636 (160)	1.44 (0.26)		
7735 (11)	0, 2	2947 (398)	1.47 (0.19)		

3.21. táblázat. A ^{48}Sc izotópban azonosított állapotok
a 7776 - 9412 keV energiatartományban.

$E_{kis.}$ (keV)	L ($\hbar$)	Int. $_{kis.}$	A_n	$E_{irod.}$ (keV)	$J_{irod.}^\pi$
7776 (10)	0, 2	1923 (344)	1.44 (0.25)	7780	
7829 (9)	0, 2	4930 (496)	1.47 (0.14)		
7940 (10)	0, 2	2199 (672)	1.45 (0.37)		
8013 (10)	0, 2	6118 (2080)	1.42 (0.34)		
8158 (10)	0, 2	3079 (960)	1.17 (0.30)		
8274 (10)	0, 2	1635 (392)	1.20 (0.25)		
8321 (10)	0, 2	984 (296)	1.40 (0.40)		
8412 (10)	0, 2	1487 (312)	1.35 (0.26)		
8520 (13)	0, 2	5958 (680)	1.14 (0.41)		
8606 (13)	1	3211 (584)	1.03 (0.27)*		
8664 (14)	1	948 (512)	0.68 (0.32)		
8707 (13)	1	1667 (320)	0.83 (0.23)		
8784 (13)	1	1252 (368)	0.80 (0.20)		
8825 (13)	1	1699 (448)	1.01 (0.41)*		
8871 (15)	1	840 (296)	0.80 (0.23)		
8914 (13)	1	4958 (960)	1.08 (0.31)*		
8977 (13)	1	3375 (776)	1.08 (0.46)*		
9050 (13)	0, 2	4878 (1542)	1.34 (1.18)*		
9149 (13)	0, 2	5578 (624)	1.20 (0.21)		
9222 (13)	1	1763 (512)	0.70 (0.30)*		
9330 (13)	0, 2	6905 (448)	1.28 (0.15)		
9412 (13)	0, 2	3695 (312)	1.21 (0.18)		

3.22. táblázat. $A^{48}\text{Sc}$ izotópban azonosított állapotok

a 9498 - 11420 keV energiatartományban.

$E_{kis.}$ (keV)	L ($\hbar$)	Int. $_{kis.}$	A_n	$E_{irod.}$ (keV)	$J_{irod.}^\pi$
9498 (13)	1	4746 (544)	0.78 (0.15)*		
9553 (9)	0, 2	7797 (880)	1.48 (0.16)		
9655 (10)	0, 2	2767 (488)	1.42 (0.23)		
9725 (10)	0, 2	2679 (800)	1.35 (0.36)		
9806 (11)	0, 2	1711 (616)	1.27 (0.40)		
9938 (10)	0, 2	3391 (560)	1.31 (0.19)		
10003 (12)	0, 2	8157 (960)	1.41 (0.14)		
10115 (15)	0, 2	3507 (600)	1.28 (0.19)		
10231 (14)	0, 2	5694 (784)	1.41 (0.17)		
10304 (15)	0, 2	7677 (880)	1.43 (0.14)		
10337 (15)	0, 2	5622 (704)	1.45 (0.16)		
10580 (16)	0, 2	78729 (608)	1.41 (0.12)		
10630 (14)	0, 2	6154 (304)	1.50 (0.08)	10600	
10747 (13)	0, 2	4722 (336)	1.49 (0.11)		
10819 (14)	0, 2	9412 (544)	1.41 (0.08)		
10925 (15)	0, 2	6797 (880)	1.40 (0.19)		
11084 (15)	0, 2	4238 (960)	1.41 (0.55)		
11221 (22)	0, 2	4686 (352)	1.47 (0.12)		
11351 (17)	0, 2	1260 (208)	1.43 (0.24)		
11420 (20)	0, 2	2099 (248)	1.42 (0.17)		

4. fejezet

Az ELENs detektor

Ebben a fejezetben, röviden összefoglalva, annak a tervezési és építési folyamatnak a főbb állomásait és eredményeit mutatom be, melynek végén sikerült az MTA–Atomkiban megalkotnunk az Európai Kisenergiás Neutron Spektrométert (European Low-Energy Neutron Spectrometer), az ELENs rendszert.

Az Eurons európai program keretében megvalósuló detektortervezés fő célja egy olyan neutron spektrométer elkészítése volt, mely alkalmas az inverz kinematikában végrehajtott, töltéscserélő-reakciókban keletkező kisenergiás neutronok detektálására. A radioaktív nyalábokkal végrehajtott kísérletekben a spektrométer része lesz egy nagyobb, több detektorrendszert felvonultató mérőberendezésnek, mely képes a reakcióban keletkező összes részecske és γ -sugárzás detektálására, és ezzel a reakció teljes kinematikájának rekonstrukciójára.

A fejezet első részében azon kísérleti körülményeket tárgyalom, melyek a detektor megépítését motiválták, a második részben a detektorral szemben támasztott követelményeket mutatom be, melyeket a tervezéskor egybeszerkesztve alakultak ki a detektor paramétereinek körvonalai. A harmadik rész a detektor felépítését részletezi, kitérve a speciális, újszerű csomagolási módszerre, míg végül a detektor paramétereinek, mint a munka eredményeinek bemutatásával zárul a fejezet. Ahol lépésről-lépésre ellenőrizhető, hogy a tervezés elején a detektorral szem-

ben támasztott követelmények miként, milyen arányban teljesültek.

4.1. Az ELENIS detektor tervezésének motívációja

Napjaink magfizikájában a magszerkezeti vizsgálatok egyértelműen a stabilitási sávtól távoli izotópok felé tolódnak el. A korábbi kutatásokban már bebizonyosodott, hogy a könnyű töltött részecskék (mint például a ^1H , ^2H , ^3He és ^4He) által indukált direkt magreakciók nagyon hasznos eszközök lehetnek a magszerkezet tanulmányozására, széles körben elterjedtek a stabil magok spin-izospin gerjesztéseinek precíz vizsgálatára is. Az izovektor óriásrezonanciák tanulmányozása instabil atommagokban ma már egyre inkább elterjedt kutatási terület, annak ellenére, hogy a radioaktív nyalábok esetén több nagyságrenddel kisebb a nyaláb-áram és sokkal rosszabb az energia-felbontás. Inverz kinematikában végzett kísérletek esetén a kilépő neutronok mozgási energiája viszonylag kicsi (0.1–10 MeV), és rövid repülési táv (1–2 m) esetén is már elfogadható a repülési idő-felbontás és az energiafeloldás [91].

Mindazonáltal, megvannak a nehézségei is az egzotikus atommagokkal végzett kísérleteknek, a proton-neutron aszimmetria növekedésével a radioaktív nyaláb hozama exponenciálisan csökken [92]. Annak érdekében, hogy ezt ellensúlyozzuk, nagy hatásfokú detektorokra van szükség, illetve vastag céltárgyak szükségesek a gyakran 1 MeV alatti mozgási energiával rendelkező neutronok detektálására.

Ezekben a kísérleti megoldásokban a kilépő neutronok a töltött-részekkel ellentétben viszonylag vastag anyagon is keresztüljuthatnak anélkül, hogy számottevően veszítenének az energiájukból vagy szóródának. Így vastag céltárgyak alkalmazásával kompenzálható az egzotikus nyalábok nagyon kicsi intenzitása. A reakciótermékeket egymással koincidenzában mérve, lehetőség van az adott, vizsgálni kívánt reakciócsatorna kiválasztására, illetve ily módon a háttér járuléka is csökkenthető.

Összességében, a lassú neutronok detektálása és ezzel párhuzamosan

az energiájuk és szögeloszlásuk pontos meghatározása speciális spektrométerek tervezését és alkalmazását igényli.

Az imént részletezett kérdések okán született meg az ELENS terve, hogy eleget lehessen tenni a kísérleti kihívásoknak. Elveikben hasonló detektorrendszert terveztek, illetve építettek meg már Beyer és munkatársai [93], valamint Perdikakis és munkatársai [94], sőt sikeresen alkalmazták is a LENDA (Low Energy Neutron Detector Array) detektorrendszert a Gamow-Teller óriásrezonancia (GTR) erősségeloszlásának vizsgálatára [95]. Hasonló törekvések vezettek a WINDS (Wide-angle Inverse-kinematics Neutron Detectors for SHARAQ) rendszer megépítéséhez is a japán RIKEN kutatóintézetben a Tokyoi Egyetem munkatársainak részvételével [96, 97].

Csoportunk, az EXL (EXotic nuclei studied in Light-ion induced reactions at the NESR storage ring) és az R³B (Reactions with Relativistic Radioactive Beams) együttműködések keretében egy új spektrométer tervezéséhez kezdett, mely Európában egyedül képviseli e törekvéseket.

Az első cikkünket a detektorról, amely középpontjában elsősorban a szimulációk és néhány kísérleti vizsgálat álltak, 2011-ben tettük közzé [98]. Később a tervezési és a kivitelezési munka a debreceni csoportra szűkölt, és én kaptam meg fő feladatombul.

4.2. Fizikai és technikai elvárások

4.2.1. Neutron detektálás, szcintilláció

A neutronok nem hatnak kölcsön közvetlenül a detektor anyagának elektronjaival, ezért a detektálásuk csak közvetett úton valósítható meg. A neutronok szóródnak az atommagokon, és a mozgási energiájuk egy részét átadják nekik. Ha ez az átadott energia elegendően nagy, akkor a meglökött mag ionizálja a kölcsönhatási pont körüli anyagot. Kisenergiás neutronok esetén ez a folyamat könnyű magokkal a leghatásosabb, ugyanis ekkor a legnagyobb az atommagnak átadott energia [99]. Ezután a keletkezett töltött részecskék hatására a szcintillációs detek-

torban fényfelvillanások jönnek létre, azaz a töltött részek gerjesztik a szcintillátor anyagát, amely fényt emittálva legerjesztődik, ez a szcintilláció folyamata. A megfelelően kialakított tükröző felületek és a fénycsatolás segítségével ez a fény egészen a detektorhoz csatolt fotoelektron-sokszorozókig (FES) jut. Egyéb iránt a szcintillátort fényzáró burkolat is körülveszi, hogy csak a szcintillátorban keletkezett fény jusson a fotoelektron-sokszorozóra. A fény a szcintillátorban a FES-ig tartó útja során számos reflexiót szenved, a visszaverődéseknek kimondottan a nagy szögben szóródó fény esetén van jelentős szerepe.

A szcintillátorból kilépő fotonok a FES fotokatódjára esnek, és onnan fotoelektronokat váltanak ki, ezeket a fókuszáló elektródarendszer felgyorsítja és az első dinódára irányítja. A dinódára beeső, felgyorsult elektronok annak felületéből újabb elektronokat váltanak ki, és ez a sokszorozódási lavina-folyamat 10^6 rendű teljes sokszorozásig ismétlődik. Az elektronsokszorozóban fényjelek nélkül is folyhat áram. Ez több összetevőből áll, általában a fotokatód és a dinódák termikus elektronemissziója miatti ún. sötét áram a legjelentősebb, amely a regisztrálandó spektrum alacsony energiájú tartományában zavarja a mérést.

4.2.2. A szcintillátor anyaga

A legfontosabb kérdés a detektor anyagának kiválasztása volt, ugyanis halmazállapotuk szerint megkülönböztetünk gáz, folyadék és szilárd szcintillátorokat. Neutrontektálásra a szilárd, szerves szcintillátorok, a folyadék szcintillátorok és a gáztöltésű detektorok is alkalmasak. A gáztöltésű detektorok hatásfoka az általunk vizsgálni kívánt energiatartományban nagyon alacsony. A folyadék szcintillátorok az egészségre káros voltak miatt a legtöbb nemzetközi laboratóriumba nem vihetők be. A plastik szcintillátorok megfelelnek az igényeinknek a gyorsaságuk, az alacsony költségek és a könnyű szállíthatóságuk miatt.

Az ilyen neutrontektorok azonban nemcsak a neutronokra érzékenyek, hanem a γ -sugárzásra és a kozmikus sugárzásra is, ezért az ezekből keletkezett, a jelen felhasználásban szükségtelen jelek kiválogatása, a háttér elnyomása a repülési idő-eljárással kivitelezhető. Ezen felül a

kozmikus sugárzás egyik legjelentősebb komponense esetén az $1 - 100$ GeV/c momentumú müonok átlagosan 6–8 MeV energiát veszítenek a plasztikban [100], mely érték kívül esik az ELENS fő detektálási tartományán.

A fent részletezett szcintillációs mechanizmus figyelembevételével, a jó detektálási hatásfok és jel-zaj arány elérése érdekében, az alábbi tervezési és kivitelezési kritériumokat állítottuk fel:

- kevés anyag legyen a detektorok körüli tartószerkezetben, hogy a rajta történő szóródást a lehető legalacsonyabbra csökkentsük,
- a tartószerkezet szabadon mozgatható legyen, biztosítva, hogy a detektor széles, 40° és 85° közötti laborszög-tartományban pozícionálható legyen,
- jó, 1 ns alatti időfeloldás
- alacsony neutron átszóródási arány a detektor-szálak között
- a fénybegyűjtés maximalizálása, a jó fénycsatolás biztosítása

Ezt az utolsó kritériumot ítéltük a legfontosabbnak, illetve ez igényelte a legbehatóbb tanulmányozást. Tudniillik, a jó fénybegyűjtés egyik legfontosabb kritériuma az, hogy a detektor-szálak felületén a fényvisszaverődés a lehető legnagyobb legyen, ez pedig leginkább a detektorok csomagolásától függ.

4.3. Az ELENS detektor felépítése

Az ELENS detektor laborszög-feloldása nagyon fontos szerepet játszik a mérésekben, ugyanis az inverz kinematikában a neutronok kinetikus energiája erősen változik a szög függvényében, ahogy ezt a 4.1. ábra is mutatja.

A detektor fő feladata a neutron mozgási energiájának és laboratóriumi szórási szögének pontos mérése, hogy azok segítségével meghatározhassuk a végmag gerjesztési energiáját (E^*) és a neutron tömegközépponti rendszerbeli szórási szögét (θ_{CM}). Tervezési szempontból az

E^* 1 MeV-es pontosságát tűztük ki célul. A 4.1 ábra alapján ez a cél az E_n 10 %-os pontosságú, a θ_{lab} szögnek pedig 1° -os pontosságú mérésével teljesíthető.

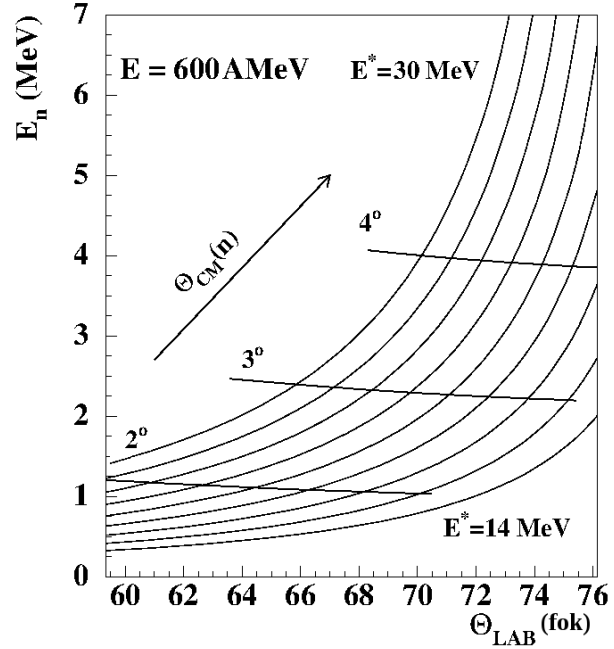
Az ELENS rendszer 16 különálló, plastik szcintillátor-szálból áll, melyeknek egyenként mindkét végén egy-egy FES van. Az 4.2. ábra egy ilyen detektor-szálat mutat be. A 16 detektor-szál modulokba rendezve mozgatható, a geometriai elrendezéstől függően a modulok 5 illetve 11 detektor-szálból állhatnak. A detektor a neutronok kinetikus energiáját repülési idő eljárással képes mérni a néhány száz keV energiától egészen a néhány MeV-es tartományig.

Minden detektor-szál egy $(10 \times 45 \times 1000)$ mm³-es plastik hasázból áll. A 1000 mm-es detektor hossz a nagy térszöget biztosítja, a 45 mm-es oldalszélesség a kölcsönhatások valószínűségét növeli a detektorban, míg a 10 mm-es méret az 1° körüli laborszög feloldást hivatott biztosítani, a tervezett 1 m céltárgy-detektor távolság esetén.

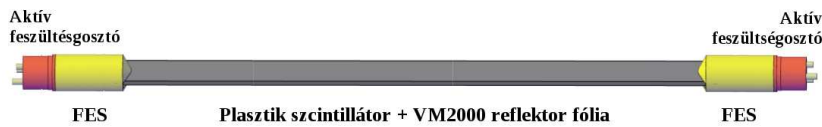
A detektort felépítő szerves plastik szcintillátorok típusa: UPS89, melyet az Amcrys-H vállalat készített. A detektor tulajdonságai: fényhozam = 65 % , a maximális emisszióhoz tartozó hullámhossz = 418 nm, felfutási idő = 0.9 ns, lecsengési idő = 2.4 ns, H/C atom arány 1.104 és fénylecsengési hossz = 360 cm [101], megegyeznek az NE102A, Európában ismertebb plastik szcintillációs detektoréval. Ezen szcintillátorok polisztirol alapanyagúak, és jó hatásfokkal detektálják a γ -sugárzás mellett a neutronokat is.

Annak érdekében, hogy a neutronok szóródását csökkentsük, a detektorrendszer tartószerkezetének a megépítése egy nagyon fontos feladat volt. Ennek a tartószerkezetnek a lehető legkevesebb – a szóródást erősítő – anyagot kell tartalmaznia, de mindezek mellett egyben szilárdnak, merevnek és tartósnak is kell lennie. Végül a választás az ITEM cég felületkezelt moduláris profiljára esett. A "Profile 6 30 $\times$ 30" (0.0.419.01) [102] profil kellően nagy stabilitással rendelkezik, hogy elbírja a szcintillátorok és a FESek és a kábelek súlyát.

Azért, hogy pontosan meg tudjuk határozni a kölcsönhatás helyét a detektor-szál mentén, annak mindkét végére egy-egy fotoelektron-sokszorozót (FES-t) csatoltunk. Ahhoz, hogy megtaláljuk a lehető legalacsonyabb detektálási küszöb eléréséhez számunkra legideálisabb FES-t,



4.1. ábra. A $p(^{124}\text{Sn}, ^{124}\text{Sb})n$ reakció kinematikai ábrája 600 MeV/nukleon bombázó energia esetén. A függőleges tengelyen a neutronok mozgási energiája, míg a vízszintes tengelyen a neutronok laborrendszerben mért szöge van ábrázolva. Az emelkedő folytonos vonalak felelnek meg a különböző gerjesztési energiáknak az Sb magban, a legmagasabb görbe az $E^* = 30$ MeV, míg a legalacsonyabb az $E^* = 14$ MeV energiához tartozik. A 2° -tól 4° -ig jelölt vonalak mutatják a szöget a tömegközépponti rendszerben.



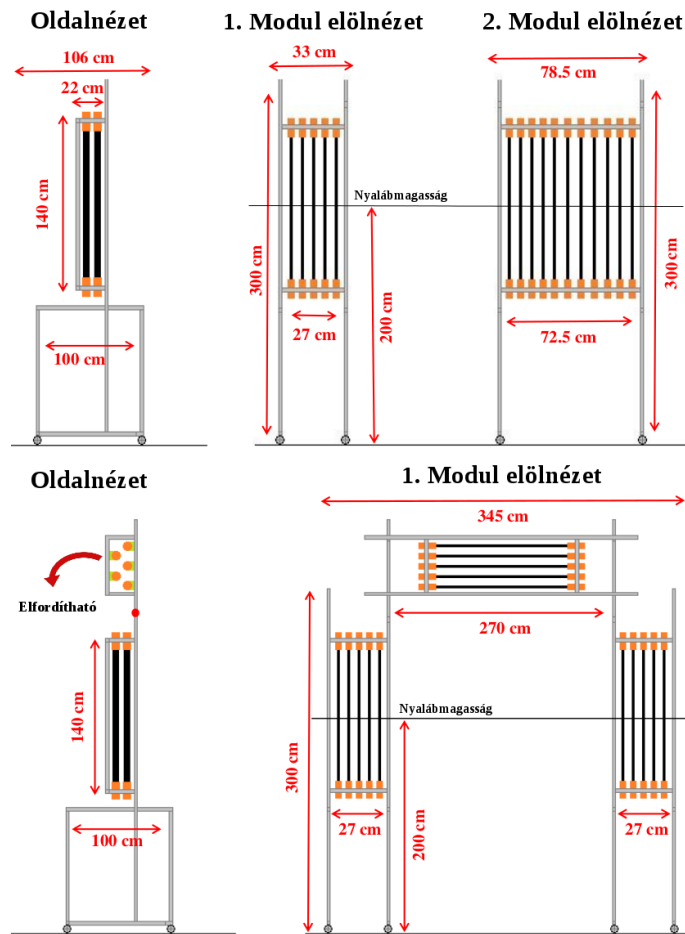
4.2. ábra. Az ELENS rendszer egy detektor-száljának a sematikusrajza.

két 51 mm átmérőjű belépőablakos FES-t hasonlítottunk össze: a Hamamatsu R2059 illetve a Photonis XP2262 csöveket. Vizsgálataink során nem találtunk jelentős eltérést a két FES válaszfüggvényeiben. Végül a Photonis cső mellett döntöttünk, mivel a Hamamatsu kvarc belépőablakára nincs kimondottan szükség a kiválasztott plasztik emissziós hullámhossz értékei mellett. A Photonis XP2262 PMT (FES) maximális sokszorozási tényezője $3 \cdot 10^7$ volt. Ez a FES a 420 nm-es hullámhossztartományban a legérzékenyebb [103], ami ideális párosítás az UPS89 plasztikban keletkező fény hullámhosszával. Felhasználva a FES-ekből származó idő és jel-nagyság adatokat, összeségében a neutron-kölcsönhatás ideje a hozzá tartozó keltett fénymennyiséggel és a neutron-kölcsönhatás helye a detektor-szál mentén pontosan meghatározható.

A detektor összeállításánál a FESek és a plasztik szcintillátorok közti fénycsatolóként magas viszkozitású, EJ-560 Optical Interface sheet elnevezésű szilikon lapocskákat használtam.

Egy teljesen módosítható, variálható geometriai összeállítást terveztem az ELENS detektorok tartószerkezete számára, mely lehetővé teszi, hogy az éppen aktuális inverz kinematikájú töltéscserélő-reakciós méréshez leginkább alkalmas elrendezésben mérhessenek a felhasználók. A két legjellemzőbb elrendezés sematikus ábrája a 4.3. ábrán látható.

Az 4.3. ábra felső táblája az első elrendezést mutatja, melyben a detektor-szálak két modulra vannak osztva, és rendre 5 illetve 11 detektor-szálat tartalmaznak. A detektorok két párhuzamos síkba vannak rendezve, amik közötti távolság 7.5 cm. A hátsó sík az elülső síkhoz képest, két detektor közötti távolság felével, azaz 3.75 cm-rel el van tolva, hogy így egy egységes szöglefedettséget kapjunk a modulokkal. Az 1 méteres céltárgy-detektor távolság esetén az azonos síkban lévő detektorok között 3.97° szögkülönbség van, míg az eltolt síkoknak köszön-



4.3. ábra. Az ábra felső táblája az első geometriai elrendezést mutatja. A második geometriai elrendezés (alsó tábla) 3 modult tartalmaz.

hetően ez az érték a modulban (a két párhuzamos síkot összegezve) 1.98° . Ebben a geometriai elrendezésben a nagyobbik modul (11 szálal modul) egy nagy térrész lefedettségét garantálja, míg a kisebbik (5 szálal modul) a kiválasztott térszög-intervallum nagyobb statisztikájú vizsgálatát segíti. Összességében a két modul 8, illetve 20 fokot tud lefedni

a laborszög-tartományban. Ebben az esetben a két modul a nyalábcsatorna két oldalán helyezhető el.

A második elrendezés - mely a 4.3. ábra alsó tábláján látható - esetén a detektor-szálak közül 15 szál, 5-5 detektort tartalmazó 3 modulra van felosztva. Ekkor az egy modulban a két párhuzamos síkban elől 2, hátul 3 szcintillátor van. Így a detektorok között ismét 1.98° szöghely különbség van, míg az egy modullal lefedhető laborszög-tartomány megközelítőleg 8° . Ebben az esetben a detektor a nyaláb körül pozicionálható, és akár 3 különböző 8 fokos tartományt is lefedhetünk, vagy egy szórési szögtartományra koncentrálva a detektálás hatásfoka növelhető. A 4.4. és 4.5. ábrákon a fent említett elrendezésekhez tartozó egy-egy fénykép látható az ELEN S detektorról.

4.3.1. Csomagolási eljárás

A neutronok rugalmatlan szóródásakor keletkező kisenergiás protonok esetén a plasztik szcintillátorok válaszfüggvénye nem lineáris. A protonok által a szcintillátorban létrehozott elektron-ekvivalens fény (E_{ee}^p) mennyisége nincs lineáris kapcsolatban a protonok energiájával, hanem az $E_{ee}^p = 0.16 \cdot (E^p)^{3/2}$ függvénnyel írható le [104].

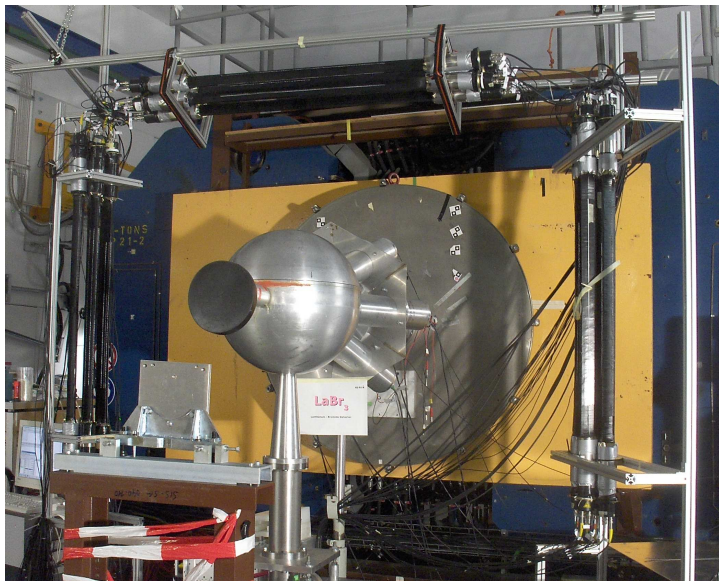
A fenti összefüggés rávilágít a neutronok detektálásának nehézségeire: a 10 keV energiájú elektronok és a 0.2 MeV energiájú protonok fény-hozama közel azonos egy tipikus plasztik szcintillátorban. Az ilyen gyenge fényjelek detektálási hatásfokának egyik korlátja a fotoelektron-sokszorozó ún. egy elektron-zaja (SEN). Bár a SEN a szcintillátorok végeihez kapcsolódó FESEK közötti koincidencia megkövetelésével csökkenthető, [98] a szcintillátor-szálakon belüli fénylecsengés miatt a koincidenciában való detektálás egy korlátozó tényezője a kisenergiás részek jó hatásfokú észlelésének.

Ahhoz, hogy a keletkező kevés fotont is detektálni tudjuk, nagyon fontosnak bizonyult a csomagolás, azon belül is az ideális illeszkedés a szcintillátor és a csomagolás első rétegét alkotó VM2000 fényvisszaverő fólia között. Így a keletkezett fotonok begyűjtése optimalizálható. Számos lehetséges csomagolóanyag, kifejlesztett csomagolási eljárás létezik a



4.4. ábra. Az *ELENS* rendszer fényképe a fentebb bemutatott 1. geometriai elrendezésben. A *FESek* speciális mumetál anyaggal vannak borítva az esetlegesen előforduló mágneses tér *PMT*-ket zavaró hatásainak csökkentésére.

plasztik detektorok esetén. A leggyakrabban alkalmazott anyagok: a 3M reflexiós fóliák, teflon szalag, plasztik szalag (szigetelő), aranyfüst lemez, alumínium fólia, illetve számos diffúzor festék vagy szalag, stb. Ezen



4.5. ábra. Az ELENS rendszer ezen a képen a 2. geometriai elrendezésben látható.

anyagok legtöbbje megegyezik egy bizonyos paraméterben, a legfőbb tulajdonságuk a magas fényvisszaverési hatásfok.

Egy további fontos feltétel ezen csomagolóanyag-jelöltekkel szemben, hogy mechanikailag stabilnak és bizonyos határok között rugalmasnak kell lenniük. Ez a tulajdonság a csomagolás folyamata során és az időtállóságban jelent sokat.

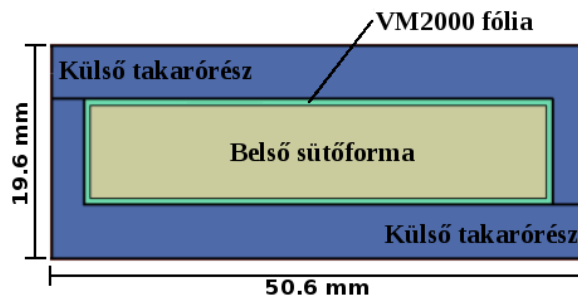
Számos tesztmérés elvégzése után, végül az ELENS detektor szálait a 3M által kifejlesztett és forgalmazott, speciálisan hőkezelt VM2000 többrétegű reflexiós fóliával csomagoltuk be. Korábban készült tanulmányok [105, 106, 107] is ezt a csomagolási módot találták a legjobbnak.

A kiválasztott VM2000 fólia – egy új eljárási módszerrel készült – többrétegű fényvisszaverő fólia [108], melynek igen nagy a reflexiós együtthatója (R), a 400 nm feletti hullámhossztartományban, $R > 97\%$, míg a plastik szcintillátorban keletkező fény hullámhosszához közelebbi 430 nm esetén az érték egészen $R = (98.5 \pm 0.3)\%$ [109].

A többrétegű fólia vastagsága és merevsége miatt annak a csomagoláshoz nélkülözhetetlen meghajlítása vagy meggyűrése lehetetlen anélkül, hogy csökkentené az anyag fényvisszaverő, vagy fényvezető képességét. Ezen felül a fólia rugalmassága és merevsége miatt a meghajlított felületek deformációjának rögzítése nehézkes. Több eljárást is kifejlesztettek már annak érdekében, hogy a fóliával optimális csomagolást lehessen elérni, de ezen eljárásokban közös, hogy valamilyen mechanikai behatást alkalmaznak a fólia formázására. A VM2000 több száz, vékony, különböző törésmutatójú rétegből tevődik össze, így érzékeny a külső mechanikai hatásokra. A vágások vagy horzsolások mentén az anyag elvékonyodik, mikro-repedések jönnek létre, melyek roncsolják az adott réteget, módosítják a törésmutatót, és így végül rontják a reflexiót. Korábban elterjedt volt a fólia megkarcolása adott vonal mentén, ahol meg kívánják hajtani a fóliát, de ez a fenti érvek miatt csökkenti a reflexiót.

Tanulmányozva a csomagolóanyagot, a tökéletes illeszkedés érdekében egy új csomagolási eljárást dolgoztunk ki, és alkalmaztunk a plazmatik szcintillátorok becsomagolásához. A fólia a csomagolást megelőzően speciálisan hőkezelve és ezáltal formázva lett.

Első lépésben terveztünk és építettünk egy speciális sütőformát, majd ennek felhasználásával a fóliákat hőkezeltük (majd hűtöttük), így alakítva ki a kívánt formát.



4.6. ábra. A speciális sütőforma sematikus keresztmetszeti képe. A két külső takarórész között a belső forma látható a körülötte lévő fóliával.

A sütőforma két külső takarórészből és egy belső formából áll, amint azt a 4.6. ábra mutatja. A formák mind alumíniumból készültek, és a WM2000 fóliával találkozó felületük a lehető legsimábbra lett felpolírozva. A belső forma méreteiben fél-fél mm-rel volt kisebb $(9.5 \times 45 \times 1000)mm^3$, mint az eredeti plasztik szcintillátorok. A kisebb méret kialakításának két fő oka:

- később a szcintillátor és a fólia felületeinek még jobb illeszkedése végett a fóliának teljesen feszülnie kell a plasztikon,
- az alumínium formák melegítés során fellépő hőtágulás ellensúlyozása.

A hőkezelési eljárás

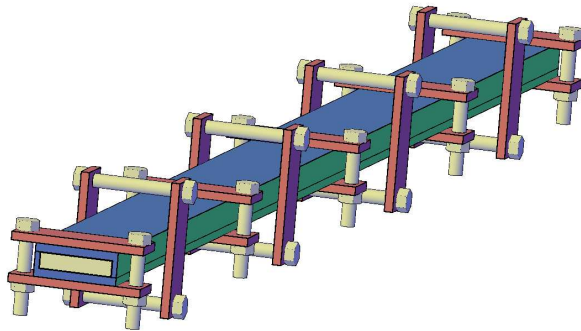
A megfelelő méretű VM2000 fólia külső felületét a sütés előtt megtisztítottuk. A VM2000-hoz hasonló speciális fóliák a belső oldalukon gyárilag rendelkeznek egy speciális, a felületüket védő borítással, mely a kisebb karcolásokat hivatott megátolni. A védőfólia a tükröző egyik oldalán, később a plasztikkal találkozó felületén van (belső oldal). A hőkezelés előtt a védőfóliát megtisztítottuk és eltávolítottuk róla a szennyeződések, amelyek a sütést követően a védőfólia eltávolítása után is nyomot hagyva, csökkenthetnék a jó illeszkedést a reflektor fólia és a plasztik között.

Ezután a külső formák segítségével a belső sütőformát becsomagoltuk VM2000 fóliába (lásd 4.7. ábra), a két külső forma rászorítani hivatott a vastag reflektorfóliát a belső sütőformára. Ez a folyamat nagy precizitást igényel, ugyanis bármilyen gyűrődés, feszültség az anyagban, illetve további sérülés, a reflektor fólia fényvezetési és visszaverési hatásosságát csökkenti.

Azután, hogy a tükröző fóliát behelyeztük az alumínium sütőformába, a rendszert kívülről acél bilincsekkel rögzítettük. Amint azt a 4.8. ábra is mutatja, ezeket a bilincseket egymástól 8-8 cm távolságra helyeztük el, felváltva egyet függőleges, egyet pedig vízszintes irányú szorítóként. Ezt követően a sütőformát - benne a hőkezelendő fóliával



4.7. ábra. A VM2000 fólia a sütőformába való csomagolás megkezdésekor.



4.8. ábra. A teljes sütőforma sematikus rajza, a külső, 9 darab acél bilincessel.

- 2 órára egy 115° hőmérsékletű, nagyméretű, általunk kialakított, homogén hőeloszlású elektromos kemencébe helyeztük, ügyelve arra, hogy mind a hőeloszlás, mind a hőmérséklet értéke pontosan állandó legyen. 120 perc elteltével a sütőformát kivettük a kemencéből, és 24 órán át a formában lehűlni hagytuk, majd 1 héten át a forma nélkül pihentettük, és csak ezt követően került sor a végső csomagolásra, amikor is a reflektor fólia rákerült a szcintillátorra.

A sütés után a védőfóliát eltávolítottuk a VM2000 tükröző fóliáról. A fólia sütőformába való behelyezése során fontos tényező volt egy tiszta, pormentes szoba használata is, csökkentendő a szennyeződések fóliára kerülésének esélyét.

Amint az a későbbi vizsgálatokból, összehasonlításokból kiderült, a VM2000 fólia optikai paraméterei nem változtak az eljárás során. A reflektor film anyaga 125°C hőmérsékletig hőálló.

A tesztmérések után minden egyes, az ELENS-hez tartozó szcintillációs detektor-szálat először a hőkezelt VM2000 tükröző fóliával, ezt követően egy réteg, átlagosan $8\text{--}10\text{ }\mu\text{m}$ vastagságú alumínium fóliával és végül egy réteg fekete szigetelő szalag felhasználásával csomagoltunk be. Az előkészített szálakat ezután, a fénycsatoló közbeiktatásával, a fotoelektron-sokszorosítókhoz csatlakoztattuk, egy erre a célra kialakított ebonit foglalat és szilikon ragasztó segítségével.

4.4. Az ELENS tulajdonságainak vizsgálata

Az alábbiakban, a teljes ELENS rendszer tervezésekor, illetve elkészülte után végrehajtott, a detektor karakterizikáját meghatározó kísérlet-sorozat eredményei következnek. A mérések során megnyugtató eredményeket kaptunk, ugyanis sikerült a kitűzött célértékeket elérni.

4.4.1. A plastik szcintillátor válaszfüggvényének tanulmányozását megelőző szimulációk

Amint a detektorral kapcsolatos első cikkünkben [98] részletezésre került, a választott szcintillátor vizsgálatához a szimulációkat a GEANT4 eszköztárát felhasználva végeztük [110]. A GEANT4 segítségével a kis-energiás tartománytól egészen a 20 MeV kinetikus energiájú neutronok tartományáig vizsgáltuk a tulajdonságokat. A felhasznált G4NDL3.13 adatbázisban rugalmas- és rugalmatlan szórási, neutron befogási és hasadási hatáskeresztmetszetek adatai lettek beépítve. Mint fentebb részleteztem, a neutronok detektálása a detektoranyaggal való kölcsönhatá-

sukon alapul. A szimulációban tanulmányozott esetleges kölcsönhatások a következők lehetnek:

- rugalmas szórás a hidrogénen és a ^{12}C -en,
- rugalmatlan szórás a ^{12}C -en,
- a $^{12}\text{C}(n, \alpha)$ és a $^{12}\text{C}(n, p)$ reakciók lejátszódása.

A detektor belsejében minden kölcsönhatásban a neutron leadja a kezdeti energiájának egy részét amíg kiszabadul a detektor anyagából vagy abban befogódik. A kölcsönhatás típusától függően az energia, amit a neutron lead, fényfelvillanásokká alakul. A protonok és az α -részecskék által leadott energia az alábbi empirikus kifejezéssel számolható át elektron-ekvivalens energiára (E_{ee}):

$$E_{ee} = a_1 E_p - a_2 [1.0 - \exp(-a_3 \cdot E_p^{a_4})], \quad (4.1)$$

ahol az elektron energia (E_{ee}), valamint a proton (E_p) vagy α -energia (E_α) MeV egységekben van megadva. Az a_i , ($i=1, \dots, 4$), paraméterek értékét a Cecil és munkatársai [111] cikkéből lehet behelyettesíteni mind a protonokra, mind az α . A szénen való szóródás esetén a keletkező fény mennyisége igen kicsi, az elektron-ekvivalens energia kiszámítása az alábbi összefüggés alapján történhet:

$$E_{ee} = c \cdot E_C, \quad (4.2)$$

ahol $c = 0.02 \text{ MeV} / \text{MeV}$ [112]. Szimulációinkban kiszámítottuk az egyes neutronok esetén a neutron és a szcintillátor közötti különböző típusú szórásra és reakcióra a keletkező fény mennyiségét. Ezeket összegyűjtve meghatároztuk az egyes neutrontektálási eseményekhez tartozó összes neutron és szcintillátor közötti kölcsönhatás során keletkező fény mennyiségét.

A szimulációkat a 200 keV - 10 MeV energiatartományban végeztük. Egyszer feltettük, hogy a detektor anyaga 100%-ban szén, máskor, hogy 100%-ban hidrogén. A szimuláció bebizonyította, hogy a domináns folyamat a hidrogénen és a szénen való rugalmas szórás, valamint azt, hogy

az egyéb neutron-szén kölcsönhatások járuléka nagyon kicsi, körülbelül 1%, így a járuléka a detektálási hatásfokhoz 8 MeV alatt elhanyagolható. A 8 MeV (neutronok energiája) alatt a domináns detektálási mechanizmus a proton-neutron rugalmas szórás.

4.4.2. A detektor válaszfüggvényeinek kísérleti vizsgálata

A detektor-rendszer tesztelését, a hatásfokának és a neutron átszóródásának a kísérleti vizsgálatát a németországi Braunschweigben lévő Physikalisch-Technische Bundesanstalt (PTB) kutatóintézet gyorsító centrumában végeztük. A kísérletek helyszínéül a (24×30) m² nagyságú, 14 m belmagasságú, állandó hőmérsékleten tartott kísérleti terem szolgált. A neutronok nemkívánatos szóródását, illetve a mérések során a háttérrel csökkentendő, a helység padlózatától 5 méter magasan lévő mérőhelyre lett felállítva a detektor. A csomagolás hatását a detektor hatásfokára és egyéb paramétereire különböző kvázi-monoenergetikus neutronokkal teszteltük. A detektor-céltárgy távolság (a detektor elülső síkja és a neutronok keletkezési helye közötti távolság) ebben az esetben 5 méter volt. A detektor a bombázó nyaláb irányához képest 42.5° szögben helyezkedett el. A neutronok keltésére alkalmazott reakciókat, az ehhez szükséges proton energiákat, a céltárgyak tulajdonságait és a neutronok adott szögben meghatározott mozgási energiáját a 4.1. táblázatban foglaltam össze. A felhasznált protonnyalábot az intézet 3.5 MV Van de Graaff gyorsítója biztosította.

Négy különböző neutron-energián végeztünk méréseket, melyekben a céltárgyból kilépő neutronok mozgási energiáit az adott szögben az EnergySet program [113] segítségével határoztuk meg. Ez a program tartalmaz minden szükséges információt, a céltárgy méreteit, paramétereit, a geometriai elrendezést és a hatáskeresztmetszet adatokat illetően. A neutronok fluxusának mérésére két különböző szögben elhelyezett "long countert" használtunk.

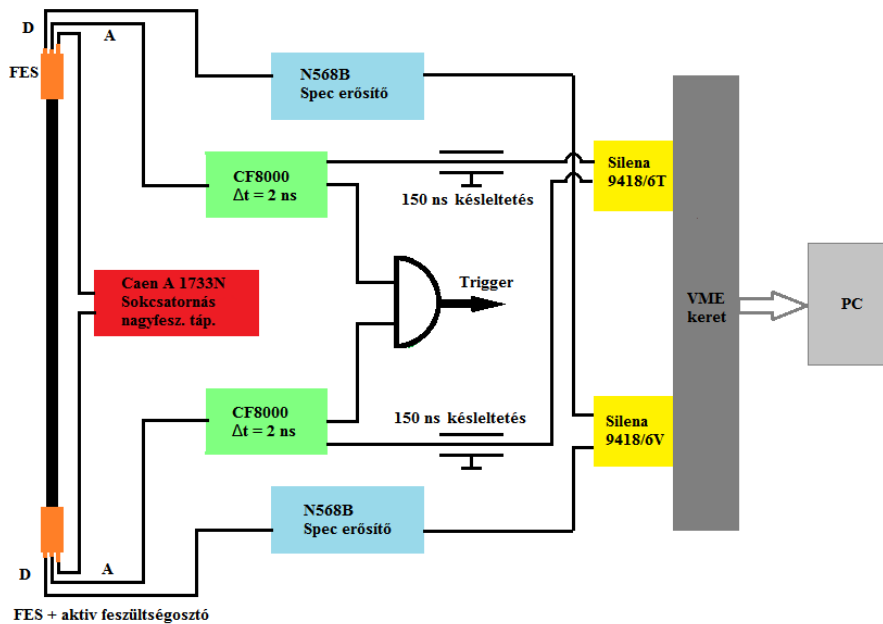
4.1. táblázat. *A kvázi-monoenergetikus neutronok létrehozásához felhasznált magreakciók adatai (PTB, Németország).*

Reakció	E_p /keV/	Céltárgy	E_n /keV/
${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$	$E_p=2.03$ MeV	LiF, Ag hátlation	240
${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$	$E_p=2.3$ MeV	LiF, Ag hátlation	471
$\text{T}(p,n){}^3\text{He}$	$E_p=2.1$ MeV	T/Ti, Ag hátlation	925
$\text{T}(p,n){}^3\text{He}$	$E_p=3.36$ MeV	T/Ti, Ag hátlation	2014

4.4.3. Az ELENS rendszerhez tartozó elektronika

A mérőrendszer elektronikájának blokk-diagramját a 4.9. ábrán láthatjuk. A nagy számlálási sebességgel történő stabil mérés lehetőségét VD122K/B típusú aktív feszültségosztók biztosították. A korábban már bemutatott, a Photonis által gyártott foto-elektronsokszorozók és egy CAEN A1733 típusú 12 csatornás tápegység biztosította a rendszer hosszútávú stabilitását. A FESEK erősítése ugyan erősen függ a tápegységek kimeneti feszültségének stabilitásától, de a CAEN A1733 kimeneti feszültségének bizonytalansága nagyon jó volt (± 0.5 V $\pm 0.3\%$) [114]. A kimeneti anód jeleket 8 csatornás, 2 ns belső késleltetésű állandó arányú időzítő diszkriminátorokba (CFD, Constant Fraction Discriminator) vezettük. A késleltetett (150 ns kábel késleltetés utáni) logikai jeleket pedig VME (Silena 9418/6T) típusú idő-digitális átalakító (TDC, Time-to-Digital Converter) bemenetére csatlakoztattuk.

Az energiajeleket a FES-hez kapcsolt aktív feszültségosztók utolsó dinódájáról vettük, majd lelassítottuk, hogy a lecsengési időállandó 2,5 μs legyen. Ezt követően CAEN N568B 16 csatornás spektroszkópiai erősítőbe vezettük azokat. A felerősített jeleket 32 csatornás VME (Silena 9418/6V) típusú analóg-digitális jelátalakító (ADC, Analog Digital Converter) digitalizálta. A VME modulokat Wiener A32/D32 típusú VME busz-vezérlővel [115] olvastuk be. Nagyteljesítményű adatgyűjtő szoftvert [116] használtunk az adatok tárolására és a spektrumok mérés közbeni (online) ellenőrzésére. Az eseményenként tárolt adatokat



4.9. ábra. A mérésekben használt elektronika kapcsolási rajza.

a mérés után (offline módban) részletesen analizáltuk.

4.4.4. Az új csomagolási eljárás eredményének tesztelése

A repülési idő-eljárással működő szcintillációs detektorokból álló spektrométerünk detektálási hatásfoka erősen függ az összegyűjtött, és a FES felületére jutó fény mennyiségétől, valamint a FES erősítésétől, illetve az állandó arányú időzítő diszkriminátor (CFD) küszöbének beállításától. Ezek alapján nagyszerű lehetőségünk nyílt a fényvezetési és fénybegyűjtési hatásfok kísérleti tanulmányozására a neutron-detektálás hatásfokán keresztül.

Ahhoz, hogy a fent említett módon a fénybegyűjtést tanulmányoz-

zuk, a FESek erősítését a mérést megelőzően ^{60}Co forrás segítségével összehangoltuk, valamint az állandó arányú időzítő diszkriminátorok küszöbeit is egyformára állítottuk be. A mérés előtt szimulációk felhasználásával tanulmányoztuk az egyéb csomagolóanyagok esetén fellépő neutron detektálási hatások változást. Egy 1 mm vastagságú alumínium illetve teflon csomagoló réteg hatásfokot befolyásoló tényezője (neutron szórása) elhanyagolhatónak bizonyult, kevesebb mint fél százalék volt. A tesztelésben az alábbi három, különböző csomagolási eljárással becsomagolt 3-3 detektor-szálat vizsgáltuk:

- teflon szalag (+ egy réteg, 8-10 μm vastagságú alumínium fólia és egy réteg fekete szigetelő szalag),
- nem hőkezelt VM2000 reflektor fólia (+ egy réteg, 8-10 μm vastagságú alumínium fólia és egy réteg fekete szigetelő szalag),
- hőkezelt VM2000 tükröző fólia (+ egy réteg, 8-10 μm vastagságú alumínium fólia és egy réteg fekete szigetelő szalag).

A 4.2. táblázatban felsorolt adatokat, a különböző energiák esetén rendre a nem hőkezelt VM2000 fóliával mért hatásfokára normáltuk. Az adatok hibája minden esetben kevesebb mint 2% volt. Összeségében azt a következtetést vonhatjuk le a táblázat értékei alapján, hogy speciális, hőkezelt VM2000 fólia esetén a legnagyobb a fénybegyűjtési hatásfok. A teflon szalaggal csomagolt detektorok hatásfoka alacsonyabb, mint a VM2000 fólia borítással rendelkező detektoroké, viszont a hőkezelt fólia esetén 15-20 %-kal nagyobb a foto-elektronsokszorozóba jutott fény mennyisége.

4.4.5. A neutronok szcintillátorok közötti átszóródásának jellemzése

Az ELENS detektorrendszer a tervezett alkalmazása során képes kell, hogy legyen a neutronok és a plasztik szcintillátor anyaga közti elsődleges kölcsönhatás helyének pontos meghatározására, amit a detektor-szálak

4.2. táblázat. *A különböző csomagolású detektorszálak relatív neutron detektálási hatásfoka, négy különböző energiájú neutron esetén. A VM2000* jelölés a hőkezelt reflektorfóliának felel meg. Az értékek az azonos csomagolású szcintillátorok eredményeinek átlaga.*

Csomagolás	Neutron energia			
	210 keV	471 keV	925 keV	2014 keV
Teflon szalag	95%	96%	96%	98%
VM2000	100%	100%	100%	100%
VM2000*	116%	115%	118%	120%

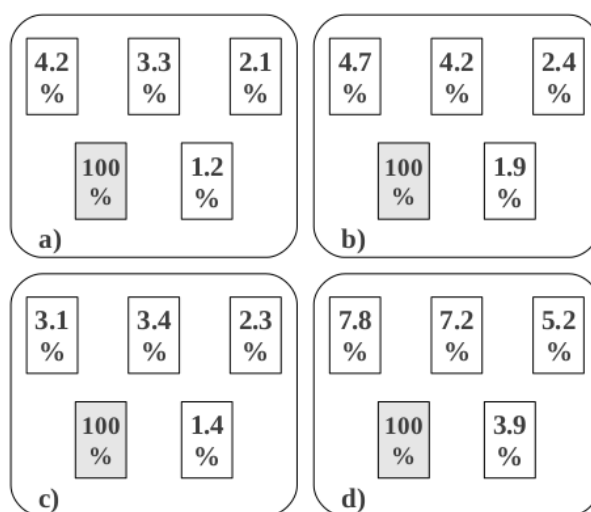
közötti átszóródás megnehezíthet. Ezen átszóródás minimalizálása jelentős kihívás volt a detektor megtervezése során.

Különböző Monte-Carlo szimulációkat végeztünk annak érdekében, hogy tanulmányozzuk a detektor-szálak közötti átszóródás jellegét. A kísérleti adatokkal való összehasonlíthatóság végett a szimulációkban 925 keV energiájú neutronokat használtunk. Majd az így kapott eredményeket összevetettük a kísérleti eredményeinkkel. Amint az a 4.10. ábra adataiból is leolvasható, jó egyezést kaptunk. Az eltérés a mért és számított adatok között 1% alatti volt.

A szimulációkat felhasználtuk a detektor-szálak közötti optimális távolság megtalálására is. Ebben az esetben a célul kitűzött szögfeloldást megőrizve igyekeztünk a detektorok közötti átszóródást alacsonyan tartani (az optimális elfogadható értéket 10 % alattinak definiáltuk). Eredményül a legalkalmasabb számított távolság 7.3-7.8 cm közötti értéknek adódott. A detektorrendszer megépítésénél később a 7.5 cm távolságot alkalmaztuk a detektorok között.

A detektor-szálak közötti és a detektor állvány és a szcintillátorok közötti átszóródás arányát – mint fentebb már írtam – kísérletileg is tanulmányoztuk. A braunschweigi PTB intézetben egy kísérletsorozatban vizsgáltuk különböző neutron energiák esetén a jelenséget. Ezekben a mérésekben a detektor-szálakat egymás mögött két síkban helyeztük

el, mint azt a 4.10. ábra szemlélteti. Az ábrán a bal alsó (a céltárgyhoz közelebbi síkban lévő) detektor lett szoftveresen kiválasztva, és amennyiben ez a detektor neutronot detektált, vizsgáltuk az ezzel koincidenzában megszólaló szomszédos szcintillátorok és az eredetileg megszólalt detektor számlálási sebességei arányát. A méréseket 471 keV, 925 keV és 2014 keV kinetikus energiájú neutronokkal végeztük el. A kapott átszóródási valószínűségeket a 4.10. ábra mutatja be.



4.10. ábra. Az ábra a) és b) táblája rendre a kísérleti valamint a szimulált átszóródási valószínűségeket mutatja be $E_n=925$ keV neutronenergia esetén, míg a c) és d) táblák a 471 keV és 2014 keV neutronenergiákon mért kísérleti adatokat ismerteti. Az értékekben 925 keV és 471 keV neutronenergia esetén a relatív hiba kevesebb, mint 5 %, illetve 2014 keV esetén kevesebb, mint 3 %.

A 925 keV kinetikus energiával rendelkező neutronok esetén nem találtunk számottevő átszóródásokat, azok rendre 5% alattiak, a legmagasabb az átszóródási arány a kiválasztott detektor mögötti két szcintillátor esetén volt. Ezt az eredményt az a) tábla mutatja. A b) tábla

a korábban említett szimuláció eredményeit ismerteti. A c) tábla a 471 keV-es energiának felel meg, ahol a legnagyobb átszóródások is csak 3 % körüliek. A nagyobb neutron energiák esetén az átszóródási valószínűség megnövekszik az eredményeink szerint. Amint azt a d) tábla mutatja, 2 MeV körüli kinetikus energiával rendelkező neutronok esetén ez az arány elérheti a 7-8 %-ot is. Ez az érték, annak ellenére, hogy a maximumnak tekintett 10 % alatt van, már nem elhanyagolható. A kiértékelések során ezzel a tényezővel számolni kell.

4.4.6. Az ELEN S hatásfoka

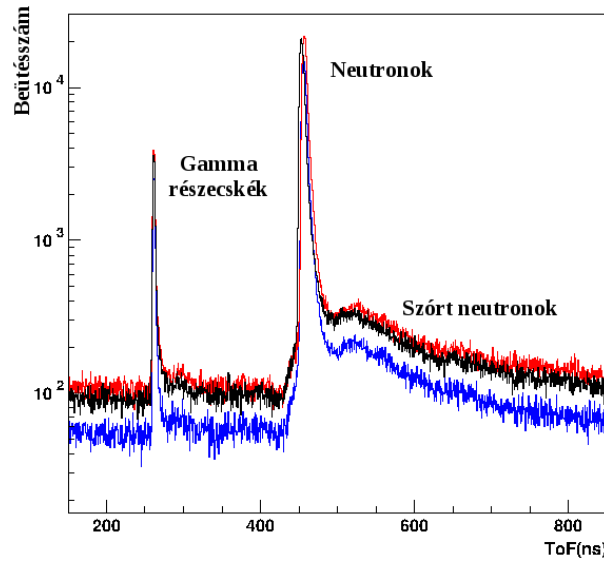
A detektor egyik legfőbb paraméterét, a hatásfokát, két különböző módon is mértük, valamint szimulációkat is végeztünk ezen tulajdonság pontosabb és behatóbb tanulmányozására. A spektrométer detektálási hatásfokát először egy ^{252}Cf hasadási forrással mértük, melynek a neutron-spektruma ismert [117], és a 0.5 MeV és 10 MeV közötti energiatartományban egy Maxwell-eloszlással írható le:

$$N(E) = E^{1/2} \cdot \exp(-E/1.565), \quad (4.3)$$

ahol az E a MeV mértékegységben megadott energia.

A neutronok mozgási energiáját repülési-idő-módszerrel határoztuk meg. Ehhez a start jelet a ^{252}Cf forrásból származó hasadási termékek szolgáltatták, melyek a forrásra szerelt vékony szcintillációs detektort szolgáltatták meg. A start detektor és az ELEN S közötti távolság 1 m volt.

Az ELEN S neutron detektálási hatásfokát a németországi PTB kutatóintézetben is vizsgáltuk. AZ ELEN S ekkor az 1-es számú geometriai elrendezésben volt, amelyet a korábbi 4.3. ábra szemléltet. Egy pulzált protonnyaláb ($f_0=5$ MHz, $\delta t \leq 1$ ns) segítségével lettek előállítva ismert időzítéssel a 4.1. táblázatban ismerttetett kvázi-monokromatikus neutronok. A protonnyaláb rádiófrekvenciás pulzálása, mint start jel segítségével itt is sikerült a repülési-idő-eljárást alkalmazni. Példaként a vizsgált 925 keV energiájú neutronok repülési-idő spektrumát a 4.11. ábra tartalmazza.



4.11. ábra. Az $E_n = 925 \text{ keV}$ neutronenergián mért repülésiüldőspektrumok 3 különböző detektor esetén. Az első két detektor (magasabb eseményszámú) spektruma esetén a szórt neutronok száma azonos, míg a harmadik detektorhoz tartozó (alacsonyabb eseményszámú) spektrum esetén látható, hogy kevesebb a szórt neutron. Ezt a különbséget a detektorok elhelyezkedése magyarázhatja, az alacsonyabb háttérű szcintillátor a detektor modul szélén helyezkedett el, ahol a közeg szóró hatása kisebb volt.

A mérésben további 2 darab, szabványos, BF_3 , kalibrált neutron számláló vett részt, mintegy referencia mérést végezve. Ezen energiától független, azonos jelet szolgáltató referencia számlálók 98° -ban és 16° -ban helyezkedtek el a protonnyaláb irányának megfelelően (az ELENS 42.5° -ban). A különböző csomagolással ellátott detektorok hatásfokát is teszteltük. Teflon szalaggal, nem hőkezelt VM2000 tükröző fóliával és hőkezelt VM2000 fóliával mért adatokat vetettünk össze, és a korábbi fejezetben bemutatott, a fénybegyűjtés adatoknak megfelelően hőkezelt

fólia bizonyult a legjobbnak. Evvel a fóliával mért adatok láthatók a 4.12. ábrán.

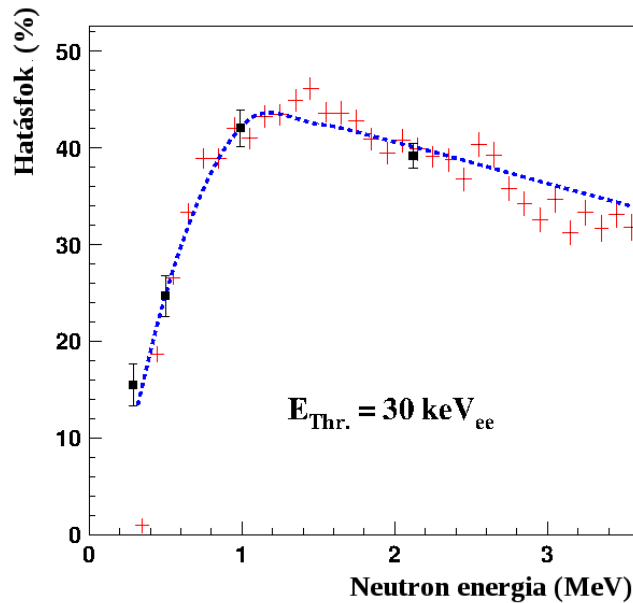
A detektor-rendszer hatásfokának tanulmányozására szimulációkat is készítettünk [98]; a GEANT4 Monte-Carló (MC) kód felhasználásával végzett modellezésben egy, a detektor-szál tengelyétől 1 méter távolságra elhelyezett pontforrással sugároztuk be a szcintillátort. Amint az a 4.12. ábrán látható, a szimulált eredményeket (kék szaggatott vonal mutatja) összevetettük a méréseiből származó hatásfok értékekkel. Az eredmények jó egyezést mutattak, a szimulált és kísérleti értékek közötti eltérések nem nagyobbak $\pm 10 - 16\%$ közötti értéknél.

Egy detektor-szál mentén is megpróbáltam feltérképezni a hatásfok változását. Erre jó lehetőséget adott a pozícióeloszlás (a két FES időkülönbségének eloszlása) tanulmányozása, a már fentebb bemutatott PTB-beli kísérleti adatok alapján. Mint az a 4.13. ábrán látható, a hatásfok megközelítőleg konstansnak mondható a detektor-szál mentén, annak változása nem haladja meg a $\pm 5 - 7\%$ közötti értéket.

4.4.7. A detektor rendszer idő- és helyfeloldása

A detektor egyik legfőbb jellemzője a hely- és időfeloldása, ugyanis ezek nagyban befolyásolják az adott, neutrontetektálási eseményhez tartozó, szórási szög meghatározásának a pontosságát. A helyfeloldást egy folytonos energiaspektrumú ^{90}Sr elektronforrás segítségével vizsgáltuk. A forrásból kilépő elektronokat egy 5 mm átmérőjű ólom kollimátor segítségével fókuszáltuk a detektor-szál felületére. Ezt követően, 10-10 cm-es lépésközökkel végighaladva a detektor-szálakon megmértük minden egyes szcintillátorhasáb helyfeloldását. A detektált esemény helyének pontos meghatározásához a FES-ek közötti időkülönbségeket használtuk fel, ezek lényegében az adott eseménynek a detektor-szál menti pozíciójával azonosak. A kiértékelés során csak a számunkra hasznos események kerültek feldolgozásra, azaz amikor mindkét FES koincidenzában szólalt meg.

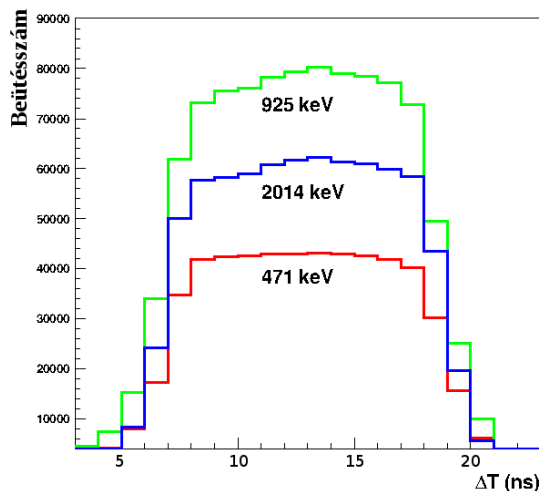
A 4.14. ábra ezen mérésekben a FES-ek közötti időkülönbséget mutatja egy detektor esetén. A forrást a szcintillátor egyik végétől a közepéig



4.12. ábra. Az ELENS hatásfoka a 0,25 MeV - 3,5 MeV tartományban, ahol a detektort tipikusan használni fogjuk. A keresztekkel jelzett pontok a ^{252}Cf forrással végzett kísérlethez tartoznak, amelyben a 30 keV_{ee} küszöb közel van az egy elektron-zajhoz (SEN), míg a fekete négyzetek a monoenergetikus neutronokkal a PTB német intézetben kapott adatokat jelölik. A szaggatott vonal a szimulált hatásfok adatoknak felel meg.

mozgatva vizsgáltunk 5 különböző pozícióban. A mérések alapján a helyfeloldások 7.2 és 8.3 cm (félértékszélességek) közöttinek adódtak, míg átlagban a 16 detektor-szála véve ez az érték 7.9 cm. Méréseinkkel meghatároztunk a detektor-szálakra egy átlagos, hatékony hosszat [118] (a tényleges érzékeny hossz). Ezen paraméter értéke (98.5 ± 0.3) cm.

Az időfeloldást is meghatároztuk valamennyi detektor-szála. Mivel az időfeloldás függ a detektálás helyétől, mi szisztematikusan a detektor-szál közepén, a fentebb bemutatott kollimált ^{90}Sr elektronforrással mért



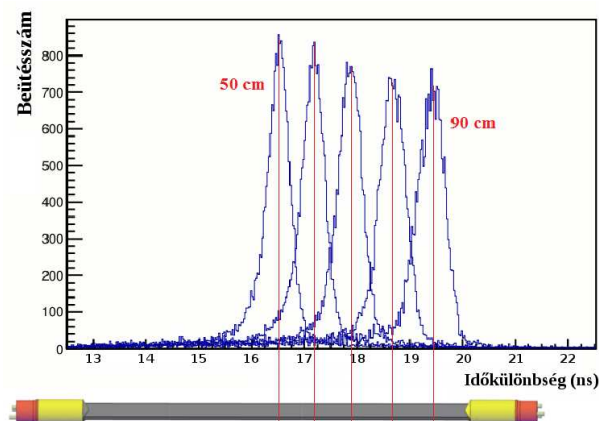
4.13. ábra. Egy detektor-szál mentén a 2 FES közötti időkülönbség eloszlás (amely arányos a relatív hatásfokkal) az időkülönbség függvényében. Az adatokat 3 különböző neutronenergián (471 keV, 925 keV és 2014 keV) mértük. A detektálási küszöböt 30 keV_{ee}-re állítottuk be minden FES-re.

értékek alapján, az időkülönbség csúcs félértékszélességét véve számoltuk ki a paraméter értékét, mint az a 4.14. ábrán fel is van tüntetve. Az időfeloldások nagysága 680 ps és 950 ps között változott a 16 szál esetén, míg a 16 érték átlaga 840 ps-ot adott.

4.4.8. Fénylecsengés a szcintillátorban

Az egyik fő jellemző, mely leírja a plasztik szcintillátor minőségi tulajdonságait, a fénylecsengés vagy fénylecsengési hossz. A fénylecsengési hossz azonos azzal a hosszal, amelyen a keletkezett fényfelvillanás fényének az erőssége az eredeti érték e-ad részére csökken. Ez a jellemző erősen függ a szcintillátor tisztaságától, méretétől és alakjától.

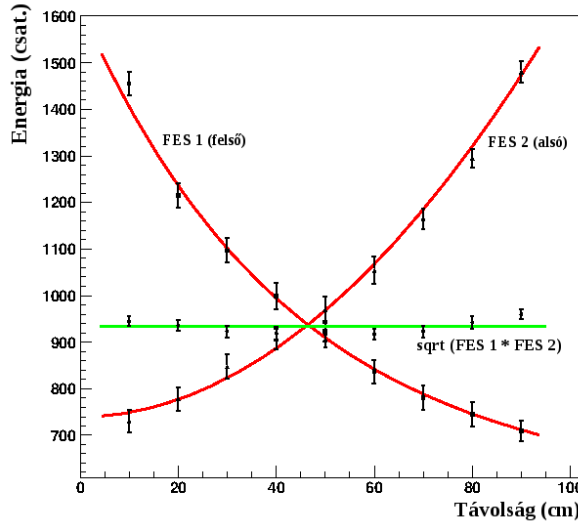
A fénylecsengési hosszat, egy ^{60}Co γ -forrással vizsgáltuk, a keltett



4.14. ábra. A foto-elektronsokszorozók közötti időkülönbségek eloszlása egyetlen detektor esetén. A kollimált ^{90}Sr elektronforrást 10 cm-es lépésközökkel mozgattuk. Az időkülönbség-csúcsok alatti területeket a detektor-szál közepén (50 cm) mért csúcs alatti területre normáltuk.

jel esetén a fotoelektronsokszorozók kimenetén kapott jel nagyságának a ^{60}Co forrás helyétől való függéséből származtattuk. Ez az eljárás, a szcintillátor felületének hatását is magában foglalja [119]. A ^{60}Co forrás esetén a spektrum Compton-élét használtuk fel a jel amplitúdó jellemzésére. A Compton-él helyét, a lejtő 70%-ánál becsültük meg. A méréseinket a detektor-szál egyik végétől haladva, a forrást 10-10 cm lépésközzel mozgatva végeztük el. A mérési eredményeket a 4.15. ábrán tüntettem fel. A mérési pontokra exponenciális görbéket illesztettünk [104, 120]. A kimért fénylecsengési hossz [119] (128.2 ± 1.7) cm. Ez azt jelenti, hogy a keletkező fény a szcintillátorban viszonylag hosszú távolságokat megtehet anélkül, hogy jelentős gyengülést szenvedne.

A detektor fénycsillapítása a speciálisan kezelt, VM2000 visszaverő fóliának köszönhetően körülbelül 50%-os. Az alkalmazott fóliának köszönhetően csökkent az aránya azon fénymennyiségnek, mely a fény útja során a szcintillátorban elvész. A speciális eljárásnak köszönhetően a kifejlesztett csomagolás növeli a fényvisszaverődések számát, így segítve,



4.15. ábra. A jelamplitúdó függése a szcintillátor – γ kölcsönhatás és a FES belépőablaka közötti távolság függvényében. A méréseket ^{60}Co forrással végeztük. Az ábrán szereplő értékek mindegyike mért érték.

hogy minél több fény eljusson a FES belépőablakáig. Ezt az a tény igazolja, hogy a fény kimért sebessége a szcintillátorban (13.3 ± 0.4) cm / ns, alacsonyabb a korábban az irodalomban közölt értéknél [121].

4.5. A ^{124}Sn neutronbőr vizsgálata

Az ELENs detektor első, kísérleti körülmények közötti alkalmazására egy, a GSI-ben (Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung, Darmstadt, Németország) végrehajtott mérésakor került sor. Az inverz kinematikában végrehajtott (p, n) töltéscserélő reakció vizsgálatának célja a ^{124}Sn neutronbőr-vastagságának abszolút, modellfüggetlen tanulmányozása volt; pontosítandó az atommag állapotegyenletében (EoS) a szimmetria energia tagot. A szimmetria energia pontos ismerete alapvetően

fontos a neutron-gazdag atommagok szerkezetének értelmezéséhez, valamint a nukleáris asztrofizikában meghatározó neutron-gazdag anyag modellezéséhez is.

Az atommagot felépítő protonok és neutronok sűrűségeloszlásának tanulmányozása nagy múltra tekint vissza, valamint napjainkban is népszerű és fontos területe mind az elméleti, mind a kísérleti magfizikának. A legtöbb atommag proton sűrűségeloszlása már elég jól ismert a rugalmas szórási kísérletekből, a hozzájuk hasonló elektromágneses kölcsönhatás tanulmányozásából megállapított töltéseloszlásoknak köszönhetően [122]. Ezzel ellentétben a neutronok sűrűségeloszlását sokkal kevesebb atommag esetén vizsgálták kísérleti úton, illetve még ezen adatok esetén is nagy azok bizonytalansága [59].

4.5.1. A (p, n) reakcióban gerjesztett óriásrezonanciák

A $p(^{124}\text{Sn}, n)$ inverz reakcióban 600 MeV/nukleon energiájú relativisztikus nehézion nyalábbal bombáztuk a 2 és 5 mm vastag, $(\text{CH}_2)_n$ polietilén és 2 mm vastagságú szén céltárgyat. A kiértékelés során így lehetőségünk nyílt a polietilén céltárgy esetén mért adatokból arányosan levonni a szén okozta háttérrel, hogy a protonokon végbemenő magreakciók eredményeit tisztán tanulmányozhassuk [123].

Adott céltárgymag (^{124}Sn) esetén a (p, n) töltéscserélő-reakciók segítségével különböző óriásrezonanciákat gerjeszthetünk a végmagban (jelen esetben a ^{124}Sb magban). Ezek között van az izobár-analóg állapot (IAS), a Gamow-Teller rezonancia (GTR), a spin-átbillenéssel járó spin-dipólus óriásrezonancia (IVSDGR), illetve az anti-analóg dipólus óriásrezonancia.

Ahogy a 2. fejezetben már bemutattam, és Osterfeld a cikkében részletezi [23], a nem spin-átbillenéssel járó töltéscserélő kölcsönhatás erőssége (τ) folytonosan csökken a bombázóenergia növekedésével, egészen megközelítőleg 200 MeV/nukleon energiáig, ahol minimuma van, majd ezt követően lassan kezd újra emelkedni. A spin-átbillenéses kölcsönhatás erőssége ($\sigma\tau$) és a nem spin-átbillenéssel járó kölcsönhatás erőssége 50 MeV/nukleon bombázóenergia esetén közel azonos. A $\sigma\tau$

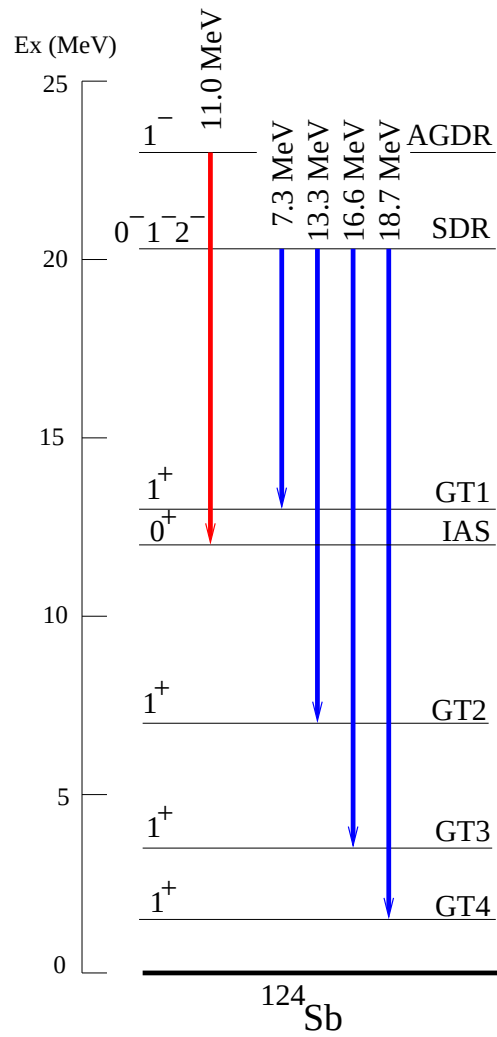
erősség egészen 300 MeV/nukleon nyaláb energiáig majdnem konstans, melyet ezután egy lassú csökkenés követ. A két erősség aránya 600 MeV/nukleon esetén 0.7 körüli, ami nem sokkal marad el az 50 MeV/nukleon bombázóenergián érvényes aránytól. Viszont a 600 MeV/nukleon bombázóenergián inverz kinematikában végrehajtott kísérletben az 50 MeV/nukleon esetén alkalmazott céltárgyaknál akár 40 szer vastagabb céltárgyak is használhatók, anélkül, hogy azzal rontanánk az energiafeloldást, így a reakciótermékek hozama növelhető.

Az AGDR rezonancia a végmagban γ -átmenettel az IAS-re bomlik, ezen γ -elágazási arányt hasonlóan várjuk a GDR és az alapállapot közötti átmenet elágazási arányával a céltárgymagban. Ez az arány meghatározható a GDR paramétereiből [124]; az elágazási arány a ^{124}Sn esetén 1%. Ezzel szemben, az IVSGDR elektromágneses legerjesztődés tulajdonságainak vizsgálata során Szuzuki [125] és munkatársai, valamint Rodin és Dieperink [126] megállapították, hogy annak a GTR-re való γ -bomlási elágazási aránya nagyságrendekkel kisebb, 10^{-4} körüli. Ez azt jelenti, hogy ha méréseinkben megköveteljük a γ -neutron koincidenciát, akkor a spektrumban az IVSGDR hozadéka 100-szor kevesebb lehet. A reakcióban gerjesztődő óriásrezonanciák γ -bomlási sémáját a 4.16. ábra mutatja be.

4.5.2. A mérés során használt detektorok és berendezések

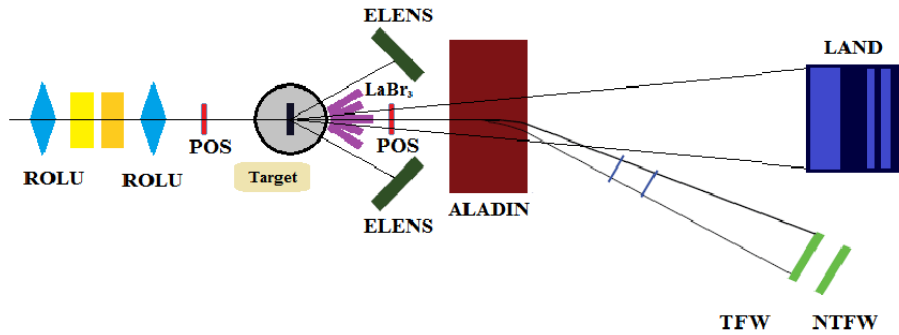
A kísérletben a legfontosabb szerepet az ELENS neutrontetektor és a hat darab, nagy térfogatú, egyenként $(3.5'' \times 8'')$ -es LaBr_3 γ -detektorok játszották. A mérés vázlatos kísérleti elrendezése a 4.17. ábrán látható. A bemutatott neutrontetektoron és a γ -detektorokon kívül az R³B kollaboráció LAND csoportjának legfontosabb detektorait és eszközeit is felhasználtuk:

- **POS:** a felhasznált 2 darab POS detektor egyenként négy darab, a nyaláb négy oldalán elhelyezett, 200 μm vastagságú és $5 \times 5 \text{ cm}^2$ keresztmetszetű plasztik szcintillátorból és a hozzájuk csatolt



4.16. ábra. Az AGDR és az IVSGDR elektromágneses bomlási tulajdonságai a ^{124}Sb végmag esetén.

gyors fotoelektron-sokszorozókból áll. Ezen két detektor időjeléből képzett jel adta a repülésiidő-mérésben az időmérés start jelét.



4.17. ábra. A $p(^{124}\text{Sn}, n)$ inverz reakciós kísérletben résztvevő detektorok és berendezések.

- **ROLU:** ebből a detektorból is két darab volt, a ROLU (német nevén a Rechts, Oben, Links, Unten (jobb, fent, bal, lent)) detektort is a nyalábsatorna két-két szemközti oldalán elhelyezett pasztik szcintillátor alkotja. Ebben az esetben is minden szcintillátorhoz egy FES-t csatoltak. A 4 pasztik egy-egy kis motor segítségével tízed milliméter pontossággal mozgatható, ki-be tolható a nyalábra merőlegesen. Ez a detektor, a nyalábvezetésen és nyalábpozicionáláson kívül, mintegy a vétő detektor szerepét is betölti. Azon atommagok, melyek megszólaltatják, értelemszerűen már nem fontosak a reakció szempontjából.
- **ALADIN:** az ALADIN (A Large Acceptance Dipole magNet) mágnes a nyalábszerű részecskék eltérítését biztosítja a céltárgyban lejátszódó reakció után. A töltött részek, fragmentumok, ebben a mágneses térben eltérülnek fajlagos töltésüknek megfelelően, így vízszintes irányban eltérő helyen lépnek ki a mágnes teréből. Ez az eltérülés a GFI detektorokkal mérhető.
- **GFI:** ez a detektor egy sokszálas pasztik szcintillációs detektor, mely közel 500 darab keskeny, hosszú $1 \times 500 \times 1 \text{ mm}^3$ pasztik szálból áll, amelyek egymáshoz közel és párhuzamosan vannak elhelyezve függőlegesen. Az ALADIN mágneséből kilépő részecskék

detektálásával azok eltérülésének mértékét lehet meghatározni.

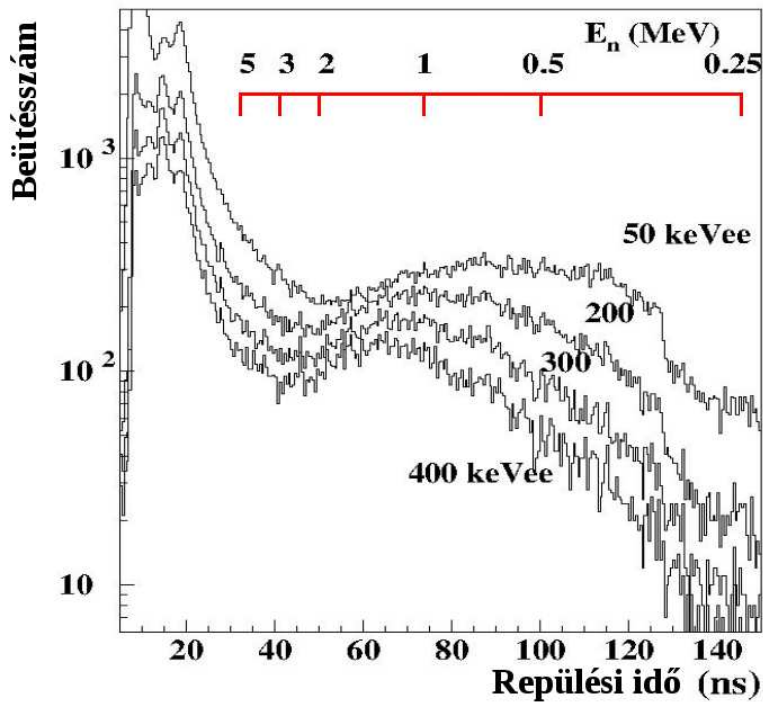
- **LAND:** a neutronok nem térülnek el az ALADIN mágneses terében, így egyenesen keresztülrepülnek rajta. A LAND (Large Area Neutron Detector) a legtávolabb álló és az egyetlen detektor, mely a nyaláb tengelyében helyezkedik el. A detektor 10 párhuzamos síkból épül fel, ezek egyenként 20-20 detektor-szálat tartalmaznak, melyek $10 \times 10 \times 200 \text{ cm}^3$ nagyságúak. A detektor-szálak között 5 mm vastagságú vas lapok biztosítják a detektálás hatásfokának növelését a kiváltott hadronzáporral. A detektor hatásfoka a 200-300 MeV-es neutronokra is közel 85%.
- **TFW és NTFW:** ezekkel a detektorokkal a nehéz reakciótermékek és a töltött nyalábszerű részek, nehéz fragmentumok vizsgálata lehetséges. A detektorok szintén mérik a mágneses tér hatására történő eltérés mértékét, az energiaveszteséget és repülésiidő-módszerrel a kinetikus energiát. Így lehetőséget adnak, többek között, a töltéscsere-reakciók esetén a nyaláb részecskék és a reakciótermékek $Z / Z+1$ rendszám szerinti szétválasztására. Ezek a nagy, úgynevezett repülésiidő-falak, 32 és 16 szcintillátor-szálból állnak a hozzájuk kapcsolt FES-ekkel.

Ezeknek a fenti detektoroknak a fő szerepe a már korábban említett szén céltárgyon bekövetkező reakciók által okozott háttér eltávolításában van. Míg a mostani kiértékelésben azzal, hogy ezt a háttérét egyszerűen levonjuk, jelentős hibát viszünk be az eredménybe, addig ezen detektorokkal megoldott részecske-azonosítás segítségével, a háttér eltávolítása egyszerű kapuzással megoldható, csökkentve a kapott eredményeink bizonytalanságát. Adataink feldolgozásának ezen része még folyamatban van.

Az ELENS, a céltárgytól 1 m távolságban, $65^\circ < \theta_{lab} < 75^\circ$ laborszög tartományban volt elhelyezve, az előző fejezetben bemutatott második típusú geometriai elrendezésben, azaz három darab 5 – 5 detektor-szálból álló modul vette körül a nyalábszórót. Ez az elrendezés látható az előzőleg már bemutatott 4.5. ábráján. Az ELENS detektálta a reakciótermékek közül a kisenergiás (0.5 – 5 MeV közötti) neutronokat, koin-

cidenciában az AGDR legerjesztődésekor kilépő γ -sugárzással, melyeket a nyalábszatorna körül 24° -os szögben, 31 cm távolságban elhelyezett LaBr_3 detektorok mértek. Ezek a szcintillátorok nagyon jó energia- és időfeloldással rendelkeznek [127].

Az ELENs detektorrendszer által rögzített, és a 4.18. ábrán látható repülési-idő-spektrum mutatja a detektor fejlesztés és építés sikerességét. Az ábráról megállapíthatjuk, hogy a detektálási küszöbnek valóban jelentős szerepe van a kisenergiás neutronok észlelésében.



4.18. ábra. Az ELENs detektorral rögzített repülési-idő-spektrum. A fenti eltolt tengelyen a neutronok kinetikus energiája van felskálázva. A detektálási küszöb csökkentésével jelentősen nő a kisenergiás neutronok beütésszáma.

Az ELENIS detektor alkalmazhatóságát mutatja, hogy a fentebb leírt kísérleten túl a detektor részt vett már egy másik, a a GSI kutatóintézetben az ESR (Experimental Storage Ring) gyűrű használatával végrehajtott kísérletben is [128]. Összességében elmondható, hogy a detektor széles körben (lesz) alkalmazható a kisenergiás neutronok detektálására.

4.6. A LaBr_3 detektorok hatásfoka

A LaBr_3 detektorok tulajdonságait, kiváltképpen a kísérlet kiértékelésében fontos szerepet játszó energiaspektrumának linearitását és detektálási hatásfokát közvetlenül a GSI-beli kísérlet után határoztuk meg az MTA Atomki Mag- és asztrofizikai Laboratóriumában. A kísérletet a milánói INFN (Istituto Nazionale di Fisica Nucleare) kutatóintézet munkatársaival együttműködve végeztük el [129]. A mérésünket követően meghatároztam a relatív teljes detektálási hatásfokot, amit a fejezet későbbi részében tárgyalok.

A relatív teljes detektálási hatásfok meghatározása során a körülmények, a detektorok erősítése, a FES-ekre kapcsolt feszültség értéke, stb. megegyeztek a GSI-beli kísérletben használt értékekkel. A méréseket két különböző beállításnál végeztük el, egyik esetben a detektorok előtt egy 5 mm ólom, egy 3 mm vastag réz és egy 10 mm-es alumínium abszorbens volt. A méréseket az abszorbensek nélkül is elvégeztük.

A kísérleteket két csoportba sorolhatjuk: kis- és nagyenergiás mérések.

Kisenergián a teljes detektálási hatásfokot a LaBr_3 detektoroktól 25 cm távolságra elhelyezett ^{60}Co és ^{66}Ga γ -forrásokkal tanulmányoztuk. Az abszolút hatásfokot egy, a Magyar Országos Mérésügyi Hivatal által kalibrált ^{60}Co forrás felhasználásával határoztuk meg, melynek a kísérlet idején az aktivitása: (47.52 ± 0.47) kBq volt.

Nagyenergián már nem volt lehetőségünk γ -források használatára, így egy másik módszert választottunk, (p, γ) reakciókban keletkező γ -sugárzást alkalmaztunk [130]. A 4.3. táblázat foglalja össze a végrehajtott magreakciókat, az ezekhez tartozó rezonanciák energiáját és az ezekben keletkező γ -fotonok energiáit. Ahhoz, hogy pontosan megtudjuk

4.3. táblázat. *A LaBr_3 detektorok hatásfok hitelesítéséhez felhasznált reakciók típusai, az előállításukhoz felhasznált protonenergia-rezonancia helye és a keletkező γ -k energiája.*

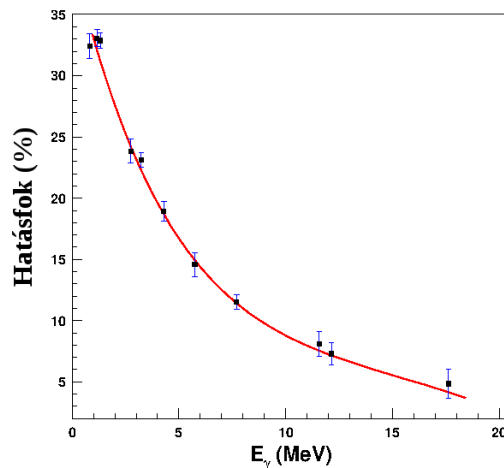
Reakció	$E_p, \text{ rez. /keV/}$	$E_\gamma \text{ /keV/}$
$^{39}\text{K}(\text{p}, \gamma)^{40}\text{Ca}$	1346.6	3904.4; 5736.5
$^{23}\text{Na}(\text{p}, \gamma)^{24}\text{Mg}$	1318.1	1368.6; 11584.8
$^{27}\text{Al}(\text{p}, \gamma)^{28}\text{Si}$	767.2	2838.7; 7706.5
$^{23}\text{Na}(\text{p}, \gamma)^{24}\text{Mg}$	1416.9	2754.0; 8925.2
$^7\text{Li}(\text{p}, \gamma)^8\text{Be}$	441	17619
$^{11}\text{B}(\text{p}, \gamma)^{12}\text{C}$	675	4438; 12137.1
$^{11}\text{B}(\text{p}, \gamma)^{12}\text{C}$	7250	22600

határozni a hatásfokot a nagyenergiák esetén, egy korábban már az irodalomban ismert eljárást használtunk, a "pont-pár" módszert [131].

Ehhez a módszerhez két, az irodalomból ismert intenzitásarányú, kaszkádszerű γ -átmenetre van szükség. Az egyik átmenetből egy kisenergiás, míg a másikkól egy nagyenergiás γ -fotonnak kell származnia. A nagyenergiás γ -kra a detektor hatásfoka úgy kapható meg, hogy a kisenergiás (1.4 MeV körüli) csúcsához tartozó detektálási hatásfokra normalizáljuk, az intenzitásarányoknak megfelelően. A LaBr_3 spektrumaira jellemző 1.4 MeV-es csúcs a ^{138}La kristály belső aktivitásából származó γ -sugárzásnak felel meg. A már fentebb bemutatott reakciók szolgáltatták az eljáráshoz szükséges, két-két γ -sugárzást.

A nagyenergiás mérések esetén 25 cm volt a céltárgy-detektor távolság, míg a hatásfok meghatározásának a statisztikus hibája kevesebb, mint 1%. A kísérletekben felhasznált céltárgyak mindegyike vákuumpárolgatással készült, 0.1 mm vastag tantál hátlapra.

A kimért teljes detektálási hatásfok a γ -részek energiájának függvényében az 1 MeV-re érvényes 33.1%-ról egészen a 17.6 MeV-hez tartozó 4.8%-ra csökkent le. A detektor válaszfüggvényeit egészen 17.6



4.19. ábra. A $LaBr_3$ detektorok teljes detektálási hatásfoka a γ -részek energiájának függvényében. A fekete négyzetek a mért értékeket mutatják a hibáikkal együtt, míg a piros görbe a szimulációk eredményeképpen kapott hatásfoknak felel meg.

MeV-es energiáig mind kísérletileg, mind pedig szimulációk segítségével tanulmányoztuk. Annak érdekében, hogy a vizsgált AGDR gerjesztési energiatartományában is megfelelő energiahitelesítésünk legyen, a szimulációkat egészen 40 MeV-ig terjesztettük ki. Megállapítottuk, hogy a kísérletileg kimért és szimulált eredmények jó összhangban vannak egymással. A hatásfok tanulmányozásához Geant4 [110] Monte-Carlo szimulációkat is végeztünk, az azokkal kapott eredmények is szerepelnek a 4.19. ábrán. A detektor linearitása optimális volt, a γ -detektoroknál használt speciális aktív feszültségosztóknak köszönhetően. 17 MeV esetén az eltérés mindössze 0.6 %, azaz megközelítőleg 100 keV. Ez az érték 22.6 MeV esetén is csak 2-3 % közötti. Ezen tényezők mindegyikét számításba véve határoztuk meg a tanulmányozott rezonancia gerjesztési energiáját.

5. fejezet

Összefoglaló

Látható világunk anyagának nagyrésze atommagokban koncentrálódik, melyek jellemzően az erős kölcsönhatásnak köszönhetik stabilitásukat, így a természet megismeréséhez az atommagok tanulmányozása nélkülözhetetlen.

Korunk nukleáris tudománya célul tűzte ki az erősen kölcsönható anyag eredetének, fejlődésének és fázisainak megértését az atommagok és a nukleonok szintjén. Ideértve a mag állapotegyenletének (EoS) a lehető legpontosabb felírását. Ezen jellemzők fontosak az alapkutatások számára is, de jelentőségük óriási az asztrofizikai jelenségek, a korai Univerzum és a neutroncsillagok szerkezetének megértésében is, melyhez nélkülözhetetlen a neutron-gazdag anyag állapotegyenletének pontos ismerete. Míg a szimmetrikus maganyag állapotegyenletét jól ismerjük (a körülöttünk lévő stabil izotópokra vonatkozó kísérleti eredményeinknek köszönhetően), addig az aszimmetrikus maganyagra vonatkozó ismereteink pontatlanok.

Az állapotegyenlet paraméterei kapcsolatban vannak az atommagot felépítő nukleonok kollektív állapotaival, kollektív mozgásaival. Ezért nagyszerű lehetőséget biztosítanak az erős kölcsönhatás tanulmányozására a protonok és neutronok kollektív rezonanciáin keresztül. Az óriásrezonanciák kutatása elengedhetetlen az atommagok szerkezetének mélyebb megismeréséhez is.

A kollektív állapotok vizsgálatával a stabilitási sáv $N=Z$ vonalához közelítve, a munkámban szereplő kísérletünkben a $^{40-48}\text{Ca}(^3\text{He},t)^{40-48}\text{Sc}$ magreakcióban gerjesztett spin-izospin gerjesztett állapotokat vizsgáltam, kihasználva azt, hogy a Ca izotóplánc esetén az elérhető stabil izotópok neutronszámban egy jelentős, majdnem másfélszeres növekedés van. A mérések a japán RCNP-ben (Osaka) zajlottak, 420 MeV-es $^3\text{He}^{2+}$ részecskéket felhasználva, a világ legjobb energiafelbontású mágneses spektrométerével, a Grand Ridennel történtek, ami lehetővé tette a spin-dipólus óriásrezonanciák fragmentációjának megfigyelését.

- A $^{40,42,48}\text{Sc}$ gerjesztett állapotainak tanulmányozása során összesen több mint 200 új gerjesztett állapotot sikerült észlelnem. Meghatároztam az energiájukat (15–20 keV pontossággal) a <13 MeV gerjesztésienergia-tartományban. A szögeloszlás mérések alapján az $A=40, 42$ és 48 tömegszámú Sc izotópokban a szögeloszlás analízis segítségével sikerült rendre 64, 48, 19 új dipólus állapotot azonosítanom.
- Meghatároztam továbbá a $^{40,42,44,48}\text{Sc}$ magok esetén a dipólus erősség-eloszlást a teljes tanulmányozott gerjesztésienergia-tartományban, és előkészítettem összehasonlításukat a héjmodell számítások előrejelzéseivel. A dipólus erősség-eloszlás mind a négy vizsgált mag esetén egy periodikus szerkezetet mutat, aminek az elméleti értelmezése jelenleg folyamatban van. Egy lágy dipólus rezonancia jelenlétét mutattam ki a spektrumokban 8-10 MeV környékén.

Napjaink magfizikájában a magszerkezeti vizsgálatok egyértelműen a stabilitási sávától távol eső izotópok felé fordulnak. A korábbi kutatásokban már bevált (p, n) töltéscserélő reakciók nagyon hasznos eszközök lehetnek a magszerkezet tanulmányozására ebben a régióban is. A radioaktív nyalábok előállításának sajátosságai miatt ezek az egzotikus atommagok nagy kinetikus energiával keletkeznek. Ezért vizsgálatukra az inverz kinematikában végzett mérésekben van igazán lehetőség. (p, n) reakciót használva a kilépő neutronok mozgásenergiája viszonylag kicsi (0,1 - 5 MeV), a repülési távolság általában rövid, viszont az elfogadható a repülésiidő-felbontás, a jó energiafeloldás valamint a szögfeloldás

mindegyike nagyon fontos a kísérletek szempontjából. Összességében a lassú neutronok jó hatásfokkal való detektálása, és ezzel párhuzamosan az energiájuk és szögeloszlásuk pontos meghatározása, speciális spektrométerek tervezését és alkalmazását igényli.

Mind hazánkban, mind külföldön a kutatók jelentős erőfeszítéseket tesznek ezen ismeretek megszerzésének érdekében. A Magyar Tudományos Akadémia Atommagkutató Intézetének Kísérleti Magfizikai Osztályán ezekbe a kutatási és a hozzá kapcsolódó fejlesztési munkákba kapcsolódtam be doktorandusz hallgatóként. Így, a következő fejlesztéseket végeztük:

- Jelentős közreműködéssel megterveztük és megépítettük az Európai Kisenergiás Neutron Spektrométert (ELENs, European Low-Energy Neutron Spectrometer) az egzotikus atommagok vizsgálatára. A rendszer 16 db különálló, $10 \times 45 \times 1000 \text{ mm}^3$ plastik szcintillációs detektor-szálból épül fel. A változtatható geometriai elrendezést három modul teszi lehetővé, teljes szabadságot biztosítva a méréseknek legjobban megfelelő elrendezésre.
- Egy új csomagolási eljárást dolgoztam ki. A detektor-szalakat egy magas reflexiós együtthatóval rendelkező, többrétegű fóliába csomagoltam be, melyet ezt megelőzően, az irodalomban egyedülálló módon, speciálisan hőkezelttem, hogy a detektorokra tökéletesen rásimuljanak és így biztosítsák a jó fénybegyűjtést. Az új csomagolásnak köszönhetően kb. 20%-os fénybegyűjtési hatásfok-növekedést értem el, illetve jelentősen csökkent a fénylecsengés a detektor-szalakban az új eljárásnak köszönhetően.

Az ELENs neutron detektor tulajdonságait a németországi PTB-ben (Braunschweig) és GSI-ben (Darmstadt), illetve a Atomki-ben több tesztmérésben vizsgáltuk. A kísérletek eredményei a következők:

- A detektor-szalak közötti átszóródásra 5 – 10% alatti értéket kaptam, mely jól egyezik a szimulációinkkal nyert értékekkel. A kísérleti adatok alapján a helyfeloldást 7.2 – 8.3 cm közötti, az időfeloldást pedig 680 – 950 ps közötti értéknek találtam. Ezek 1

m-es detektor-céltárgy távolság esetén a célul kitűzött 1° közeli szögfeloldást biztosítani tudják, mely az 1 MeV körüli gerjesztési energia-feloldáshoz szükséges.

- A detektor hatásfok hitelesítését 0.2 - 5 MeV-es tartományban végeztem el, a kapott eredményeim egyezést mutatnak a szimulált értékeinkkel. Az ELENs detektor az 1 MeV-es kinetikus energiával rendelkező neutronokat közel 40%-os hatásfokkal tudja detektálni.

A válaszfüggvényei és tulajdonságai alapján az ELENs spektrométer alkalmas a neutronok detektálásával új, pontos információt adni a gerjesztési energiáról a különböző óriásrezonanciák esetén. Az ELENs detektor első, kísérleti körülmények közötti alkalmazására egy, a GSI kutatóintézetben végzett mérésünk alkalmával került sor. A vizsgálatunk célja a ^{124}Sn neutronbőr vastagságának abszolút, modellfüggetlen tanulmányozása volt; pontosítandó az atommag állapotegyenletében (EoS), a szimmetriaenergia-tagot. A $p(^{124}\text{Sn}, n)$ inverz reakcióban 600 MeV/nukleon energiájú relativisztikus nehézion nyalábbal volt bombázva a 2 és 5 mm vastag, $(\text{CH}_2)_n$ polietilén és 2 mm vastagságú szén céltárgy. Az ELENs detektálta a reakciótermékek közül a kis-energiás (0.5 – 5 MeV közötti) neutronokat, koincidenciában az AGDR legerjesztődésekor kilépő γ -részekkel.

A méréshez kapcsolódóan, közvetlenül a németországi mérés után Debrecenben, az Atomkiban meghatároztuk a kísérletben felhasznált LaBr3 detektorok teljes detektálási hatásfokát. A kísérlet eredménye:

- A kimért teljes detektálási hatásfok a γ -részek energiájának függvényében az 1 MeV-re érvényes 33.1%-ról egészen a 17.6 MeV-hez tartozó 4.8%-ra csökken le.

6. fejezet

Summary

The largest part of the visible matter of our world is concentrated in atomic nuclei, that typically owing their stability to the strong interaction. Thus, to understand the nature is essential to study the nature of the nuclei.

Nowadays, the main goal of nuclear science is to investigate the origin, evolution and phases of strongly interacting matter on the nuclear and hadronic levels, including, the description of the equations of states (EoS) of the nucleus as accurate as possible. These properties are important in the research and also have big importance in astrophysical phenomena, the early universe and for the understanding of the structure of neutron stars, for which is essential the precise knowledge of the equation of states of the neutron-rich matter. While the equation of state of the symmetric nuclear matter is well-known, (because of the experimental results about stable isotopes around us), our knowledge about asymmetric nuclear matter is very scarce.

The study of collective states, approaching the line $N=Z$ of the valley of stability, the last experiment in my work the microscopic structure of the isovector spin-dipole resonance (IVSGDR) has been investigated at $E(^3\text{He})=420$ MeV in the $^{40,42}\text{Ca}(^3\text{He},t)^{40,42}\text{Sc}$ reaction. By performing the dispersion matching techniques to the magnetic spectrometer system an energy resolution of 15-20 keV was obtained. The measured angu-

lar distributions forward scattering angles allowed the extraction of the dipole strength. The results of my work are as follows:

- Due to the excellent energy resolution of around 15 keV, the spectra contains highly detailed information, which allowed the identification of many individual levels up to about 13 MeV excitation energy. With the study of the excited states in the $^{40,42,48}\text{Sc}$, I got more than 200 newly identified excited states. I determined the angular distributions for all newly observed peaks. By using the angular-distribution analysis, I obtained the spin and parity values of the newly identified states, hence I found 81, 77 and 35 new dipole states.
- Furthermore, I determined the dipole strengths distributions for the $^{40,42,44,48}\text{Sc}$ nuclei in the whole investigated excitation energy range. The dipole strengths distribution for all considered four isotopes shows a periodic structure, with period of $\hbar\omega=1.8$ MeV. The theoretical interpretation is in progress.

Parameters of the equation of states (EoS) are closely related to the results of the study of collective states and collective motions of nucleons, that build up the nucleus. Therefore, they provide opportunity to study the parameters of the EoS via collective resonances of protons and neutrons. The investigation of giant resonances is important also to gain deeper understanding of the structure and collective behavior of nuclei. Researchers in Hungary and abroad make significant efforts to get such information. I joined this research and the corresponding developments, as a PhD student at the Institute for Nuclear Research, Hungarian Academy of Sciences (MTA-Atomki), Section of Experimental Nuclear Physics.

Nuclear-structure studies are clearly shifting toward the isotopes that are far from the valley of stability. In earlier nuclear-physics studies, the nuclear reactions induced by light charged particles turned out to be very useful for studying nuclear structure. Nowadays, such reactions are used in inverse kinematics for studying exotic nuclei.

Using inverse kinematics, the kinetic energy of the emitted neutrons is relatively small (0.1 - 5 MeV), and with a short flight path, it is possible to obtain an acceptable time of flight (ToF) and energy resolution. The detection of slow neutrons with good efficiency, and the measurement of their energy and angular distribution, requires specially designed spectrometers. Hence we did the following developments:

- We designed and built European Low- Energy Neutron Spectrometer system (ELENs) for the investigation of exotic nuclei. The ELENs array consists of 16 single, $10 \times 45 \times 1000 \text{ mm}^3$, plastic scintillator bars, each of which has a photomultiplier tube (PMT) mounted on each end. A variable geometry was developed for ELENs. The 16 detector bars are arranged in modules; depending on the geometric arrangements, these modules can contain 5 or 11 scintillator bars.
- The number of photons generated in the neutron detection process in the scintillator is rather small (in the order of few tens) so, the loss of photons must be minimized. For this purpose I developed and applied a novel wrapping technology for the plastic bars. I used heat treated VM2000 multilayer reflector foil for wrapping the scintillators. In order to ensure a proper fitting of the reflective wrapping foils to the scintillator bars, the foils were formed by special heat treatment prior to the actual wrapping process. A special "baking set" was constructed and a heating and cooling cycle was carried out, while the foil was placed into the form. We have concluded that using the special treated foil, we can achieve an increase of about 20% in relative neutron detection efficiency.

The properties of the ELENs detector were studied in Germany at PTB (Braunschweig) and GSI (Darmstadt) research institutes and at MTA-Atomki. The results of the test experiment are the following:

- I measured, insignificant cross-scattering probabilities (5 – 10 %) between the detector bars for the scattered neutrons, these results are in good agreement with the simulated results. I obtained an

angular resolution of 1° , a time resolution of $680 - 950$ ps and a position resolution of $7.2 - 8.3$ cm for the spectrometer. The light attenuation of the detector material is approximately 50% along the whole length of the detector bar.

- I studied the efficiency of ELENS in the $0.2 - 5$ MeV neutron energy region. The spectrometer is capable of measuring low-energy neutrons with relatively high light yield (compared to the light yield for γ -rays) and high efficiency; the latter is approximately 40% for neutrons with a kinetic energy of 1 MeV.

Based on the responses and the properties demonstrated by the ELENS system I confirmed, that it will be well suited for new inverse-kinematics experiments with exotic beams. Recently, an experiment has been performed at the GSI in Darmstadt in which the ELENS was used, for the first time, to study the absolute, model-independent neutron-skin thickness of the ^{124}Sn isotope. We have used (p, n) reaction in inverse kinematics, with 600 MeV/nucleon relativistic heavy-ion beams and 2-5 mm thick $(\text{CH}_2)_n$ and 2 mm thick C targets to study the dipole strength distribution in ^{124}Sn . The neutrons were measured in coincidence with γ -rays coming from the deexcitation of the AGDR by using six large $3.5'' \times 8''$ LaBr_3 spectrometers. We also used the most important detectors of the R³B collaborations.

After the experiment, the relative full energy peak efficiency of the large LaBr_3 detectors was measured at MTA-Atomki using different radioactive sources and γ -rays produced by (p, γ) reactions.

- I determined the relative full energy peak efficiency of the detectors, which decreases with the γ -ray energy from 33.1% for 1 MeV to 4.8% for 17.6 MeV. The measured efficiencies were also compared with the calculated ones obtained by a Geant4 Monte-Carlo simulation, the results are in good agreement.

7. fejezet

Köszönetnyilvánítás

Egy doktori disszertáció nemcsak az abban szereplő néhány dolgozatot, eredményt jelenti, hanem az odáig vezető teljes tanulmányi életpálya egy összegzését. Azért, hogy ez a dolgozat elkészülhetett sokaknak tartozom hálás köszönettel, többek között az MTA Atomki Kísérleti Magfizikai Osztálya minden munkatársának, akik doktori tanulmányaim során segítségemre voltak.

Elsősorban köszönet illeti témavezetőmet és tanáromat, Prof. Dr. Krasznahorkay Attilát, címzetes egyetemi tanárt, az MTA Atommagkutató Intézet főosztályvezetőjét, a munkám során nyújtott nagyszerű ötleteiért és folytonos tanácsaiért, valamint útmutatásaiért a dolgozat elkészítésekor. Széles tudása és lényegretörő biztató szavai segítettek mindig a megfelelő irányban haladni. Hálásan köszönöm neki a sok türelmet, a jóindulatot, mellyel, a néha sokadszor is feltett kérdéseimre is részletesen és precízen válaszolt. Segített az eredményeim értelmezésében, megfogalmazásában és publikálásában, az évek során megszerzett gyakorlati tudásom legnagyobb részét is neki köszönhetem.

Külön köszönet illeti meg Dr. Véghné Dr. Csatlós Margitot és Dr. Gulyás Jánost, a tanulmányaim alatti kitartó segítségükért. Hálás köszönettel tartozom a sok magyarázásért, jótanácsokért. Hasznos támogatásuk nélkül a dolgozatom nem jöhetett volna létre. Megköszönném Dr. Timár Jánosnak és Dr. Algora Alejandrónak a mérések elvégzésében

és a publikációk szerkesztésében nyújtott segítségüket.

Nem utolsó sorban pedig köszönöm szeretteimnek. Édesanyámnak, Kocsis Erzsébetnek és édesapámnak, Stuhl Lászlónak, azt, hogy sokszor nehézségek árán is, önzetlen támogatásukkal biztatást nyújtottak. Megteremtették az anyagi és erkölcsi alapot tanulmányaim elvégzéséhez, ráébresztettek a tudás és tanulás értékeire. Valamint őszintén köszönöm nővéremnek, Dr. Stuhl Izabellának, aki mindig előttem haladva jótanácsaival és gondoskodásával, példájával és nem utolsó sorban végtelen segítségével és türelmével támogatott, hogy eljussak idáig. Köszönetet mondok menyasszonyomnak, Zeren Korkulunak, aki munkámban és a dolgozat megírásában biztos szerető háttérrel nyújtva messzemenően támogatott.

A kutatást a TÁMOP 4.2.4.A/2-11-1-2012-0001 azonosító számú Nemzeti Kiválóság Program által nyújtott személyi támogatással valósult meg. A munka az Európai Unió támogatásával, az Európai Szociális Alap társfinanszírozásával valósult meg. Dolgozatom és munkám során felhasznált és alkalmazott berendezések nagy részét az OTKA (K 106035) támogatta.

8. fejezet

Publikációs jegyzék

A dolgozat alapjául szolgáló publikációk:

P1 L. Stuhl, A. Krasznahorkay, M. Csatlós, A. Algora, J. Gulyás, G. Kalinka, J. Timár, N. Kalantar-Nayestanaki, C. Rigollet, S. Bagchi, M.A. Najafi,

A neutron spectrometer for studying giant resonances with (p, n) reactions in inverse kinematics,

Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 736 (2014), 1–9

P2 A. Giaz, L. Pellegrì, S. Riboldi, F. Camera, N. Blasi, C. Boiano, A. Bracco, S. Brambilla, S. Ceruti, S. Coelli, F.C.L. Crespi, M. Csatlós, A. Krasznahorkay, J. Gulyás, S. Lodetti, S. Frega, B. Million, A. Owens, F. Quarati, L. Stuhl, O. Wieland,

Characterization of large volume $(3.5'' \times 8'')$ $LaBr_3:Ce$ detectors,

Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 729 (2013), 910–921

P3 A. Krasznahorkay, M. Csatlós, **L. Stuhl**, A. Algora, J. Gulyás, J. Timár, N. Paar, D. Vretenar, M.N. Harakeh,
A new method for measuring neutron-skin thickness in rare isotope beams,
 Acta Physica Polonica B, 44 (2013), 559–562

P4 **L. Stuhl**, A. Krasznahorkay, M. Csatlós, T. Marketin, E. Litvinova, T. Adachi, A. Algora, J. Daeven, E. Estevez, H. Fujita, Y. Fujita, C. Guess, J. Gulyás, K. Hatanaka, K. Hirota, H.J. Ong, D. Ishikawa, H. Matsubara, R. Meharchand, F. Molina, H. Okamura, G. Perdikakis, B. Rubio, C. Scholl, T. Suzuki, G. Susoy, A. Tamii, J. Thies, R. Zegers, J. Zenihiro,
Soft spin-dipole resonances in ^{40}Ca ,
 Journal of Physics - Conference Series, 381 (2012), 012096

P5 A. Krasznahorkay, **L. Stuhl**, M. Csatlós, A. Algora, J. Gulyás, J. Timár, N. Paar, D. Vretenar, M.N. Harakeh, K. Boretzky, M. Heil, Yu.A. Litvinov, D. Rossi, C. Scheidenberger, H. Simon, H. Weick, A. Bracco, S. Brambilla, N. Blasi, F. Camera, A. Giaz, B. Million, L. Pellegrini, S. Riboldi, O. Wieland, S. Altstadt, M. Fonesca, J. Glorius, K. Göbel, T. Heftrich, A. Koloczek, S. Kräckmann, C. Langer, R. Plag, M. Pohl, G. Rastrepina, R. Reifarth, S. Schmidt, K. Sonnabend, M. Weigand, N. Kalantar-Nayestanaki, C. Rigollet, S. Bagchi, M.A. Najafi, T. Aumann, L. Atar, M. Heine, M. Holl, A. Movsesyan, P. Schrock, V. Volkov, F. Wamers, E. Fiori, B. Löher, J. Marganec, D. Savran, H.T. Johansson, P. Diaz Fernández, U. Garg, D.L. Balabanski,
Neutron-skin thickness from the study of the anti-analog giant dipole resonance,
 Nuclear structure and dynamics 2012, Melville: American Institute of Physics, AIP conference proceedings, 1491 (2012), 190–197

P6 **L. Stuhl**, A. Krasznahorkay, M. Csatlós, T. Adachi, A. Algora, J. Daeven, E. Estevez, H. Fujita, Y. Fujita, C. Guess, J. Gulyás, K. Hatanaka, K. Hirota, H.J. Ong, D. Ishikawa, H. Matsubara, R. Meharchand, F. Molina, H. Okamura, G. Perdikakis, B. Rubio, C. Scholl, T. Suzuki, G. Susoy, A. Tamii, J. Thies, R. Zegers, J. Zenihiro,

High resolution study of the relative dipole strength distribution in Sc isotopes,

Acta Physica Polonica B, 42 (2011), 667–670

P7 C. Langer, A. Algora, A. Couture, M. Csatlós, J. Gulyás, M. Heil, A. Krasznahorkay, J.M. Odonell, R. Plag, R. Reifarth, **L. Stuhl**, K. Sonnabend, T. Tornyai, F. Tovesson,

Simulations and developments of the Low Energy Neutron detector Array LENA,

Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, 659 (2011), 411–418

P8 L. Stuhl, A. Krasznahorkay, M. Csatlós, A. Algora, J. Gulyás, G. Kalinka, Zs.I. Kertész, J. Timár,

A newly developed wrapping method for scintillator detectors,

Journal of Physics - Conference Series, közlésre elfogadva

Egyébb közlemények:

P9 A. Krasznahorkay, M. Csatlós, L. Csige, T.K. Eriksen, F. Giacoppo, A. Görgen, T.W. Hagen, M.N. Harakeh, R. Julin, P. Koehler, N. Paar, S. Siem, **L. Stuhl**, T. Tornyai, and D. Vretenar,

Neutron-skin thickness of ^{208}Pb from the study of the anti-analog giant dipole resonance,

Nuclear Theory, 32 (2013), 12–21

eds. A.I. Georgieva, N. Minkov, Heron Press, Sofia

P10 A. Krasznahorkay, J. Gulyás, M. Csatlós, A.Cs. Vitéz, T.G. Tornyai, **L. Stuhl**, L. Csige, Z. Gácsi, A. Krasznahorkay Jr., M. Hunyadi, T.J. Ketel,

Searching for a light neutral axial-vector boson in isoscalar nuclear transitions,

Dark Forces at Accelerators. DARK 2012, Frascati (Rome) Italy, Laboratory Nazionali di Frascati, INFN, 16–19 Oct., 2012. Proceedings Frascati Physics Series, 56 1 (2013), 86–97

P11 L. Stuhl, A. Krasznahorkay, M. Csatlós, T. Adachi, H. Fujita, Y. Fujita, A. Algora, J. Gulyás, J. Daeven, E. Estevez-Aguado, C. Guess, K. Hatanaka, K. Hirota, D. Ishikawa, E. Litvinova, T. Marketin, H. Matsubara, R. Meharchand, F. Molina, H. Okamura, H.J. Ong, G. Perdikakis, B. Rubio, C. Scholl, T. Suzuki, G. Susoy, A. Tamii, J. Thies, R. Zegers, J. Zenihiro,

($^3\text{He}, t$) reactions on ^{40}Ca nucleus, investigation of soft SDR resonances, Acta Physica Debrecina, 47 (2013) 185–194

P12 L. Stuhl, A. Krasznahorkay, M. Csatlós, T. Adachi, A. Algora, J. Daeven, E. Estevez, H. Fujita, Y. Fujita, C. Guess, J. Gulyás, K. Hatanaka, K. Hirota, H.J. Ong, D. Ishikawa, E. Litvinova, T. Marketin, H. Mathubara, R. Meharchand, F. Molina, H. Okamura, G. Perdikakis, B. Rubio, C. Scholl, T. Suzuki, G. Susoy, A. Tamii, J. Thies, R. Zegers, J. Zenihiro,

High resolution study of the relative dipole strenght distribution in ^{42}Sc , Acta Physica Debrecina, 45 (2011), 197–206

Az értekezés témakörében tartott előadások, poszterek

E1 *ELENS – European Low-Energy Neutron Spectrometer – a new AGDR method,*

NPA VI – Nuclear Physics in Astrophysics VI, Lisbon, Portugal, (2013)

E2 *Construction and test of a low energy neutron spektrometer,*

Zakopane Conference on Nuclear Physics, Extremes of the Nuclear Landscape. The 47th in the series of Zakopane Schools of Physics, Zakopane, Poland, (2012)

E3 *Neutron detektálás,*

XV. Magyar Magfizikus Találkozó, Jávorkút, Magyarország, (2012)

E4 *Neutron detektálás, ELENS,*

Fizikus Doktorandusz Hallgatók Konferenciája, Balatonfenyves, Magyarország, (2012)

E5 *Study of the neutron skin and giant resonances with low energy neutron detector,*

1st Topical Workshop on Modern Aspects in Nuclear Structure. Advances in Nuclear Structure with arrays including new scintillator detectors, Bormio, Italy, (2012)

E6 *High resolution study of the Gamow–Teller strength distribution in Sc isotopes,*

Zakopane Conference on Nuclear Physics, Extremes of the Nuclear Landscape. The 45th in the series of Zakopane Schools of Physics, Zakopane, Poland, (2010)

Az értekezéshez szorosan nem kapcsolódó előadások, poszterek:

E7 *Napjaink magfizikája, óriásrezonanciák,*
Tóth Árpád Gimnázium, Debrecen, (2013)

E8 *A standard modell,*
A fizika, matematika és művészet találkozása az oktatásban, kutatásban,
Marosvásárhely, Románia, (2012)

E9 *Utazás az atomok világába,*
Kutatók éjszakája – Árpád Vezér Gimnázium, Sárospatak, Magyarország,
(2012)

E10 *Utazás az anyag szívébe: napjaink magfizikája,*
XXXII. Fizikusnapok, MTA–Atomki, Debrecen, Magyarország, (2011)

E11 *Egy új részecske keresése az atommag femto laboratóriumában, XIV.*
Magyar Magfizikus Találkozó, Jávorkút, Magyarország, (2009)

IRODALOMJEGYZÉK

- [1] A. Steiner et al., *Physics Reports* **411** (2005) 325.
- [2] A. Klimkiewicz, *PhD Thesis*, Systematic investigation of the dipole response in exotic neutron-rich isotopes in ^{132}Sn mass region, Krakow (2007)
- [3] J. Speth and A. van der Woude, *Rep. Prog. Phys.* **44** (1981) 719.
- [4] M. N. Harakeh and A. van der Woude, *Giant Resonances*, Clarendon Press, Oxford (2001)
- [5] Cs. Sükösd, *Az atommagok kollektív gerjesztései* (szerk.: I. Lovas), Akadémiai Kiadó, Budapest (1991)
- [6] W. Bothe and W. Gentner, *Z. Phys.* **106** (1937) 236.
- [7] G. C. Baldwin and G. S. Klaiber, *Phys. Rev.* **71** (1947) 3.
- [8] G. C. Baldwin and G. S. Klaiber, *Phys. Rev.* **73** (1948) 1156.
- [9] A. B. Migdal, *J. Phys. USSR* **8** (1944) 331.
- [10] M. Goldhaber and E. Teller, *Phys. Rev.* **74** (1948) 1046.
- [11] A. Pitthan and Th. Walcher, *Phys. Lett. B* **36** (1971) 563.
- [12] S. Fukuda and Y. Torizuka, *Phys. Rev. Lett.* **29** (1972) 1109.
- [13] N. Marty et al., *Proceedings of the International Conference on Highly Excited States in Nuclei*, **Vol. I** (1975) 17.

- [14] M. N. Harakeh et al., *Phys. Rev. Lett.* **38** (1977) 676.
- [15] D. H. Youngblood et al., *Phys. Rev. Lett.* **39** (1977) 1188.
- [16] M. Sasao and Y. Torizuka, *Phys. Rev. C* **15** (1977) 217.
- [17] T. N. Tadeuci et al., *Nucl. Phys. A* **469** (1987) 125.
- [18] D. Vretenar et al., *Phys. Rev. C* **68** (2003) 024310.
- [19] T. Fényes, *Atommagfizika*, Kossuth Egyetemi Kiadó (2005).
- [20] R. G. T. Zegers et al., *Phys. Rev. Lett.* **90** (2003) 202501.
- [21] M. Danos et al., *Phys. Rev.* **151** (1966) 761.
- [22] C. J. Guess, et al., *Phys. Rev. C* **80** (2009) 024305.
- [23] F. Osterfeld, *Rev. Mod. Phys.* **64** (1992) 491.
- [24] A. Krasznahorkay et al., *Phys. Lett. B* **720** (2013) 428.
- [25] W. A. Sterrenburg et al., *Phys. Rev. Lett.* **45** (1980) 1839.
- [26] G. R. Satchler, *Direct Nuclear Reactions*, Oxford University Press, New York (1983).
- [27] F. Osterfeld et al., *Phys. Lett B* **105** (1981) 257.
- [28] S. M. Austin et al., *Phys. Rev. C* **63** (2001) 034322.
- [29] M. A. Franey and W. G. Love, *Phys. Rev. C* **31** (2085) 488.
- [30] G. Morpurgo, *Phys. Rev.* **110** (1958) 721.
- [31] G. Morpurgo, *Phys. Rev.* **114** (1959) 1075.
- [32] R. R. Doering et al., *Phys. Rev. Lett.* **36** (1976) 344.
- [33] C. F. Moore et al., *Phys. Rev.* **141** (1966) 1166.

- [34] A. Krasznahorkay et al., *Nucl. Phys. A* **731** (2004) 224.
- [35] R. R. Doering et al., *Phys. Rev. Lett.* **35** (1975) 1691.
- [36] K. Ikeda et al., *Phys. Lett.* **3** (1963) 271.
- [37] A. Galonsky et al., *Phys. Lett. B* **74** (1978) 176.
- [38] D. E. Bainum et al., *Phys. Rev. Lett.* **44** (1980) 1751.
- [39] H. A. Bethe and R. F. Bacher, *Rev. Mod. Phys.* **8** (1936) 82.
- [40] C. F. von Weizsäcker and Z. Fur, *Physik* **96** (1935) 431.
- [41] K. N. Muhin, Kísérleti magfizika, Tankönyvkiadó, Budapest (1985).
- [42] W. D. Myers and W. J. Swiatecki, *Ann. Phys.* **55** (1969) 395; **84** (1974) 186.
- [43] J. M. Lattimer and M. Prakash, *Astrophys. J.* **550** (2011) 426.
- [44] R. J. Furnstahl, *Nucl. Phys. A* **706** (2002) 85.
- [45] B. A. Li, C. M. Ko, and W. Bauer, *Int. J. Mod Phys. E* **7** (1998) 147.
- [46] B. A. Li, *Phys. Rev. Lett.* **88** (2002) 192701; *Nucl. Phys. A* **708** (2002) 365.
- [47] B. A. Brown, *Phys. Rev. Lett.* **85** (2000) 5296.
- [48] L. W. Chen et al., *Phys. Rev. C* **72** (2005) 064309.
- [49] S. Yoshida and H. Sagawa, *Phys. Rev. C* **69** (2004) 024318.
- [50] M. Csatlós., Doktori értekezés, Debreceni Egyetem (2000).
- [51] N. Fukunishi et al., *Phys. Rev. C* **48** (1993) 1648.
- [52] T. Suzuki et al., *Phys. Rev. Lett.* **75** (1995) 3241.

- [53] S. Terashima et al., *Phys. Rev. C* **77** (2008) 024317.
- [54] A. Tamii et al., *Phys. Rev. Lett.* **107** (2011) 062502.
- [55] X. Roca-Maza, M. Centelles, X. Vinas, M. Warda, *Phys. Rev. Lett.* **106** (2011) 252501.
- [56] S. Abrahamyan et al., *Phys. Rev. Lett.* **108** (2012) 112502.
- [57] D. Vretenar, Y.F. Niu, N. Paar, J. Meng, *Phys. Rev. C* **85** (2012) 044317.
- [58] J. Piekarewicz et al., *Phys. Rev. C* **85** (2012) 041302.
- [59] M. Centelles et al., *Phys. Rev. C* **82** (2010) 054314.
- [60] M. B. Tsang et al., *Phys. Rev. C* **86** (2012) 015803.
- [61] D. M. Rossi et al., *Phys. Rev. Lett.* **111** (2013) 242503.
- [62] A. Krasznahorkay et al., *Phys. Rev. Lett.* **66** (1991) 1287.
- [63] D. Vretenar et al., *Phys. Rev. Lett.* **91** (2003) 262502.
- [64] A. Klimkiewicz et al., *Phys. Rev. C* **76** (2007) 051603.
- [65] A. Carbone et al., *Phys. Rev. C* **81** (2010) 041301.
- [66] F. Krmpotic et al., *Nucl. Phys. A* **399** (1983) 478.
- [67] L. Stuhl et al., *Acta Physica Polonica B* **42** (2011) 667.
- [68] N. Schulz et al., *Nucl. Phys. A* **162** (1971) 349.
- [69] J-M. Loiseaux et al., *Phys. Rev. C* **4** (1971) 1219.
- [70] V. Y. Hansper et al., *Phys. Rev. C* **61** (2000) 028801.
- [71] E.-W. Grewe et al., *Phys. Rev. C* **76** (2007) 054307.
- [72] S. L. Tabor et al., *Phys. Rev. C* **25** (1982) 1253.

- [73] *RCNP*: <http://www.rcnp.osaka-u.ac.jp>.
- [74] T. Wakasa et al., *Nucl. Inst. Meth. Phys. Res. A* **482** (2002) 79.
- [75] M. Fujiwara et al., *Nucl. Inst. Meth. Phys. Res. A* **422** 484 (1999).
- [76] T. Adachi et al., *Phys. Rev. C* **85** (2012) 024308.
- [77] A. H. Walenta et al., *Nucl. Inst. Meth. Phys. Res. A* **92** (1971) 373.
- [78] T. Noro et al., RCNP (Osaka Univ.), *Annual Report*, (1991) 177.
- [79] H. Fujita et al., *Nucl. Inst. Meth. Phys. Res. A* **469** (2001) 55.
- [80] Y. Fujita et al., *Nucl. Inst. Meth. Phys. Res. A* **126** (1997) 274.
- [81] H. Fujita et al., *Nucl. Inst. Meth. Phys. Res. A* **484** (2002) 17.
- [82] Y. Fujita et al., *Phys. Rev. C* **88** (2013) 014308.
- [83] F. Riess, Gaspan program, Sektion Physik, Ludwig-Maximilians-Universität München.
- [84] A. K. Kerman et al., *Ann. Phys. (N. Y.)* **8** (1959) 551.
- [85] R. Zegers, *PhD Thesis*, Search for Isovector Giant Monopole Resonances, Groningen (1999).
- [86] *Nuclear Database 2.5* www.nndc.bnl.gov/nudat2/
- [87] J. A. Cameron and B. Singh, *Nucl. Data Sheets* **102** (2004) 293.
- [88] C. Gaarde et al., *Nucl. Phys. A* **369** (1981) 258.
- [89] A. Krasznahorkay et al., *Phys. Rev. Lett.* **82** (1999) 3216.
- [90] D. F. Measday and J.N. Palmieri, *Phys. Rev.* **161** (1967) 1071.
- [91] W. Mittig and P. Roussel-Chomaz, *Nuclear Physics A* **693** (2001) 495.

- [92] I. Tanihata, APH N. S., *Heavy Ion Phys.* **6** (1997) 143.
- [93] R. Beyer et al., *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A* **575** (2007) 449.
- [94] G. Perdikakis et al., *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A* **686** (2012) 117.
- [95] M. Sasano et al., *Phys. Rev. Lett.* **107** (2011) 202501.
- [96] T. Uesaka et al., *Progress of Theoretical Physics Supplement* **No. 196** (2012) 150.
- [97] K. Yako et al., *RIKEN Accel. Prog. Rep.* (2012) 45.
- [98] C. Langer et al., *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A* **659** (2011) 411.
- [99] T. W. Crane and M. P. Baker, *Neutron Detectors in: Passive Nondestructive Assay of Nuclear Materials*, Los Alamos, ISBN 0-16-032724-5 (1991).
- [100] A. Crispin and P.J. Hayman, *Proc. Phys. Soc.* **83** (1964) 1051.
- [101] *UPS89 plastics datasheet*: www.amcryst-h.com/plastics.htm.
- [102] *Item profile 6 (30x30) properties*: <http://catalog.item24us.com>.
- [103] *Photonis*: <http://my.et-enterprises.com/pdf/XP2262.pdf>.
- [104] J. B. Birks, *The Theory and Practice of Scintillation counting*, Pergamon Press., Oxford, International Series of Monographs on Electronics and Instrumentation, **Vol. 27** (1964).
- [105] S. Scheu et al., *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A* **567** (2006) 345.
- [106] G. Kalinka et al., *MTA-Atomki Annual Report* (2001) 64.
- [107] G. Kalinka et al., *MTA-Atomki Annual Report* (2002) 77.
- [108] M.F. Weber et al., *Science* **Vol. 287** (2000) 2451.

- [109] D. Motta et al., *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A* **547** (2005), 368.
- [110] S. Agostinelliae et al., *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A* **506** (2003) 250.
- [111] R.A. Cecil et al., *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A* **161** (1979) 439.
- [112] K. Schwoda and D. Schmid, *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A* **476** (2002) 155.
- [113] *EnergySet calculator (The Van de Graaff laboratory page):*
<http://irmm.jrc.ec.europa.eu>.
- [114] *Caen manual:* <http://www.caen.it/jsp/Template2/Manuals>.
- [115] A. Krasznahorkay Jr., *MTA-Atomki Annual Report* (2003) 69.
- [116] *MTA-Atomki VME Data Acquisition:*
sourceforge.net/projects/at-vda.
- [117] J. W. Meadows, *Phys. Rev.* **157** (1967) 1076.
- [118] H. Sakai et al., *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A* **320** (1992) 3.
- [119] T. Tanimori et al., *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A* **216** (1983) 57.
- [120] M. Kurata et al., *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A* **349** (1994) 447.
- [121] A. Buta et al., *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A* **455** (2000) 412.
- [122] G. Fricke et al., *At. Data Nucl. Data Tables* **60** (1995) 177.
- [123] A. Krasznahorkay et al., *AIP Conf. Proc.* **1491** (2012) 190.
- [124] A. Krasznahorkay et al., *Nucl. Phys.* **A567** (1994) 521.
- [125] T. Suzuki et al., *Phys. Rev. Lett.* **75** (1995) 3241.
- [126] V. A. Rodin and A. E. L. Dieperi nk, *Phys. Lett. B* **541** (2002) 7.
- [127] R. Nicolini et al., *Nucl. Inst. Meth. Phys. Res. A* **582** (2007) 554.

- [128] M. von Schmid et al., *GSI Scientific Rep.* (2012) 207.
- [129] A. Giaz et al., *Nucl. Inst. Meth. Phys. Res. A* **729** (2013) 910.
- [130] M. Ciemala et al., *Nucl. Inst. Meth. Phys. Res. A* **608** (2009) 76.
- [131] G.L. Molnar et al., *Nucl. Inst. Meth. Phys. Res. A* **489** (2002) 140.

**Az atommagok kollektív dipólus
állapotainak kísérleti vizsgálata**

Értekezés a doktori (PhD) fokozat megszerzése érdekében
a fizika tudományágban.

Írta: Stuhl László okleveles fizikus.

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

Témavezető: Dr. Krasznahorkay Attila

A doktori szigorlati bizottság:

elnök: Dr.

tagok: Dr.

Dr.

A doktori szigorlat időpontja: 2014... ..

Az értekezés bírálói:

Dr.

Dr.

A bírálóbizottság:

elnök: Dr.

tagok: Dr.

Dr.

Dr.

Dr.

Az értekezés védésének időpontja: 2014... ..