



1949

Stabilitási sávtól távol eső atommagok szerkezetének vizsgálata

Egyetemi doktori (PhD) értekezés

Juhász Marcell

Témavezető

Dr. Elekes Zoltán

DEBRECENI EGYETEM

Természettudományi és Informatikai Doktori Tanács

Fizikai Tudományok Doktori Iskola

Debrecen, 2023

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

Nyilatkozom arról, hogy a tézisekben leírt eredmények nem képezik más PhD disszertáció részét.

Debrecen, 2023. augusztus 17.

.....

*Juhász Marcell
doktorjelölt*

Tanúsítom, hogy Juhász Marcell doktorjelölt 2019-2023 között a fent megnevezett Doktori Iskola Magfizika programjának keretében irányításommal végezte munkáját. Az értekezésben foglalt eredményekhez a jelölt önálló alkotó tevékenységével meghatározóan hozzájárult. Nyilatkozom továbbá arról, hogy a tézisekben leírt eredmények nem képezik más PhD disszertáció részét.

Az értekezés elfogadását javasolom.

Debrecen, 2023. augusztus 17.

.....

*Dr. Elekes Zoltán
témavezető*

STABILITÁSI SÁVTÓL TÁVOL ESŐ ATOMMAGOK SZERKEZETÉNEK VIZSGÁLATA

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

Írta: Juhász Marcell okleveles fizikus

Készült a Debreceni Egyetem Fizikai Tudományok Doktori Iskola
Magfizika programja keretében

Témavezető: Dr. Elekes Zoltán

Az értekezés bírálói:

Dr.

Dr.

A bírálóbizottság:

elnök: Dr.

tagok: Dr.

Dr.

Dr.

Dr.

Az értekezés védésének időpontja: 20...

Tartalomjegyzék

1. Bevezetés	1
1.1. Saját kutatások motivációja	2
1.1.1. Az ^{51}Ar atommag	2
1.1.2. A ^{63}V atommag	3
2. Elméleti háttér	5
2.1. Héjmodell	5
2.2. Kollektív modell	9
2.3. Magreakciók és az optikai potenciál	15
2.4. Kváziszabad szórás	20
2.5. Invariánstömeg-spektroszkópia	21
2.6. A nem-kötött állapotú rezonanciák leírása	22
3. Kísérleti berendezések és eljárások	25
3.1. Radioaktív ionnyaláb előállítása	25
3.1.1. RIBF létesítmény	26
3.2. BigRIPS izotópszeparátor	28
3.2.1. A BigRIPS első szakasza	28
3.2.2. A BigRIPS második szakasza	30
3.3. MINOS eszköz	32
3.3.1. Időprojekciós kamra (TPC)	33
3.3.2. DALI2+ detektorrendszer	35

3.4.	SAMURAI berendezés	35
3.4.1.	Driftkamrák	37
3.4.2.	NEBULA és NeuLAND detektorrendszerek	38
3.4.3.	Hodoszkóp	39
3.5.	Fotogrammetria	39
3.6.	Adatgyűjtés	39
4.	Adatelemzés	41
4.1.	Szimuláció	41
4.1.1.	A DALI2+ detektorrendszer szimulációja	41
4.1.2.	A SAMURAI berendezés szimulációja	42
4.2.	Kalibráció	43
4.2.1.	Plasztik szcintillátorok	43
4.2.2.	Sokszálas driftkamrák	53
4.2.3.	MINOS	54
4.2.4.	DALI2+	56
4.2.5.	Időfüggő korrekciók	61
4.3.	Részecskeazonosítás	62
4.3.1.	Nyalábazonosítás	65
4.3.2.	Fragmentumok azonosítása	68
4.3.3.	Transzmisszió	71
4.4.	Hatáskeresztmetszet számítások	74
4.4.1.	Inkluzív hatáskeresztmetszet	74
4.4.2.	Exkluzív hatáskeresztmetszet	75
5.	Eredmények	77
5.1.	Az ^{51}Ar atommag gamma- és neutronspektroszkópiája	77
5.1.1.	Az ^{51}Ar kötött állapotai	77
5.1.2.	Az ^{51}Ar nem-kötött állapotai	80
5.1.3.	A kísérleti eredmények értelmezése	83
5.2.	A ^{63}V atommag γ -spektroszkópiája	91

5.2.1. A ^{63}V kötött állapotai	91
5.2.2. A kísérleti eredmények értelmezése	95
6. Összefoglalás	103
Irodalomjegyzék	109

1. fejezet

Bevezetés

A stabilitási sávtól távol eső atommagok – amelyeket *egzotikus atommagoknak* hívunk – vizsgálata napjaink magfizikájának egyik lényeges, gyorsan fejlődő kutatási területe. Az utóbbi évtizedekben a kísérleti eszközök és számítási módszerek fejlődése lehetővé tette az egzotikus atommagok nagyobb pontossággal történő vizsgálatát, ami az atommagok szerkezetének és tulajdonságainak, valamint kölcsönhatásaiknak mélyebb megértéséhez vezetett. Az e területen végzett kutatásoknak továbbá nagy jelentősége van az elemek keletkezési mechanizmusaival kapcsolatos ismereteink bővítését illetően, ugyanis az egzotikus atommagok döntő szerepet játszanak a gyors neutronbefogással zajló asztrofizikai r-folyamatban.

A disszertáció két ilyen egzotikus atommag (^{51}Ar [1], ^{63}V [2]) kísérleti vizsgálatáról szól, doktori munkám a kísérletből származó nyers adatok kiértékelése és értelmezése volt. Az 1.1. fejezetben a kutatásaim motivációját ismertetem. Az 2. fejezetben a kísérleti eredmények értelmezéséhez szükséges atommagmodelleket, a magreakciók alapjait és az analízis során alkalmazott eljárások elméleti hátterét tekintem át. Ez után a kísérleti be rendezések bemutatása (3. fejezet) és az adatanalízis (4. fejezet) részletes kifejtése következik. Az 5. fejezetben taglalom, hogy hogyan jutottam el a tudományos eredményekig, majd az összefoglalásban (6. fejezet) a tézis-

pontokat ismertetem.

1.1. Saját kutatások motivációja

Az 1970-es években a neutrongazdag nátriumizotópok tömegének [3], mágneses momentumának [4] és β -bomlásának [5] vizsgálata során felmerült, hogy a konvencionális $N=20$ -as héjzáródás nem érvényesül az egzotikus atommagok között. A tapasztalt anomáliákat elméletileg egy úgynevezett *inverziósziget* megjelenésével magyarázták [6], amelyhez tartozó atommagokban a normál gömbi konfiguráció helyett az alapállapotot a 20-as héjközön átívelő kétrészecske-kétlyuk gerjesztéses, deformált konfiguráció dominálja úgy, hogy a 20-as héjzáródás nagysága kicsit csökken, de megmarad. Erre a szigetre eredetileg kilenc atommagot helyeztek, amelynek közepét a ^{32}Na képezte. Azonban kicsit később egy másik, japán elméleti megközelítéssel, Monte Carlo diagonalizációs technikával [7] arra jutottak, hogy ennek a szigetnek a határai nem olyan élesek, mint ahogyan azt az első értelmezés állította, ugyanis ez a munka az egyrészecske-állapotok átrendeződését a 20-as héjzáródás megszűnését és egy új, a 16-os mágikus neutronszám megjelenését feltételezte. Ennek következményeként nagy erővel indult meg a héjzáródások átrendeződésének és az inverziósziget tulajdonságainak kísérleti és elméleti vizsgálata, amelynek remek összefoglalását találhatjuk Otsuka és munkatársai által néhány évvel ezelőtt publikált tanulmányában [8].

1.1.1. Az ^{51}Ar atommag

A nem-konvencionális 32-es neutronszám mágikusságát az egzotikus atommagok között – amelyet a japán iskola javasolt – számos kísérlet igazolta a króm- [9, 10], a titán- [11, 12], a szkandium- [13], a kalcium- [14–16], a kálium- [17] és az argonizotópok [18] esetén. Ezen túl, a körülbelül 20 évvel ezelőtt megjósolt [19] 34-es neutronszámnál is felfedeztek mágikusságra utaló jeleket a kalcium- [20–22] és az argonizotópok [23] esetén.

Azonban ez a héjzáródás a króm- [9, 10], a titán- [11, 24] és a szkandium-izotópoknál [25] nem jelentkezett.

A ^{53}Ca atommagot, amelynek neutronszáma éppen a 32-es és 34-es között helyezkedik el, β -bomlásban [26], multinukleon- [20] és neutron-kiütési [22] reakcióban is vizsgálták. A megfigyelt két alacsonyenergiás gerjesztett állapotot ($3/2_1^-$, $5/2_1^-$) rendre a nagy 32-es és 34-es héjközön történő neutrongerjesztéssel sikerült értelmezni. Az ^{53}Ca atommagból két protont eltávolítva az ^{51}Ar atommaghoz jutunk, amely, analóg módon, kiváló terepet nyújt a két héjzáródás vizsgálatára. Ezért célunk ezen atommag alacsonyenergiás nívósémájának a felderítése volt.

1.1.2. A ^{63}V atommag

Az elsőként megfigyelt, 20-as konvencionális héjzáródáshoz kapcsolódó inverziósziget után újabb szigeteket fedeztek fel, és ma már inkább inverziós szigetvilágról beszélhetünk, amelynek, úgy tűnik, az elméleti hátterét is értjük [27]. A 40-es alhéjzáródásnál a vasizotópok kísérleti vizsgálata mutatott rá először egy inverziósziget létére [28]. Majd egy elméleti munka jelölte ki ennek a szigetnek a határait a $Z=22-26$, $N=38-42$ tartományban. Hasonlóan a 20-as konvencionális héjzáródásnál található inverziószigethez, az izotópláncokat nyitott protonhéjak jellemzik, ami lehetőséget ad kvadrupól deformáció kialakítására. Ahogyan protonokat veszünk el a stabilitásközeli ^{68}Ni atommagból az $f_{7/2}$ pályáról a neutron $f_{5/2}$ és $g_{9/2}$ pályák között a távolság lecsökken így kialakítva a legnagyobb deformációt a ^{64}Cr atommagban. Az elmúlt 10 évben számos kísérletet hajtottak végre a nuklidtérképen a ^{68}Ni alatti tartományban a kobalt- [29, 30], a vas- [31–33], a mangán- [34, 35], a króm- [36–38] és a titánizotópok [39–41] között.

A 40-es izotónokat tekintve, a ^{68}Ni atommagtól indulva és belőle protonokat elvéve, kísérletileg is sikerült kimutatni a kollektivitás növekedését, ami a maximumát a ^{64}Cr atommagban érte el körülbelül $\beta_2=0,3$ kvadrupól

deformációs paraméterrel. A neutronelhullatási vonal felé továbbhaladva a deformáció csökkenését figyelték meg összhangban az elméleti előrejelzésekkel. Azonban a 40-es neutronszám környékén a vanádiumizotópokra igen kevés spektroszkópiai információ állt rendelkezésre: kizárólag az alapállapotok felezési ideje ismert $N \geq 38$ esetén és egy izomer állapot a ^{64}V atommagban [37]. Ezért célul tűztük ki a 40 neutronnal rendelkező ^{63}V atommag alacsonyenergiás gerjesztett állapotainak feltérképezését és deformációjának meghatározását, hogy megállapítsuk vajon az inverziósizgethez tartozik-e.

2. fejezet

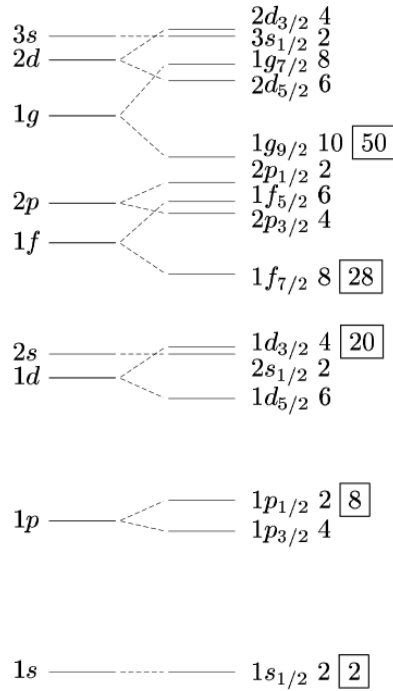
Elméleti háttér

A ^{63}V atommag viselkedése és bizonyos tulajdonságai a kollektív modell segítségével voltak leírhatók. A héjmodellen alapuló elméleti számításoknak a ^{63}V mellett a kutatásom tárgyát képező másik atommag, az ^{51}Ar esetében is fontos szerepe volt. Az atommagokat rugalmatlan szórási és kváziszabad szórási reakciókban vizsgáltuk; analízisük optikai potenciál alkalmazásával, csatolt csatornás számolások segítségével történt. Ebben a fejezetben ezek elméleti hátterét foglalom össze néhány könyvre alapozva [42–45].

2.1. Héjmodell

Az atommagot alkotó protonok és neutronok szorosan egymás közelében helyezkednek el. Már néhány nukleon esetében is problémát jelent az atommag egzakt leírása, ugyanakkor egy atommagban a nukleonok száma gyakran százak nagyságrendű, melyek mindegyike a saját hullámfüggvényével jellemezhető. Ahhoz, hogy képesek legyünk egy ilyen komplex rendszert kezelni, közelítést kell alkalmazni.

Az atommag héjmodelljét az atomok héjszerkezetének analógiájára alkották meg. Az atomok esetében az elektronok a központi atommag kö-



2.1. ábra: A a héjmodell szerint a nukleonok különböző energiájú proton-, illetve neutronpályákon foglalnak helyet. Az s, p, d, f, g betűk a pálya-impulzusmomentumot jelölik növekvő sorrendben; s pálya esetén $l = 0$, p pálya esetén $l = 1$ és így tovább egyesével. Az alsó indexben feltüntetett értékek a teljes impulzusmomentumot ($j = l + s$) jelölik, ahol s a nukleon spinje. Az ábrán a szintek közötti távolságok az energiaértékek különbségeit tükrözik. A nagyobb energiaközök választják el egymástól a héjakat. A jobb oldalon látható számok azt jelölik, hogy az adott alhéjon mennyi nukleon helyezkedhet el. A bekeretezett számok a héjon elhelyezhető nukleonok maximális számát jelölik, amelyeket mágikus számoknak hívunk.

rüli centrális térben mozognak viszonylag távol attól (az atommag és az atom mérete között öt nagyságrend eltérés van). Az atommag esetén nincs ilyen központi vonzócentrum, de a legegyszerűbb megközelítésben azt feltételezzük, hogy minden egyes nukleon a többi nukleon által létrehozott átlagtérben nukleonpályákon mozog (2.1. ábra).

A Hartree–Fock (HF) modell az átlagtér ötletét használja fel. Alapja az úgynevezett Slater-determináns, amely a sokrészecskés atommag hullámfüggvényét a független egyrészecske hullámfüggvények antiszimmetrizált szorzataként alkotja meg. A modell szerint a rendszer energiájára vonatkozó Hamilton-operátor két tag összegére bontható

$$H = H_{HF} + V_{res}, \quad (2.1)$$

ahol H_{HF} -et a Hartree–Fock számításokhoz használjuk egy bázis megalakítására, amely további bonyolultabb számolások alapját képezi a V_{res} maradék-kölcsönhatás felhasználásával, ami minden olyan kölcsönhatást tartalmaz, amelyet a függetlenrészecske-képben elhanyagoltunk. Minden magfizikát leíró elméleti héjmodell legnagyobb kérdése az, hogy ezt a maradék-kölcsönhatást hogyan alkossa meg ahhoz, hogy az atommag gerjesztett állapotait le lehessen írni. Az alkalmazott átlagtérrel nukleon–nukleon kölcsönhatásból alkotjuk meg.

A nukleon–nukleon kölcsönhatást szórás kísérletek segítségével lehet vizsgálni, azonban egy soktestprobléma esetében – mint amilyen az atommagok esetében áll fenn – a nukleonok közötti kölcsönhatás rendkívül bonyolult, ezért a gyakorlatban *effektív kölcsönhatásokat* szokás alkalmazni a mikroszkopikus modellekben. Az effektív kölcsönhatások két csoportba sorolhatók. Az egyik csoportba azok tartoznak, amelyek a nukleon–nukleon szórás kísérletek eredményeiből indulnak ki, a másik csoportba pedig a fenomenologikus leírásokon alapuló effektív kölcsönhatások tartoznak, amelyek az atommagokról eddig szerzett adatokra alapoznak. Ilyen kölcsönhatások például a Lenzi–Nowacki–Poves–Sieja (LNPS) [46] és az SDPF–MU [47,

48], amelyek a dolgozatomban szereplő atommagok vizsgálata során az elméleti számításokban szerepelnek. Ezeket a számolásokat az együttműködő partnereink bocsátották rendelkezésünkre, ismertetésük meghaladja a dolgozat kereteit.

A héjmodell számítások első lépése, hogy elvlasztjuk az érintetlen magtörzset, amely csak az átlagtér kialakításában vesz részt, és az aktív modellteret, más néven valenciateret, amelyben a valencianukleonok a maradék-kölcsönhatáson keresztül befolyásolják egymást. A második lépés egy effektív Hamilton-operátor megalkotása, amelyik leírja a modellteret. A harmadik lépés pedig az effektív kölcsönhatás mátrixelemeinek a kiszámolása a modelltérben történő diagonalizáláshoz. A negyedik lépésben a sajátállapotok és sajátenergiák kiszámolása következik a diagonalizáció segítségével. Végül a megfigyelhető fizikai mennyiségeket (például elektromágneses átmeneti erősség, hatáskeresztmetszet) számoljuk ki az effektív operátorral kapott hullámfüggvény felhasználásával.

A kölcsönható héjmodellben a Hamilton-operátor felírható a monopólus tér (H_m) és a multipólus korrelációk (H_M) Hamilton-operátorainak összegeként:

$$H = H_m + H_M, \quad (2.2)$$

ahol a monopólus tér (az átlagtér) Hamilton-operátora egy kinetikus tagból (T) és a monopólus kölcsönhatásokból (V_m) áll:

$$H_m = T + V_m. \quad (2.3)$$

A multipólus korrelációk leginkább a párkölcsönhatást és a kvadrupólus-kvadrupólus kölcsönhatást takarják, amely kapcsolatot teremt a nukleonok kollektív viselkedése és az atommag héjszerkezete között. A héjmodell számításokban gyakran alkalmaznak *effektív egyrészecske-energiákat*, amelyek az átlagtér egy adott egyrészecske-pályán elhelyezkedő nukleonra gyakorolt hatását fejezi ki. A monopól kölcsönhatásnak a centrális összetevőjén kívül van egy tenzorkomponense is, amely különösen fontos a héj-

szerkezet változása szempontjából.

A tömegszám növekedésével a soktestprobléma modelltere is növekszik, ami jelentősen megnöveli a számítási időt. A modellter diagonizálása nehezebb atommagok esetében túl sok időt venne igénybe, emiatt Monte Carlo (statisztikai) módszert használnak a héjmodell számítások során [49]. Egyik ilyen eljárás az SMMC (Shell Model Monte Carlo, magyarul: Héjmodell Monte Carlo), amellyel a nagy mátrixok diagonizálása is elvégezhető. Az SMMC egy segédteret alkalmaz, amely a kétrészecskés Hamilton-operátort egyrészecskés terekre egyszerűsíti le. Ez a megközelítés a fizika egyéb területein is használatos. A Hamilton-operátor ebben az esetben a következő alakban írható fel:

$$H = T + V = T + \frac{1}{2} \sum_{\alpha=1}^{N_{\alpha}} V_{\alpha} O_{\alpha}^2. \quad (2.4)$$

A képletben szereplő T és V a mozgási és a potenciális energiát jelöli. A potenciális energia a nukleonok közötti kölcsönhatást tartalmazza és egy összegként írható fel egytestoperátorok (O_{α}) és a maradék-kölcsönhatás (V_{α}) segítségével.

Szintén a számítási kapacitás korlátai miatt dolgozták ki az MCSM [50] (Monte Carlo Shell Model, magyarul: Monte Carlo Héjmodell) módszert. Hasonlóan az SMMC-hez, az MCSM is segédtereket használ Monte Carlo módszerrel, az algoritmus azonban eltérő. Az MCSM a sokrészecske-hullámfüggvény leírására olyan Slater-determinánsokat vezet be, amelyek bázisa deformált egyrészecske-állapotok halmaza. Monte Carlo mintavételezési eljárással választja ki a bázisállapotokat a különböző segédterek segítségével konstruált belső állapotjelöltek közül.

2.2. Kollektív modell

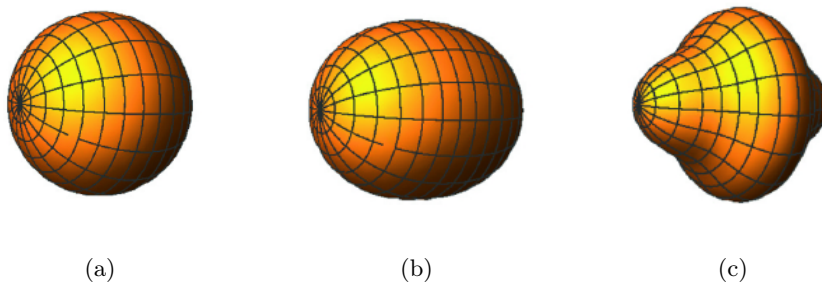
Kísérleti adatok bizonyítják, hogy zárt nukleonhéj és néhány valencianukleon esetében a héjmodellel egészen jól leírható az atommag visel-

kedése, azonban ahogy egyre több nukleont adunk hozzá a rendszerhez, a maradék-kölcsönhatás olyan bonyolulttá válik, hogy szinte elmosódik a héjszerkezet. A héjmodellel megalkotott hullámfüggvények már nem lesznek alkalmasak a valós hullámfüggvények elsőrendű közelítésére, azaz nem jó bázisállapotok. Ilyen esetben egy másfajta megközelítésre van szükség, amely makroszkopikus módon figyelembe veszi az atommag alakját és annak gerjesztését.

Bizonyos reakciók során az atommag gerjesztett állapotának létrejöttében nem csak egyetlen nukleon vesz részt, hanem több, akár mind. Ezekben az atommagátmenetekben a nukleonok csoportos viselkedést mutatnak, amelyet a kollektív modell segítségével értelmezhetünk. Ez a modell együttesen veszi figyelembe a folyadékseppmodell és a héjmodell tulajdonságait, ezért egyesített modell néven is szokás rá hivatkozni.

A kollektív modell bevezetésére azért volt szükség, mert bizonyos héjmodell alapján számított mennyiségek, mint például a mágneses dipólmomentum és az elektromos kvadrupólmomentum jelentős eltérést mutattak a kísérleti megfigyelésektől. Páratlan atommagok esetében az egyrészesítés számítások nem adták vissza a kísérletben megfigyelt mágneses dipólmomentum értékeket, ebből arra lehetett következtetni, hogy a párban lévő nukleonok nem nulla eredő mágneses momentumot eredményeznek, hanem hozzájárulnak az atommag teljes mágneses momentumához. Az elektromos kvadrupólmomentum olyan fizikai mennyiség, amely az atommag gömbalaktól való eltéréseivel hozható összefüggésbe. A megfigyelések azt mutatják, hogy az atommag olyan deformációra is képes, amelyet a gömbszerű atommagon alapuló héjmodell nem tud megmagyarázni. A kollektív modell szerint az atommagok deformációjuk révén képesek forgásra és felületi rezgésre, amelyek új energiaszintek megjelenését eredményezik.

Az atommag alakját a középpontjából a felületére mutató vektor hosszával jellemezhetjük, amely forgási szimmetriával rendelkező, kis mér-



2.2. ábra: A gömbszerű atommag és annak kvadrupólus, valamint hexadecapólus deformációjának vázlatja. [45]

tékben deformált atommag esetén a következő képlettel fejezhető ki:

$$R(\vartheta, \varphi) = R_0 [1 + \beta_2 Y_{20}(\vartheta, \varphi) + \beta_4 Y_{40}(\vartheta, \varphi) + \dots]. \quad (2.5)$$

A képletben szereplő $Y_{lm}(\vartheta, \varphi)$ harmonikus gömbfüggvények, amelyek az impulzusmomentum (l) és annak z -irányú komponensének (m) a sajátfüggvényei. A kvadrupólus deformációs paraméterrel, amelyet β_2 -vel jelölünk, az atommag forgási ellipszoid alakját írjuk le. $\beta_2 = 0$ a gömb alakot (lásd: 2.2a. ábra), $\beta_2 > 0$ a forgástengely megnyúlását (lásd: 2.2b. ábra), $\beta_2 < 0$ pedig annak összenyomódását jelenti. A hexadecapólus deformációs paraméterrel (β_4) az atommag kvadrupól deformáción túli kiöblösödését jellemezzük, amely a 2.2c. ábrán látható.

Deformált atommagok vizsgálata során leggyakrabban megnyúlt forgási ellipszoid alakot feltételezünk. Az atommagok soktest Hamilton-operátorát alkotó kinetikus energia tag és a nukleonok kölcsönhatását leíró tag független a koordinátatengelyek orientációjától, ezért a Hamilton-operátor invariáns a tengelyek elforgatására. Azonban ez, a laboratóriumi rendszerben jelentkező szimmetria nem zárja ki azt, hogy az atommaghoz rögzített belső koordinátarendszerben nem gömbszerű a potenciál és az anyageloszlás. A gömbszimmetriasértő Hamilton-operátor sajátérté-

keit deformált belső állapotoknak hívjuk. A kísérleti megfigyelések alátámasztják, hogy az atommagot leíró Hamilton-operátort forgás esetén fel lehet írni a nukleonoknak az atommaghoz rögzített koordináta-rendszerbeli belső mozgását (H_{int}) és az atommag kollektív forgását (H_{rot}) jellemző Hamilton-operátorok összegeként:

$$H = H_{int} + H_{rot}, \quad (2.6)$$

ahol H_{int} deformált. A teljes Hamilton-operátor sajátfüggvénye ennek megfelelően a ϕ belső hullámfüggvény és a ψ_{rot} forgást jellemző hullámfüggvény szorzataként áll elő:

$$\psi = \phi(q) \psi_{rot}(K). \quad (2.7)$$

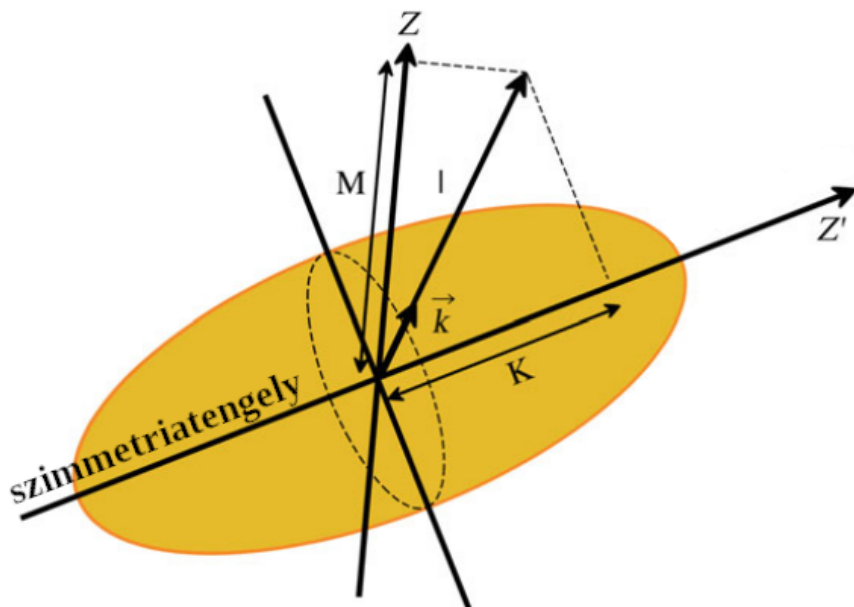
A képletben szereplő q az egyedi részecskék mozgását írja le az atommag belső koordináta-rendszerében, K pedig a teljes impulzusmomentum (I) vetülete a szimmetriatengelyre, ahogyan a 2.3. ábra szemlélteti. A Hamilton-operátor sajátértéke:

$$E = E_{int} + E_{rot}. \quad (2.8)$$

Adott K , I és M kvantumszámok esetében a $\psi_{rot}(K)$ rotációs hullámfüggvény felírható

$$\psi_{KIM}(\omega) = \left(\frac{2I+1}{8\pi^2} \right)^{1/2} \mathcal{D}_{MK}^I(\omega) \quad (2.9)$$

alakban, ahol $\mathcal{D}_{MK}^I(\omega)$ a forgást jellemző, úgynevezett \mathcal{D} -függvény, amely az Euler-szögektől ($\omega = (\varphi, \vartheta, \xi)$) függ. A hullámfüggvényt úgy kapjuk, hogy egy transzformációval a rögzített koordináta-rendszerből (x, y, z) áttérünk a forgó mozgást végző objektum belső koordináta-rendszerébe (x', y', z') . Abban a különleges esetben, ha a szimmetriatengely merőleges az impulzusmomentumra, azaz $K = 0$, a \mathcal{D} -függvény a gömbharmonikus



2.3. ábra: Az atommag forgási ellipszoid alakja. A szimmetriatengely az atommag belső koordináta rendszerének Z' -vel jelölt tengelye. Az impulzusmomentum (I) vetületét a szimmetriatengelyre K jelöli, a laboratóriumi Z -tengelyre való vetületét pedig M .

függvénnyel egyezik meg:

$$\phi_{K=0,IM}(\omega) = \left(\frac{1}{2\pi}\right)^{1/2} Y_{IM}(\vartheta, \varphi). \quad (2.10)$$

A nem gömbszerű, de forgásszimmetriával rendelkező atommagok állapotát a belső gerjesztések – amelyet a ϕ_K hullámfüggvény tartalmaz – és a \mathcal{D} -függvénnyel jellemezhető forgó mozgás együttesen határozzák meg, ennél fogva a rendszert leíró hullámfüggvény a következő formába írható:

$$\psi_{IM} = \left(\frac{2I+1}{16\pi^2}\right)^{1/2} [\mathcal{D}_{IMK} \cdot \phi_K + (-1)^{I-K} \mathcal{D}_{IM-K} \cdot \phi_{-K}]. \quad (2.11)$$

Az általam kísérleti úton vizsgált γ -átmenetek tárgyalásánál mindkét gerjesztést figyelembe kell venni. Az $E2$ átmenet mátrixeleme

$$\begin{aligned} \langle \psi_f | E2 | \psi_i \rangle &= \langle \mathcal{D}_{IMK_f} \phi_{K_f} + (-1)^{I-K_f} \mathcal{D}_{IM-K_f} \phi_{-K_f} | E2 | \\ &\quad \mathcal{D}_{IMK_i} \phi_{K_i} + (-1)^{I-K_i} \mathcal{D}_{IM-K_i} \phi_{-K_i} \rangle \\ &= \langle \mathcal{D}_{IMK_f} | E2 | \mathcal{D}_{IMK_i} \rangle \langle \phi_{K_f} | E2 | \phi_{K_i} \rangle, \end{aligned} \quad (2.12)$$

ahol a $\langle K_f | E2 | -K_i \rangle$ az impulzusmomentum megmaradása miatt nulla, ezért nem szerepel a képletben, továbbá kihasználtuk, hogy a K_f és K_i , valamint a $-K_f$ és $-K_i$ mátrixelemek azonosak. A hullámfüggvény tehát két részre tagolható, amelyek közül a forgást leíró tag kizárólag az impulzusmomentumtól függ és a Clebsch–Gordon együtthatókkal arányos $\langle I_i K_i 2\Delta K | I_f K_f \rangle$.

A diagonális mátrixelemek ($\phi_i = \phi_f$, $I_i = I_f$) megadják a belső – azaz az atommag belső koordináta-rendszerében értelmezett – kvadrupólmomentumot, amelyet Q_0 jelöl. A kapcsolatot a laboratóriumi rendszerben megfigyelt Q kvadrupólmomentum és Q_0 között a következő képlet írja le:

$$Q = Q_0 \left(\frac{3K^2 - I(I+1)}{(I+1)(2I+3)} \right) \quad (2.13)$$

A két érték között jelentős eltérés lehet, például egy nagy mértékben megnyúlt ($\beta_2 > 0$), gyorsan forgó atommag a külső szemlélő számára összenyomott ($\beta_2 < 0$) alakot mutathat.

A $\phi_i = \phi_f$, de $I_i \neq I_f$ mátrixelemekre (azaz egy rotációs sávon belüli átmenetre) hasonló eredményt kapunk, kivéve az I_i -t és I_f -et összekapcsoló Clebsch–Gordon együtthatót. Így a kísérletileg megfigyelhető mennyiség, a redukált $E2$ átmeneti erősség:

$$B(E2; KI_1 \rightarrow KI_2) = \frac{5}{16\pi} e^2 Q_0^2 \langle I_1 K 2 0 | I_2 K \rangle^2 \quad (2.14)$$

2.3. Magreakciók és az optikai potenciál

Az atommagok tanulmányozásának egyik módja, amelyet mi is használtunk, a direkt magreakciók. Ezeket három nagy csoportra lehet osztani: rugalmas szórás, rugalmatlan szórás és nukleonátadás.

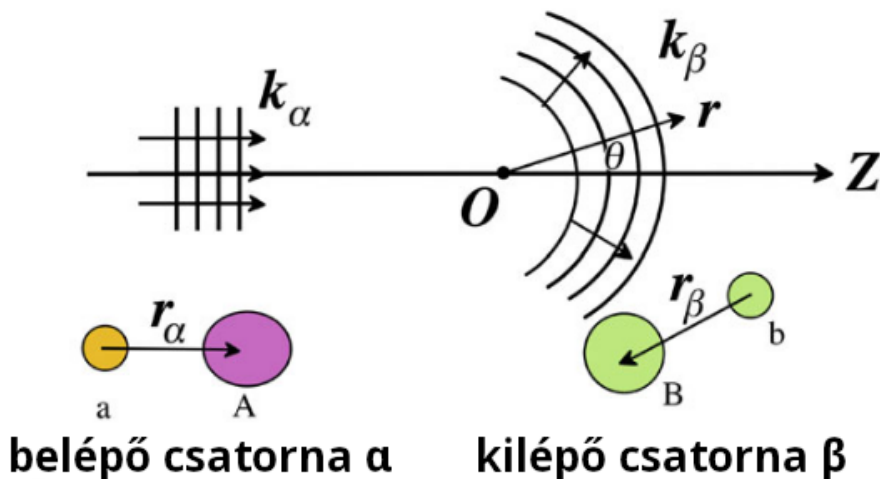
Két atommag (a és A) ütközését soktestproblémaként kell kezelni, ahol a résztvevők száma a két atommag nukleonszámának összege. A belépő reakciócsatornában a nukleonok koordinátái szétválaszthatók a két atommag belső koordinátra-rendszerében értelmezett pozíciókra (\vec{r}_a és \vec{r}_A) és az atommagok tömegközéppontjának relatív koordinátájára (\vec{r}_α), amelyet a következőképpen definiálunk:

$$\vec{r}_\alpha = \frac{1}{A} \sum_{i=1}^A \vec{r}_i - \frac{1}{a} \sum_{j=A+1}^{A+a} \vec{r}_j, \quad (2.15)$$

ahol \vec{r}_i és \vec{r}_j az egyes nukleonok koordinátáit jelölik ugyanabban a vonatkoztatási rendszerben.

A szórási folyamatot a 2.4. ábra szemlélteti. A belépő csatorna leírására síkhullámot, a kilépő csatornára pedig gömbhullámot alkalmazunk. Tehát a rendszer állapotát leíró hullámfüggvény az ütközés előtt

$$\psi_\alpha = A_0 e^{i\vec{k}_\alpha \vec{r}_\alpha} \psi_a \psi_A, \quad (2.16)$$



2.4. ábra: Szórási folyamat sematikus ábrázolása, amelyben a belépő α csatorna ($a + A$ rendszer) a kilépő $\beta = b + B$ csatornához vezet. A belépő csatornát síkhullámmal, a kilépő csatornát gömbhullámmal jellemezzük.

ahol ψ_a és ψ_A a két ütköző atommag belső szerkezetét jellemző hullámfüggvények. Amikor egy atommagot nyalábbal bombázunk, minden egyes nyitott β reakciócsatornához tartozó hullámfüggvények együttesen határozzák meg a rendszer teljes hullámfüggvényét:

$$\psi = A_0 e^{i\vec{k}_\alpha \vec{r}_\alpha} \psi_a \psi_A + \sum_{\beta} \psi_{szórt, \beta}. \quad (2.17)$$

A céltárgytól messze (a kimenő hullám λ_β hullámhosszához viszonyítva, azaz $r_\beta \gg \lambda_\beta$ esetén), ahol a kölcsönhatási potenciál is már elhanyagolható, a kimenő hullám sugárirányú függése a β csatornában $e^{(i\vec{k}_\beta \vec{r}_\beta)} / r_\beta$ alakú, mivel az intenzitás a távolság négyzetével arányosan csökken. A szórt hullámok amplitúdóját a poláris és azimutális szórási szögektől és a bombázó energiától függő $f_\beta(\vartheta, \varphi)$ tényező, az úgynevezett szórási amplitúdó is módosítja, ennélfogva a szórt hullámfüggvény a következőképpen

írható fel:

$$\psi_{szórt,\beta}(r, \vartheta, \varphi) \xrightarrow{r_\beta \gg \lambda_\beta} A_0 f_\beta(\vartheta, \varphi) \frac{e^{i\vec{k}_\beta \vec{r}_\beta}}{r_\beta} \psi_b \psi_B, \quad (2.18)$$

ahol ψ_b és ψ_B a b és B atommagok belső szerkezetét jellemző hullámfüggvény.

A nukleonok közötti relatív sebességet a belépő és kilépő csatornában jelölje v_α és v_β . Az $A(a, b)B$ reakcióból származó részecskék száma egy adott $d\Omega$ térszögben időegységenként $v_\beta |A_0 f_\beta|^2 d\Omega$. Ezt elosztva a belépő $v_\alpha |A_0|^2$ fluxussal, megkapjuk a reakció differenciális hatáskeresztmetszetét:

$$\frac{d\sigma_\beta}{d\Omega} = \frac{v_\beta}{v_\alpha} |f_\beta(\vartheta, \varphi)|^2. \quad (2.19)$$

A belépő csatorna atommagjainak belső szerkezetét leíró hullámfüggvények az időfüggetlen Schrödinger-egyenletek megoldásaiként állnak elő:

$$\begin{aligned} H_a \psi_a &= \epsilon_a \psi_a \\ H_A \psi_A &= \epsilon_A \psi_A. \end{aligned} \quad (2.20)$$

ahol ϵ_a és ϵ_A a sajátenergiák. Kölcsönható atommagok esetében a teljes Hamilton-operátor kiszámításához a két belső Hamilton-operátor (H_a és H_A) mellett az egymáshoz viszonyított mozgásukból származó mozgási energiát és a V_α kölcsönhatási potenciált is figyelembe kell venni:

$$H = H_a + H_A - \frac{\hbar^2}{2\mu_\alpha} \nabla_\alpha^2 + V_\alpha, \quad (2.21)$$

ahol $\mu_\alpha \equiv m_a m_A / (m_a + m_A)$ a rendszerre vonatkozó redukált tömeget jelöli. Így végül a Schrödinger-egyenlet:

$$H\psi = E\psi, \quad (2.22)$$

ahol E a rendszer teljes energiája. Az egyenlet megoldásként olyan hul-

lámfüggvényeket keresünk, amelyek (2.17) alakúak.

Az (2.20) egyenletben szereplő ψ_a és ψ_A hullámfüggvények teljes bázist alkotnak, ennél fogva a rendszer hullámfüggvénye kifejezhető a két hullámfüggvény lineáris kombinációjaként

$$\psi = \sum_{a'A'} \chi_{a'A'}(\vec{r}_\alpha) \psi_{a'} \psi_{A'}, \quad (2.23)$$

ahol az a és A atommag összes (végtelen) lehetséges a' és A' belső állapotán végig megy az összegzés. Ha ezt behelyettesítjük az (2.22) képletbe az (2.20) és az (2.21) képletek felhasználásával, a következőt kapjuk:

$$\sum_{a'A'} \left[(\epsilon_{a'} + \epsilon_{A'} - E) - \frac{\hbar^2}{2\mu_\alpha} \nabla_\alpha^2 + V_\alpha \right] \chi_{a'A'}(\vec{r}_\alpha) \psi_{a'} \psi_{A'} = 0. \quad (2.24)$$

A bázisállapotok ortogonalitását kihasználva és integrálva az összes τ_a és τ_A belső koordinátára:

$$[\nabla_\alpha^2 - U_{aA,aA}(\vec{r}_\alpha) + k_{aA}^2] \chi_{aA}(\vec{r}_\alpha) = \sum_{\substack{a' \neq a \\ A' \neq A}} \chi_{a'A'}(\vec{r}_\alpha) U_{aA,a'A'}(\vec{r}_\alpha), \quad (2.25)$$

ahol $k_{aA}^2 = 2\mu_\alpha(E - \epsilon_a - \epsilon_A)/\hbar^2$ és bevezettük a V_α potenciál $U_{aA,a'A'}$ mátrixelemeit a következőképpen:

$$\begin{aligned} U_{aA,a'A'}(\vec{r}_\alpha) &= \frac{2\mu_\alpha}{\hbar^2} \iint \psi_a^*(\tau_a) \psi_A^*(\tau_A) V_\alpha \psi'_a(\tau_a) \psi'_{A'}(\tau_A) d\tau_a d\tau_A \\ &\equiv \frac{2\mu_\alpha}{\hbar^2} \langle aA | V_\alpha | a'A' \rangle. \end{aligned} \quad (2.26)$$

Az (2.25) képletben a diagonális mátrixelemek $U_{aA,aA}$ az egyenlet bal oldalán szerepelnek, amelyek a rugalmas szórást írják le. A nem diagonális elemek, amelyeknél $a' \neq a$ vagy $A' \neq A$ teljesül, az egyenlet jobb oldalán a csatolt gerjesztett állapotokat adják meg, amellyel a rugalmatlan szórás értelmezhető. Az (2.25) egyenlet bal oldalán nem csak az alapállapot sze-

repelhet, hanem ilyen egyenleteteket kell felírni az összes lehetséges a' és A' párra, tehát a (2.25) képlet csak egy tagja egy végtelen csatolt csatornás egyenletrendszernek. Ezek szerint, ha ismerjük az összes $U_{aA,a'A'}$ mátrix-elemet, meg tudjuk oldani a csatolt egyenletrendszert és egy teljes leírást kapunk a reakcióról. Azonban, mivel az egyenletrendszer végtelen számú egyenletet tartalmaz, a gyakorlatban közelítéseket alkalmazunk a megoldás keresésének egyszerűsítése végett. Általában csupán néhány csatornát vesszünk figyelembe, amelyekről elméleti számítások vagy mérési eredmények alapján tudjuk, hogy erős csatolás van közöttük. A többi reakciócsatorna hatását vagy elhanyagoljuk, vagy egy komplex *optikai potenciál* alkalmazásával vesszük figyelembe.

A magfizikában alkalmazott *optikai potenciál* és *optikai modell* a fénytörés jelenségének analógiájára kapta az elnevezést. Az optikai potenciált a nukleon-nukleon kölcsönhatásból származtathatjuk, a gyakorlatban általában fenomenologikus úton határozzuk meg kísérletekből származó hatáskeresztmetszet adatok illesztésével. Az optikai potenciál egy $V_C(r)$ centrális és egy $V_{ls}(r)$ spin-pálya potenciál összegeként áll elő:

$$V_{opt} = V_C(r) + V_{ls}(r) \vec{l} \vec{s}. \quad (2.27)$$

A centrális potenciál paraméterezése többnyire komplex:

$$V_C(r) = U(r) + iW(r). \quad (2.28)$$

$U(r)$ a centrális potenciál valós része

$$U(r) = U_0 f(r, R_U, a_U) \\ f(r, R_U, a_U) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{r - R}{a}\right)}, \quad (2.29)$$

ahol U_0 a potenciál mélysége, R_U és a_U a sugárirányú és felületi diffúzitás paramétere. A nukleáris kölcsönhatás kicsi hatótávolsága miatt az opti-

kai potenciál a magsűrűséget követi, általában a Woods–Saxon eloszlást használjuk az $U(r)$ valós rész jellemzésére. Ez a függvényalak úgy néz ki, hogy kicsi távolság esetén konstans, vonzó a potenciál, majd a felszín tartományában meredeken emelkedik határértékben nulláig. Az optikai potenciál képzetes része két részre osztható, egy térfogatra és egy felszíni- re. A térfogati rész olyan abszorpciós folyamatokat ír le, amelyek szintén a Woods–Saxon potenciállal modellezhetők. A felszíni abszorpciós folyamatok, például a kollektív gerjesztés vagy a bomlás a Woods–Saxon függvény deriváltjával modellezhető. A centrális potenciál képzetes része tehát lehet térfogati vagy felszíni jellegű, illetve ezek keveréke. A térfogati rész matematikailag és formailag megegyezik a valós részt leíró $U(r)$ függvénnyel ((2.29))

$$W(r) = W_V f(r, R_W, a_W), \quad (2.30)$$

a korábban említett jelölések megtartása mellett. A felszíni jellegű folyamatokat leíró függvény:

$$W_s(r) = 4a_W W_s \frac{df(r, R_W, a_W)}{dr}. \quad (2.31)$$

A spin-pálya potenciál szintén ezt a felületi függvényalakot követi:

$$V_{ls}(r) = V_{ls} r_{ls}^2 \frac{1}{r} \frac{df(r, R_{ls}, a_{ls})}{dr}. \quad (2.32)$$

Töltött részecskék szórása esetén a Coulomb-potenciált is figyelembe kell venni.

2.4. Kváziszabad szórás

Kváziszabad szórást olyan bombázó nukleonnal (esetünkben protonnal) végeznek, amelynek energiája néhány 100 MeV, tehát a de-Broglie hullámhossza kisebb, mint a céltárgyban lévő nukleonok átlagos távolsága. Ilyenkor a bombázó részecske és a vizsgálandó atommag között lejátszódó

reakciót nukleon-nukleon ütközések sorozatával lehet közelíteni. Azt a reakciót nevezzük kváziszabad szórásnak, amikor csak egyetlen ilyen ütközés játszódik le a folyamat során, tehát az összetett atommag többi része nem vesz részt a reakcióban, a két nukleon pedig szabadon ütközőnek tekinthető. Mivel ilyen nagy energián a bombázó részecske átlagos szabad úthossza összemérhető a bombázott atommag sugarával, az ilyen típusú szórás elég gyakran meg is valósul, és a két kölcsönható nukleon közötti jellegzetes szögkorreláció mérhető [51]. A hatáskeresztmetszetek analízise nagyrészt az úgynevezett torzított hullámú impulzusközelítéssel (DWIA, Distorted Wave Impulse Approximation) [52] történik, ahol a két nukleon egyszerű kölcsönhatásán túlmutató többszörös szórást és a más csatornába vezető abszorpciót a bejövő és kimenő hullámok torzításával egy komplex optikai potenciál segítségével vesszük figyelembe.

2.5. Invariánstömeg-spektroszkópia

Előfordul, hogy a másodlagos céltárgyban keletkezett atommag nem-kötött állapotban jön létre. Ez a gerjesztett állapot rövid ideig létezik, majd egy vagy több nukleont bocsát ki az atommag. Ez gyakran még azelőtt megtörténik, hogy a céltárgyban keletkezett atommag a detektorokhoz érne, ekkor helyette a bomlásából származó részecskéket detektáljuk. A bomlás előtti és utáni részecskerendszer megfelelő fizikai mennyiségeinek ismeretében kiszámíthatjuk a nem-kötött állapotok energiáit az invariánstömeg módszerrel.

Az energia és az impulzus a bomlás során megmaradó mennyiségek. Ezek segítségével a következőképpen definiálhatjuk az invariáns tömeget, amely egy vonatkoztatási rendszertől független fizikai mennyiség:

$$M_{inv} = \sqrt{E^2 - |\vec{p}|^2}. \quad (2.33)$$

A képletben E a részecske teljes energiáját, \vec{p} pedig az impulzusvektorát

jelöli és természetes egységet használtam, azaz a fénysebesség értéke $c = 1$.

Az atommag egy nem-kötött állapotának az energiáját az úgynevezett relatív energia (E_{rel}) segítségével határozhatjuk meg, amely az invariáns tömeg és a bomlástermékek tömegösszegének a különbsége:

$$E_{rel} = M_{inv} - \sum_i m_i, \quad (2.34)$$

ahol m_i a bomlás során keletkezett részecskék nyugalmi tömegét jelöli.

Egy neutron kibocsátásával járó bomlás esetén, amellyel a dolgozatban foglalkozom, a következő formában írható fel az atommagból és a neutronból álló kétrészecskés rendszer invariáns tömege és a relatív energia:

$$M_{inv} = \sqrt{(E_f + E_n)^2 - |\vec{p}_f + \vec{p}_n|^2} \quad (2.35a)$$

$$E_{rel} = M_{inv} - m_f - m_n \quad (2.35b)$$

Az f és az n alsó indexekkel ellátott mennyiségek az atommagra, illetve a neutronra vonatkoznak.

A bomlás előtti atommag gerjesztett állapotának energiáját (E^x) az S_n neutronszevárációs energia – amely egy neutron eltávolításához szükséges energiát jelenti az atommagból – és az E_{rel} relatív energia összege adja. Amennyiben az atommag kötött gerjesztett állapotban jön létre, az általa kibocsátott γ -foton energiáját is hozzá kell adni az összeghez:

$$E^x = E_{rel} + S_n + E_\gamma \quad (2.36)$$

2.6. A nem-kötött állapot rezonanciák leírása

A dolgozatomban vizsgált nem-kötött gerjesztett állapotú atommag direkt magreakció eredményeként jön létre. Ez az állapot aztán neutronkibocsátással szinte azonnal elbomlik. Ezt a folyamatot egy potenciálon történő

szórással modellezzük, amelynek a paramétereit a Schrödinger-egyenletből származtatjuk az R -mátrix [53] segítségével. A nem-kötött állapotú rezonanciákat Breit–Wigner függvénnyel írjuk le:

$$f_l(E_{rel}; E_r, \Gamma_l) = \frac{\Gamma_l(E_{rel})}{(E_{rel} - E_r)^2 + \frac{\Gamma_l(E_{rel})^2}{4}}, \quad (2.37)$$

ahol E_r a rezonanciaenergia, E_{rel} a relatív energia és $\Gamma_l(E_{rel})$ a látszólagos szélesség. A látszólagos szélesség a relatív energiától és az impulzusmomentumtól (l) függ:

$$\Gamma_l(E_{rel}) = 2\Gamma_r^2 P_l(\rho, \eta). \quad (2.38)$$

A képletben szereplő Γ_r a rezonancia szélessége és $P_l(\rho, \eta)$ az áthatolási tényező, amelyben η a Coulomb-tér paraméter (neutronok esetében 0 az értéke), ρ pedig függ a részecskerendszer redukált tömegétől (μ), a relatív energiától (E_{rel}) és a csatorna sugarától (R):

$$\rho = \frac{R\sqrt{2\mu E_{rel}}}{\hbar}, \quad (2.39)$$

ahol \hbar a Planck-állandót jelöli. A kiértékelés során $R = 5,62$ fm értékkel számoltam az $R \approx 1,2 \text{ fm} \cdot (A^{1/3} + B^{1/3})$ fenomenologikus képlet alapján, ahol A és B a bomlástermékek tömegszámát jelöli. Azonban ahogy korábbi analízisek [54] mutatják, az R paraméter nem befolyásolja jelentősen a rezonanciaenergiát. Az áthatolási tényező különböző impulzusmomentum-

mal rendelkező neutronokra:

$$P_0(\rho) = \rho, \quad (2.40a)$$

$$P_1(\rho) = \frac{\rho^3}{1 + \rho^2}, \quad (2.40b)$$

$$P_2(\rho) = \frac{\rho^5}{9 + 3\rho^2 + \rho^4}, \quad (2.40c)$$

$$P_3(\rho) = \frac{\rho^7}{225 + 45\rho^2 + 6\rho^4 + \rho^6}. \quad (2.40d)$$

3. fejezet

Kísérleti berendezések és eljárások

3.1. Radioaktív ionnyaláb előállítása

A dolgozatban tárgyalt atommagok felezési ideje a millimásodperces tartományban van. Ilyen gyorsan bomló anyagokból nem lehet céltárgyat készíteni, ezért inverz kinematikával végeztük el a kísérletet, azaz a radioaktív ionokból állítottunk elő nyalábot. A reakciók ebben az esetben is ugyanúgy játszódtak le tömegközépponti rendszerben tekintve.

Az izotópokat rövid élettartamuk miatt repülés közben történő izotopszeparációs (In-Flight, röviden: IF) módszer segítségével volt célszerű előállítani. Az eljárás során nagyenergiájú (50–1000 MeV/nukleon) stabil nehézionokat ütköztetünk szintén stabil, a nyaláb energiájához képest vékony (mm nagyságrendű) céltárggyal. A céltárgymagok darabokra törik a nehézionra, ezt a reakciót hívjuk fragmentációnak. A nyaláb- és a céltárgymagok ütközésének mértékétől függően különböző fragmentumok keletkezhetnek a bombázó részecske nukleonszáma alatti magtartományban. Ezek között megtalálhatóak neutrongazdag egzotikus atommagok is, mint esetünkben például a ^{63}V és az ^{51}Ar . Az így létrejött magok a gyors-

sított nehézionhoz képest néhány százalékot veszítenek az energiájukból, a repülési pályájuk kicsi szöget zárt be az eredeti nyalábéval. Azt, hogy mi a legkisebb felezési idő, amivel rendelkező fragmentumot még vizsgálni lehet a módszerrel, kizárólag az ion berendezésben történő repülési ideje határozza meg.

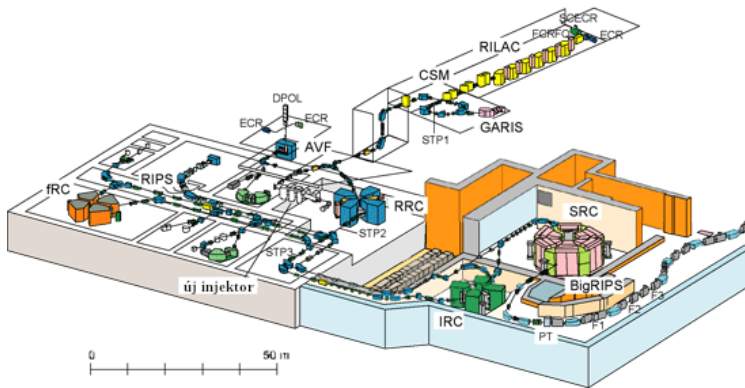
3.1.1. RIBF létesítmény

A RIBF [55] (Radioactive Ion Beam Factory, magyarul: Radioaktív Ionnyaláb Gyár) gyorsítókomplexum (3.1. ábra) feladata, hogy biztosítsa az elsődleges nyalábot az egzotikus atommagfizikai kísérletekhez. 1986 óta működik a berendezés, azonban az utóbbi két évtizedben három nehézion gyorsítóval bővült a rendszer, ami jelentős mértékben megnövelte a kísérleti lehetőségeket. Ezek az fRC (fixed-frequency Ring Cyclotron, magyarul: Állandó frekvenciájú ciklotron), IRC (Intermediate-stage Ring Cyclotron, magyarul: Köztes szakaszbeli ciklotron) és SRC (Superconducting Ring Cyclotron, magyarul: szupravezető ciklotron) ciklotronok, amelyek segítségével képesek vagyunk könnyű ionok esetében akár a 440 MeV/nukleon, nehéz ionok esetében pedig a 350 MeV/nukleon energiát elérni.

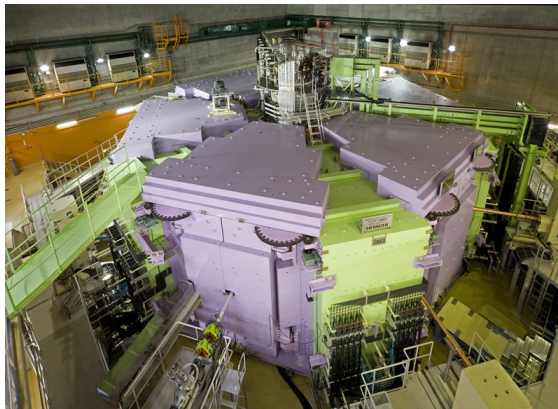
SRC gyorsító

Az SRC (3.2. ábra) (Superconducting Ring Cyclotron, magyarul: Szupravezető gyűrű ciklotron) a RIBF véggyorsítója, jelenleg a világ legnagyobb intenzitású nyalábjának előállítására képes, amelynek sebessége akár a fénysebesség 70%-át is elérheti. Teljesen zárt, 8300 tonna tiszta vas veszi körül. Ez a konstrukció megakadályozza, hogy a mágneses tér, illetve a sugárzás kiszivárogjon a környező térbe. Ionnyaláb eltérítési képessége szintén a világon a legnagyobb (8 Tm).

RIBF gyorsítók



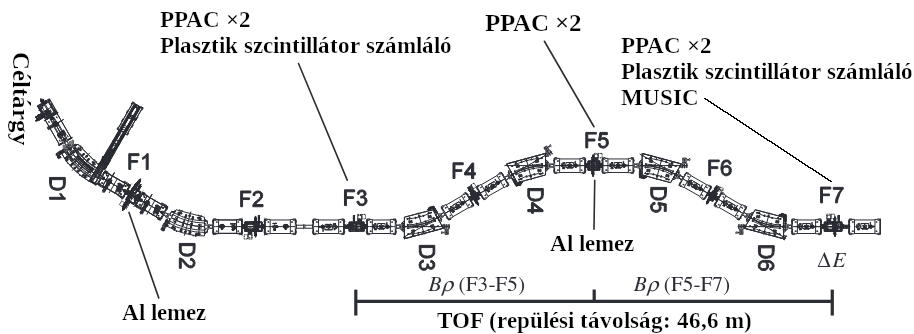
3.1. ábra: A RIBF (Radioaktív Ionnyalábgyár) madártávlati rajza. Az előgyorsított nyaláb az fRC, majd az IRC gyűrűjébe kerül további gyorsításra. Végül az SRC ciklotronban érik el az atommagok a maximális sebességüket, ami könnyű elemek esetében akár 440 MeV/nukleon, nehéz elemek esetén pedig 350 MeV/nukleon energiának felel meg.



3.2. ábra: Az SRC gyorsító fényképe. Átmérője 18,4 m, magassága 7,7 m, tömege 8300 tonna. A hatalmas vaspáncélnak köszönhetően a mágneses tér és a sugárzás nem jut ki számottevően a gyorsító körüli térbe.

3.2. BigRIPS izotópszeparátor

A BigRIPS [56], amely lehetővé teszi az ionok típus szerinti szétválasztását, valamint azok azonosítását, két szakaszból áll. A berendezés felépítését a 3.3. ábra szemlélteti. Az F1–F7 a fókuszsíkokat, a D1–D6 pedig a dipólmágneseket jelölik. Az F1–F3 fókuszsíkok közötti szakaszon a berendezés 30°-ban ívelt, a nyalábeltérítést a dipólmágnesek végzik. A relativisztikus sebesség számításához szükséges időt az F3 és F7 fókuszsíkokban elhelyezett plasztik szcintillátorok mérik, a közöttük lévő repülési úthossz 46,6 m. Az energiaveszteséget az F7-ben elhelyezett MUSIC ionizációs kamra méri. A PPAC detektorok az atommagok függőleges és vízszintes irányú pozíciójának meghatározására alkalmas eszközök. Az alumíniumlemezek a nehézionok energiát veszítenek; segítségükkel a különböző magok nagyobb mértékű szeparációja érhető el.



3.3. ábra: A BigRIPS sematikus felépítése [56].

3.2.1. A BigRIPS első szakasza

Az első fázisban a különböző atommagok előállítás, gyűjtése, szeparációja történik. A nyalábot kvadrupólmágnesek fókuszálják. Az ionnyalábot alkotó magok töltésüknél fogva eltérülnek a dipólmágnesek által keltett

homogén mágneses térben. Az eltérülést jellemző körpálya sugara fordítva arányos a töltés nagyságával (Q), ami nem túl nagy rendszám esetén ($Z < 40$) megegyezik a mag protonszámával, hiszen ilyen nagy energiák esetén elektronjaiktól teljesen megfosztott ionokról beszélünk. A pályasugár és a tömeg között pedig egyenes arányosság van. Ezeket összevetve megállapíthatjuk, hogy a mágneses térben történő eltérülés mértékét a töltött részecskére jellemző tömegszám/töltés (A/Q) hányados határozza meg. Ez a módszer lehetővé teszi a különböző A/Q -val rendelkező atommagok térbeli szétválasztását, viszont a tömegszám és töltés egymástól függetlenül nem mérhető ily módon. Nagyobb rendszámú atommagok esetén előfordul, hogy az ion nem teljesen lefosztott, rendelkezik néhány elektronnal, de esetünkben ez nem áll fenn. A céltárgyban történő fragmentáció után az ionok a D1 dipólmágnesbe kerülnek, amelynek a kilépő oldalán egy rés található, ezzel már jelentősen szűrhető a nyaláb. Ahhoz hogy a különböző ionokat még nagyobb mértékben szét tudjuk választani, az F1 fókuszszík után egy alumíniumlemez található, amely megváltoztatja a töltött részecske mágneses térbeli pályasugarát, mivel energiát veszítenek az anyagon történő áthaladásuk során. A D2 dipólmágnes kilépő oldalán található résen csak azok az ionok haladnak át, amelyeknek az új mágneses rigiditásuk – amely fizikai mennyiséget a részecske pályasugara és a mágneses térerősség szorzataként definiálunk ($B\rho$) és a töltött részecskék mágneses térben történő eltérülésének mértékét írja le – összhangban áll a D2 mágnes térerősségével. Ezt a tisztítást akár több fokozatban tovább is lehetne folytatni, amíg teljesen tiszta nyalábot el nem érünk. Azonban minden fázisban csökken az intenzitás, ezért kompromisszumot kell kötni. Ráadásul ez a kompromisszum nem is minden esetben rossz, hiszen ha többnemű marad az ionnyaláb, akkor több kísérletet is lehet egyszerre végezni. Azonban ebben az esetben ionról ionra el kell végezni az azonosítást, amit a BigRIPS második szakaszában hajtunk végre.

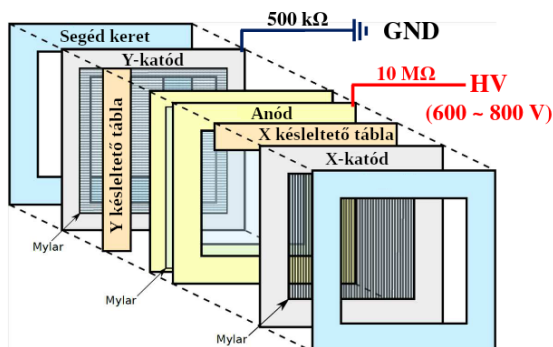
3.2.2. A BigRIPS második szakasza

A BigRIPS második szakaszában történik a nyálábazonosítás a $B\rho - \Delta E - TOF$ módszerrel, amelyet a 4.3.1. alfejezetben ismertetek részletesen. Ezen fizikai mennyiségek alapján meghatározható az ion rendszáma (Z) és A/Q hányadosa, amelyek alapján egyértelműen beazonosítható egy elektronjaitól teljesen lefosztott atommag.

A $B\rho$ mennyiség értékének meghatározása pályarekonstrukciós módszerrel (ld. 4.3.1. alfejezetben) történik, ami a részecske pozíciójának és repülési irányának mérésén alapul. Az F3, F5 és F7 fókuszsíkokban 1–1 pár PPAC (Parallel Plate Avalanche Counter) detektor található, amelyekkel az áthaladó részecske vertikális és horizontális pozíciója, illetve a repülés szöge is meghatározható. A detektor működését ebben az alfejezetben később ismertetem. A $B\rho$ mennyiséget kétszer mérjük meg a BigRIPS második fázisában. Először az F3 és F5, majd az F5 és F7 fókuszsíkokban elhelyezett PPAC detektorok segítségével. Ez a kétszeres mérés azért szükséges, mert a részecskék energiát veszítenek a PPAC-okon, illetve az F5 fókuszsíokban esetlegesen elhelyezett vékony alumíniumlapon történő áthaladásuk során.

A repülési időt (TOF , Time of Flight) BigRIPS második fokozatának elején és végén, azaz az F3 és az F7 fókuszsíkok között mérjük plasztik szcintillátor típusú detektorokkal. A repülési idő viszonylag nagy pontossággal meghatározható a nagy repülési távolságnak – ami egy 46,6 m hosszú pályát jelent a két detektor között – illetve a plasztik szcintillátorok 1 ns alatti időfeloldásának köszönhetően.

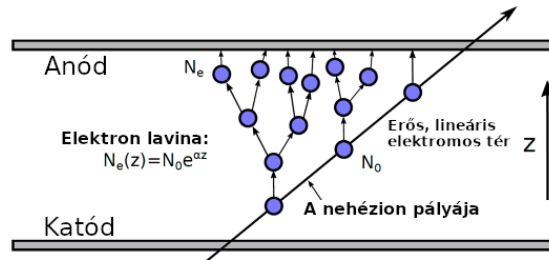
A ΔE energiaveszteséget a MUSIC [57] (MUlti-Sampling Ionization Chamber) gáztöltésű ionizációs detektor méri az F7 fókuszsíkokban. Működési elvét ebben az alfejezetben később tárgyalom. A detektoron történő áthaladása során a részecske energiát ad le a gázban. Az energiaveszteség mérése a rendszám meghatározásához szükséges, ugyanis a részecske által egységnyi úthosszon leadott energia a rendszám négyzetével arányos.



3.4. ábra: A PPAC detektor felépítése. A nyalábirányra merőleges pozíció mérésére két, egymásra merőleges katódszál sor szolgál. Az anód és a katód közötti elektromos feszültség értéke 600–800 V.

PPAC detektorok

A PPAC (Parallel Plate Avalanche Counter, magyarul: párhuzamos elektródájú lavinaszámláló) detektorokkal kísérletünk során az atommagok repülési pályáját monitoroztuk a mágneses rigiditásuk meghatározásához, ami az A/Q érték számításához szükséges a részecskeazonosítás során. A detektorok felépítését a 3.4. ábra szemlélteti. A párhuzamosan elhelyezett katódszálak, valamint a néhány száz volt feszültségen működő anód közötti teret alacsony nyomású izobután gáz tölti ki. A két különböző keretben lévő katódszálak egymásra merőlegesen helyezkednek el, így az egyik szálcsoport az áthaladó részecske x , míg a másik az y pozíciójáról szolgáltat adatot. A detektoron keresztülrepülő nehézionok elektronlavinát hoznak létre (3.5. ábra), amelyben az elektronok az anód felé gyorsulnak az elektromágneses tér hatására. Az anódba csapódó elektronok elektromos jelet keltenek, amelyből a részecske pozícióját meghatározhatjuk $\sigma=0,3$ mm feloldással. Néhány nanomásodperces időfeloldása miatt repülési idő mérésére is alkalmazható.



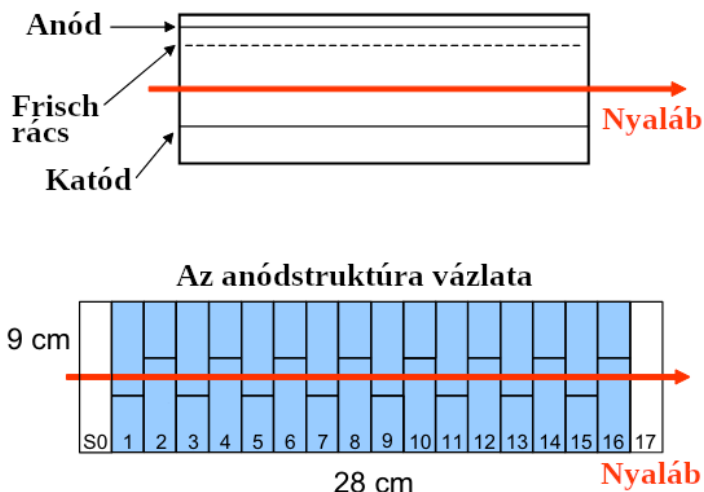
3.5. ábra: A PPAC detektor működési elve. A detektoron áthaladó részecske ionizálja az elektródák közötti teret kitöltött gázt. Az elektronok az anód felé gyorsulnak, elektronlavinát hoznak létre. Az anódon mért feszültségjel és az alkalmazott elektromos tér között exponenciális összefüggés áll fenn.

MUSIC detektor

A MUSIC (MUlti-Sampling Ionization Chamber, magyarul: többszörös mintavételezéses ionizációs kamra) detektort az energiaveszteség (ΔE) mérésére használtuk. Az ionizációs kamra egy 30 cm hosszú, 10 cm széles, 20 cm magas alumínium dobozban található, amely CH_4 gázzal van töltve. Az anódszálak 0-tól 17-ig vannak számozva, melyek közül az első és az utolsó pozícionálószállakként funkcionálnak. Az egyes szálakban a nehézion energiaveszteségével arányos feszültségjel keletkezik. Felépítését a 3.6. ábra szemlélteti.

3.3. MINOS eszköz

A $(p, xpyn)$ reakciók ($x = 1, 2, \dots$; $y = 0, 1, \dots$) megvalósításához a másodlagos ionnyalábot folyékony hidrogén céltárggyal ütköztettük. A hidrogénatom magja egyetlen protonból áll, így ideális választás a kívánt reakciók létrehozásához. A céltárgy henger alakú, kiterjedése a nyalábirány mentén 151(1) mm hosszúságú. E körül szintén henger alakú TPC (Time Projection Chamber, magyarul: időprojekciós kamra) helyezkedik el, amely a magreakciók termékeként létrejött protonok nyomkövetésére szol-

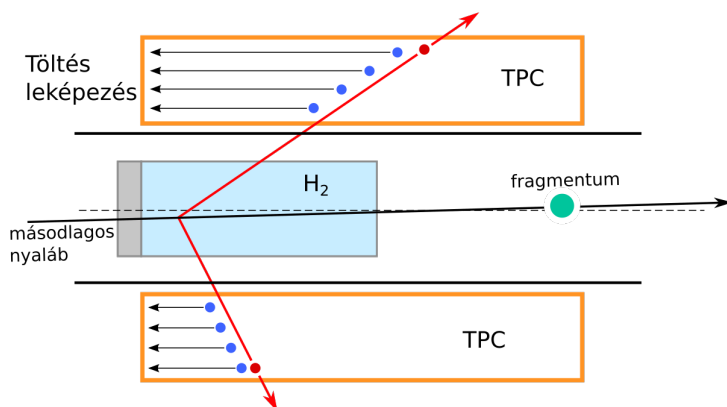


3.6. ábra: A MUSIC detektor vázlatos rajza. A 18 mintavételezés lehetővé teszi az áthaladó atommag energiavesztésének pontos meghatározását.

gál. A céltárgy és a TPC együttesen alkotja a MINOS eszközt [58], amelynek pozíciója kísérletünkben az F8 fókuszszík volt. Az eszközt (3.7. ábra) a DALI2+ [59] detektorrendszer veszi körül; feladata a reakcióból származó fotonok észlelése. A TPC segítségével meghatározható a reakció lejátszódásának pozíciója, ami a fotonok energiájának Doppler-korrigálásához szükséges. A Doppler-korrekcióról a későbbiekben részletesebben is szó lesz.

3.3.1. Időprojekciós kamra (TPC)

A MINOS eszköz részét képező időprojekciós kamra egy üreges, henger alakú gáztöltésű detektor, amely a céltárgyat veszi körül. A magreakció során kibocsátott egy vagy több proton pályáját képes meghatározni a háromdimenziós térben. A gáz összetétele 82% argon, 15% CF_4 és 3% izobután. Hossza 300 mm, belső és külső átmérője 40 mm, illetve 95 mm.



3.7. ábra: A MINOS eszköz oldalnézeti keresztmetszet rajza. A henger alakú folyékony hidrogén céltárgyat egy időprojekciós kamra (TPC) veszi körül. A másodlagos ionnyaláb hidrogénnel történő kölcsönhatása során (p,xpyn) reakciók játszódhatnak le. A keletkező szabad protonok a TPC-ben lévő gázt ionizálják, ezáltal szabad elektronok keletkeznek, amelyek töltésüknél fogva a kamra anódja felé sodródnak, becsapódásukkor elektromos jelet keltenek. A jelfeldolgozó elektronika segítségével megállapítható az egyes protonok pályája, amelyből kiszámítható a magreakció létrejöttének helye.

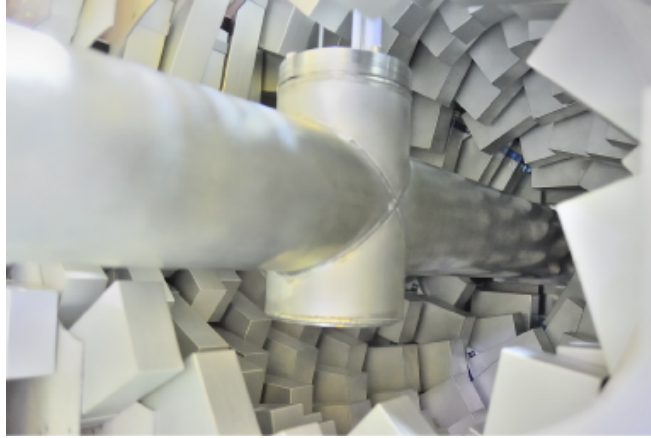
A TPC-n áthaladó proton ionizálja a gázt, szabad elektronok keletkeznek a proton pályája mentén. Az elektronok egy Micromegas anódrendszer felé sodródnak, amelyben becsapódásukkor jelet keltenek. A Micromegas 3604 anódból áll, amelynek mindegyike $2\text{ mm} \times 2\text{ mm}$ kiterjedésű és a henger belső lapján helyezkednek el gyűrűszerű elrendezésben. Abból, hogy melyik anód detektálta az elektront, megállapítható az elektron keletkezési helyének, így a protonpálya egy pontjának az x és y koordinátája. A z koordinátát a Micromegas-ban regisztrált időjel alapján számítjuk ki az elektron driftsebességének ismeretében. A protonok pályájának, valamint a magreakció pocíziójának meghatározása részletesen a 4.2.3. fejezetben olvasható.

3.3.2. DALI2+ detektorrendszer

A DALI2+ (Detector Array for Low Intensity radiation, magyarul: Detektorrendszer alacsony energiájú sugárzásra) $^{226}\text{NaI(Tl)}$ szcintillátor kristályból áll; γ -spektroszkópiai célokra alkalmas (3.8. ábra). A MINOS eszközt azimutálisan teljesen körbeveszi, valamint 15° – 160° polárszög tartományt fed le 6° -os félértékszélességű szögfelbontással. A NaI(Tl) szcintillátor a hatásfoka és a költsége miatt is ideális választás az alacsony neutronszeperációs energiával rendelkező radioaktív atommagokkal végzett kísérletekhez. Három különböző méretű kristály található a rendszerben: $54\text{ mm} \times 80\text{ mm} \times 160\text{ mm}$, $40\text{ mm} \times 80\text{ mm} \times 100\text{ mm}$, valamint $60\text{ mm} \times 60\text{ mm} \times 120\text{ mm}$ kiterjedésűek. Minden egyes kristályt 1 mm vastag alumíniumtokozás vesz körül.

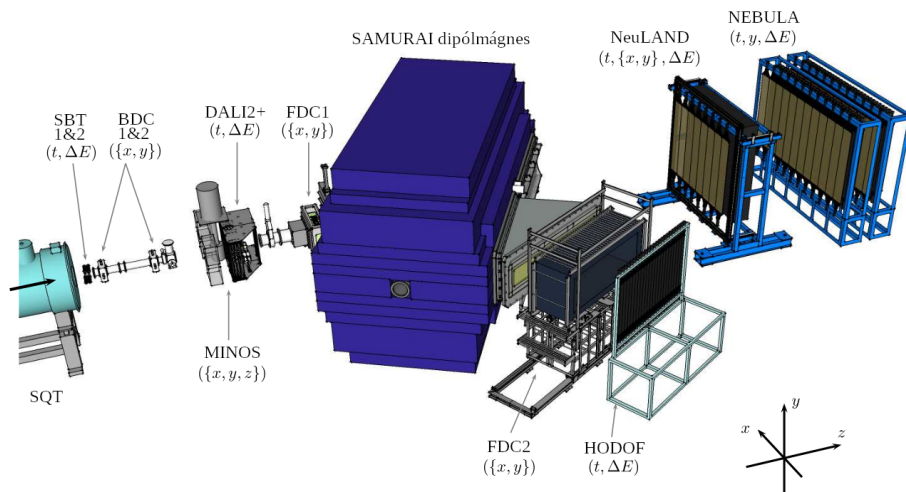
3.4. SAMURAI berendezés

A SAMURAI (Superconducting Analyzer for MUlti-particles from RA-dioIsotope beams, magyarul: szupravezető analizátor radioaktív nyalábokból származó részecskék vizsgálatára) berendezést (3.9. ábra) a nehézion



3.8. ábra: A DALI2+ detektorrendszeről készült fénykép. A detektorrendszer 226 NaI(Tl) szcintillátorból áll, a MINOS eszközt veszi körül. A céltárgyban lejátszódó magreakciók során keletkezett fotonok energiájának mérésére szolgál.

és folyékony hidrogén ütközése következtében végbemenő reakció során keletkezett fragmentumok, illetve neutronok analizálására használtuk. Az így létrejött atommagok a SAMURAI hatalmas szupravezető mágnesével keltett 2,7 T erősségű mágneses térben eltérülnek, míg a neutronok – semleges töltésüknél fogva – irányváltozás nélkül repülnek tovább. A kísérleti elemzéshez szükség van a fragmentumok azonosítására, ami a BigRIPS alfejezetben (4.3.1.) részletezett $B\rho - \Delta E - TOF$ módszerrel történik a másodlagos nyalábot alkotó nehézionok azonosításához hasonló módon. A céltárgy után található driftkamrák (FDC1 a mágnes előtt, FDC2 a mágnes után) a fragmentumok trajektóriájának méréséhez szükségesek, amelyből kiszámíthatjuk a részecskék rigiditását ($B\rho$). A hodoszkóp (HODF) a nehézion energiáját méri; teljesen lefékeződik benne a részecske. Továbbá a HODF szolgáltatja a repülési idő végjelét, míg az SBT plasztik detektorok annak kezdetét mérik. A neutronok eltérülés nélkül haladnak tovább a NEBULA és NeuLAND elnevezésű neutrondetektor-rendszerek felé, amelyek



3.9. ábra: A SAMURAI spektrométer háromdimenziós modellje [60]. A nyaláb pozícióját a BDC1 és BDC2 driftkamrák mérik. A MINOS eszközben lejátszódó reakció termékeként létrejött nehéziont a SAMURAI szupravezető dipólomágnes téríti el. Az ionok pozíciójának meghatározását az FDC1 és FDC2 driftkamrák végzik. Végül a HODF-fel jelölt hodoszkópban adja le teljes energiáját, azzal arányos feszültségjelet keltve, amit az energia meghatározása mellett a repülési idő méréséhez is felhasználtunk. A keletkezett neutronok energiáját a NeuLAND és NEBULA detektorrendszerek mérik.

a semleges részecskék energiáját, repülési idejét és becsapódási pozícióját mérik.

3.4.1. Driftkamrák

A BDC és FDC azonos elven működő driftkamrák, 2–2 ilyen eszközt használtunk a kísérleti elrendezésben.

A BDC1 és BDC2 kamrák a beeső radioaktív ionnyaláb pályájának monitorozásáért felelnek. A Walenta-típusú driftkamrákat [61] 50–100 torr

nyomású $i\text{-C}_4\text{H}_{10}$ gáz tölti ki; a berendezésen áthaladó részecskékre vonatkozó sodródási hossz 2,5 mm.

Az FDC1 a MINOS eszközben lejátszódó reakciók során keletkezett nehézionok pályájának meghatározását segíti. A BDC-hez hasonlóan az FDC is Walenta-típusú detektor azonos minőségű gázzal töltve, viszont a nyomás FDC1 esetében 50 torr, a sodródási hossz pedig 5 mm. Az FDC2 a SAMURAI mágnese után helyezkedik el, a rigiditás kiszámításához szükséges repülési pályára vonatkozó adatokat méri. A sodródási hossz értéke a gázban 10 mm.

3.4.2. NEBULA és NeuLAND detektorrendszerek

A NEBULA [62] (NEutron-detection system for Breakup of Unstable-nuclei with Large Acceptance, magyarul: Nagy térszögű neutrondetektor-rendszer instabil atommagok bomlásának vizsgálatára) detektorrendszer 120 pasztik szcintillátorból áll, amelyek két, egymástól 85 cm-re lévő felülréteget alkotnak. Minden egyes szcintillátor 180 cm magas, 12 cm széles és 12 cm a mélysége. A NEBULA nagy neutrondetektálási hatásokkal rendelkezik és nagy szöveget fed le. Emellett a detektorrendszer képes érzékelni több neutron koincidenációját is. Elsősorban invariánstömeg-spektroszkópiai célra használatos neutrongazdag egzotikus atommagok vizsgálata során. Energiafeloldása 1 MeV relatív energiánál 0,4 MeV (félérték szélesség).

A NeuLAND (New Large-Area Neutron Detector, magyarul: Új, nagyfelületű neutron detektor) detektorrendszerrel [63] kibővítve a NEBULA-t, egyszerre akár négy neutron is megkülönböztethető. A teljes NeuLAND 3000 pasztik szcintillátorból épül fel – amelyből mérésünk során 400-at használtunk – 30 modulba rendezve. Egy-egy modul 50 vízszintes és 50 függőleges orientációjú szcintillátort tartalmaz. Ezek együttesen 3 m vastag réteget alkotnak, ezzel biztosítva a hatékony energiamérést. A szcintillátorok egyenként $5\text{ cm} \times 5\text{ cm} \times 250\text{ cm}$ kiterjedésűek.

3.4.3. Hodoszkóp

A hodoszkóp plasztik szcintillátor típusú detektor, amely a részecske energiavesztését, illetve repülési idejét méri. Függőleges és vízszintes kiterjedése 1,6 m és 1,2 m. A 16 egységből álló detektor minden egysége $10\text{ cm} \times 120\text{ cm} \times 1\text{ cm}$ kiterjedésű. A mágnes által eltérített különböző rigiditású atommagok eltérő repülési pályán haladnak, ezért szükséges a nagy érzékeny felület.

3.5. Fotogrammetria

A kísérleti berendezések abszolút pozíciójának meghatározása fotogrammetriai módszerrel történt a következőképpen. A detektorok burkolatára jelölő matricákat helyeztünk. A berendezésekről készített fényképek alapján meg lehetett határozni a térbeli távolságokat. A fotogrammetriai analízis egy erre a célra kifejlesztett, V-STARS [64] nevű szoftverrel készült. Az egyes detektorok érzékeny felületének, illetve térfogatának abszolút pozíciója a detektorok tervrajzának ismeretével kiszámítható volt.

3.6. Adatgyűjtés

A kísérlet során az adatgyűjtést a RIBF adatgyűjtő rendszer [65] végzi. A rendszer optimalizálása azért fontos, hogy minél inkább a lényeges eseményekre fókuszáljuk az erőforrásokat, azaz csökkentsük a holtidőt és a háttértárolóra mentett adatok mennyiségét is korlátozzuk. Ezt a szelekciót a különböző detektorok által keltett indítójelek logikai kombinációjával végezzük, amelyet indítójel kapcsolatoknak nevezünk. A teljes adatgyűjtő rendszer holtidejét a legnagyobb holtidővel rendelkező detektor határozza meg. Az eseményeket a NEBULA, NeuLAND, HODF, DALI2+ és a nyalábdetektorokból érkező indítójelek koincidenziája alapján szűrjük. A kísérlet során alkalmazott indítójel koincidenziákat a 3.1. táblázat mutat-

3.1. táblázat: A kísérlethez kialakított logikai indítójel kapcsolatok

Indítójel bemenet	Feltétel
0	Beam
1	Beam \times NEBULA (\times HODF24)
2	Beam \times NeuLAND (\times HODF24)
3	Beam \times DALI2+
4	Beam \times NEBULA (γ) [†]
5	Beam \times NeuLAND (γ)
7	Továbbiak (kalibrációhoz)

ja. Az adatgyűjtő rendszert egy számítógép vezérli, amely az események regisztrálásáért is felel. A számítógép az eseményekhez hozzárendeli a megfelelő adatokat (például az esemény számát és a detektorok által mért jeleket). Amíg egy esemény feldolgozása zajlik, logikai modulok akadályozzák meg, hogy újabb jeleket fogadjon a rendszer.

4. fejezet

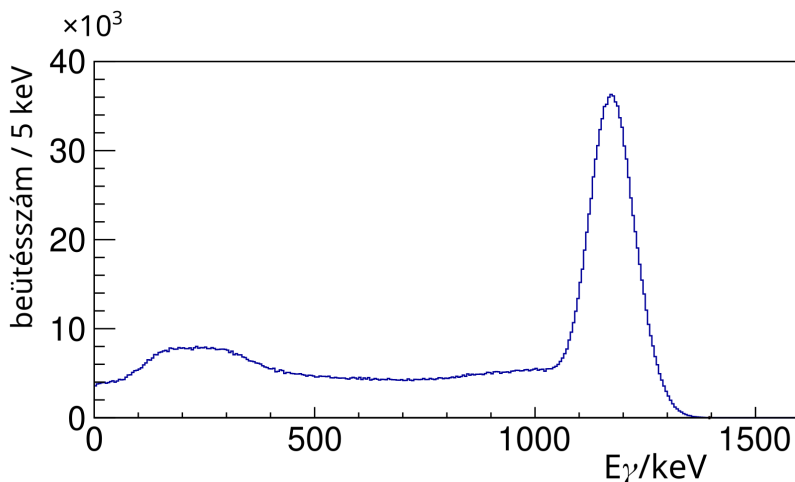
Adatelemzés

4.1. Szimuláció

A modern természettudományokban – így az atommagfizikában is – az elméleti számítások és a kísérleti mérések mellett fontos szerepe van a számítógépes szimulációknak. Az analízis során két feladathoz használtam egy-egy szimulációt, amelyek vázát már korábban elkészítették a Geant4 keretrendszeren [66] belül C++ nyelven.

4.1.1. A DALI2+ detektorrendszer szimulációja

Az egyik szimuláció [67] a DALI2+ válaszfüggvényének meghatározására szolgál, amellyel meghatározható a detektorrendszer γ -detektálási határfoka. Ezentúl a valódi kísérleteknek megfelelően figyelembe veszi az energiafeloldást is és így lehet megilleszteni a kísérleti spektrumot a szimulált spektrummal. Munkám során a γ -spektrumok analíziséhez használtam a programot. Egy ilyen szimuláció három fő lépésre tagolható. Az első lépésben a szoftver az esemény létrejöttét szimulálja: egy nehézion ütközik a céltárggyal, γ -fotonok keletkeznek, figyelembe véve a Doppler-hatást. A második lépésben a keletkezett γ -fotonok detektálásának szimulációja történik. Végül pedig a detektált γ -fotonok Doppler-korrekciónak végzi



4.1. ábra: A DALI2+ detektorrendszer szimulált válaszfüggvénye $\beta = 0,537 - 0,618$ relatív sebességű atommagból származó, 1179,7 keV energiájú γ -fotonok esetében. A szimulációban $3 \cdot 10^6$ esemény szerepelt, a hisztogramban a teljes beütésszám $2,1 \cdot 10^6$.

el a program, felhasználva a detektorok pozícióját és a nehézion relatív sebességét, amely mennyiséget a részecske sebessége és a fénysebesség hányadosaként definiáljuk és β -val jelöljük.

A 4.1. ábra egy ilyen szimuláció eredményét mutatja be. 3 millió eseményt szimuláltam, amelyben az atommagok relatív sebessége $\beta = 0,537 - 0,618$ között volt és az általuk kibocsátott γ -foton energiája 1179,7 keV.

4.1.2. A SAMURAI berendezés szimulációja

Az *smsimulator* [68] nevű szimulációt a SAMURAI berendezés modellezésére használtam a fragmentumok lendületének rekonstrukciójához. A C++ nyelven írt program a Geant4 mellett a ROOT keretrendszer könyvtárait is használja. A szoftver a következő elemeket tartalmazza:

- a NEBULA és a NEULAND detektorrendszer válaszána szimulációja 1 neutron esetén
- a töltéssel rendelkező fragmentumok pályájának szimulálása a SAMURAI mágnesben
- neutronkibocsátással járó soktest bomlás.

4.2. Kalibráció

A kalibráció célja, hogy a detektorok által észlelt jeleket (nyers adatokat) fizikai mennyiségekké alakítsuk. Például az időt nanomásodpercben, a pozíciót milliméterben, az energiát pedig megaelektronvoltban ki tudjuk fejezni. Ehhez meg kell határozni különböző korrekciós paramétereket, hogy egy referenciaértékhez viszonyítva össze tudjuk hasonlítani a különböző detektorok által mért jeleket.

4.2.1. Plasztik szcintillátorok

A mérés során több esetben használtunk hosszú, plasztik szcintillátor típusú detektorokat idő és energia mérésére. A másodlagos nyalábot az F3, F5, F7 és F13 fókuszszíkokban elhelyezett szcintillátorok észlelik. A hodoszkóp (HODF) egy 24 szcintillátor egységből álló detektorrendszer a MINOS-ból távozó fragmentumok detektálására. A NEBULA és NeuLAND szintén hasonló felépítésű detektorrendszer 120, illetve 400 plasztik szcintillátor egységgel, amelyekkel a MINOS-ban keletkezett neutronokat érzékeljük.

A plasztik szcintillátorokban a becsapódó részecskék közvetlenül (ionoknál) vagy közvetetten (neutronoknál) fényt keltenek, amit a detektorok két végéhez csatolt fotoelektron-sokszorozóval (FES) alakítunk elektromos idő- és energiajellé.

Időkalibráció

Az időre vonatkozó jelet TDC-vel (Time to Digital Converter, magyarul: Idő-Digitális jel átalakító) mértük egy referenciajelhez viszonyítva. A TDC csatornáit megfeleltethetők egy-egy nanomásodpercben kifejezett időintervallumnak. A csatornaszámok és a hozzájuk tartozó nanomásodperc értékek között lineáris kapcsolat van.

A lineáris függvény meredekségéhez tartozó paraméter meghatározásához időkalibrációs eszközt használtunk, amely 10 ns időközönként jelet küld a plasztik szcintillátorok TDC csatornáiba. A függvény meredekségét jellemző α paraméter írja le a kapcsolatot a csatornaszám (ch_{TDC}) és a nanomásodpercben kifejezett időérték (t_{TDC}) között,

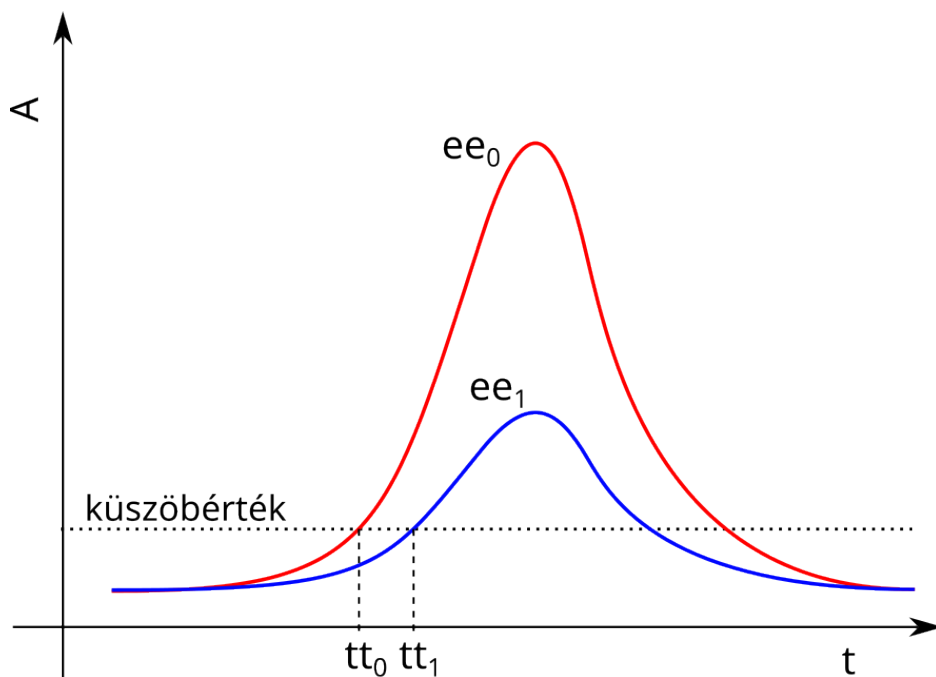
$$t_{TDC} = \alpha \cdot ch_{TDC}. \quad (4.1)$$

Az időkalibráció során három különböző paramétert kell meghatározni: $TDiff$, $TSync$, $TWalk$. A kalibrált időértékeket (t_0 és t_1) a (4.2) egyenletekből kapjuk,

$$\begin{aligned} t_0 &= tt_0 - \frac{TDiff}{2} - TSync + TWalk_0, \\ t_1 &= tt_1 - \frac{TDiff}{2} - TSync + TWalk_1, \end{aligned} \quad (4.2)$$

ahol tt_0 és tt_1 a detektorok két végén mért időjelek.

Elsőként a $TWalk$ -ot határoztuk meg az elektronika és annak fenomenológiai modellje alapján. Ez a korrekciós paraméter azért szükséges, mivel az időmérés függ a töltésjel nagyságától, amint a 4.2. ábra mutatja. Az időméréshez tartozó logikai jel kibocsátása a küszöbérték elérésekor történik. Kisebb töltésjel esetén a felfutási szakasz később éri el a küszöbértéket, mint nagyobb jel esetén, így később kezdődik az időmérés. A küszöbérték tipikusan néhány tíz millivolt, azonban detektoronként eltérhet a pontos érték. A korrekció kiszámításához a (4.3) képletet használtuk,



4.2. ábra: Különböző nagyságú töltésjelek eltérő időkülönbséggel érik el a küszöbérték amplitúdót. A *TWalk* korrekciós paraméter segít kiküszöbölni ezt az eltérést, így az időjel kibocsátása független lesz a töltésjel nagyságától.

$$TWalk_i = \alpha \cdot ee_i^\beta - K, \quad (4.3)$$

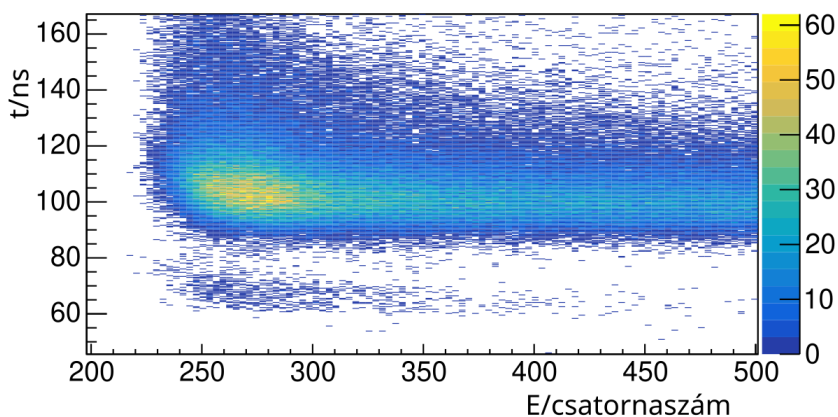
ahol az α , β és K paramétereiket az idő-jelnagyság kétdimenziós eloszlások illesztéséből határoztuk meg, ee_i ($i=0, 1$) pedig a két FES-ben mért jelnagyság. A 4.3. ábra azt mutatja be, hogyan függ az időjel értéke a töltéjsjeltől a NEBULA detektorrendszer egyik szcintillátorában, valamint hogyan néz ki a spektrum a *TWalk* korrekció alkalmazásával.

A *TDiff* egy detektoregység két kivezetésén lévő fotoelektron-sokszorozók által mért időbeli különbséget jelenti. Ezt úgy kell beállítani, hogy a $t_1 = t_0$ egyenlőség teljesüljön, ha a részecske a detektor közepére érkezik, hiszen a részecske becsapódási pozícióját (a detektor hossziránya (x) mentén) a két kivezetésen mért időkülönbség alapján számítjuk. A másik két koordinátát a detektoregység térbeli elhelyezkedése határozza meg. A maximális időkülönbséget t_0 és t_1 között a szcintillátor hossza, azaz a két FES távolsága határozza meg.

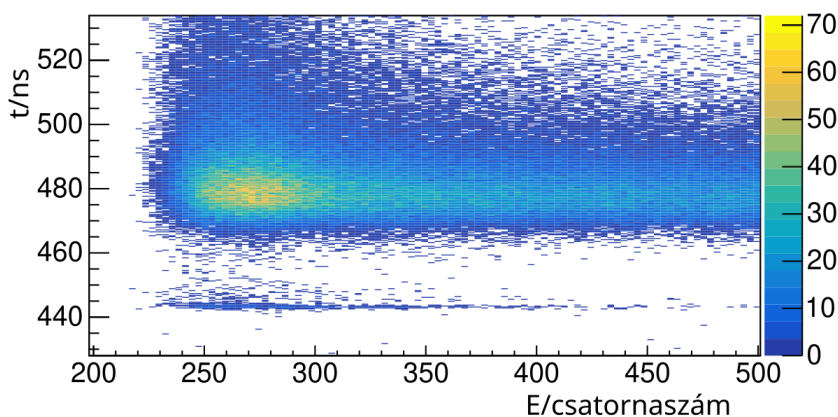
A *TSync* korrekciós paraméter a több egységből álló detektorrendszerek esetén szükséges (HODF, NEBULA, NeuLAND) a detektoregységek időbeli szinkronizálására.

A NeuLAND detektorrendszer időbeli szinkronizálásához kozmikus müionok által keltett detektorjeleket használtunk. Ha a müion több detektoregységen halad át, az egységek közötti távolságok ismeretében kiszámíthatjuk, hogy a referenciaként választott szcintillátorhoz képest a többi detektoregységben mennyi időeltéréssel keletkezik jel: $T_i = T_r - l/c$, ahol T_i a tetszőleges, vizsgált szcintillátoregység, T_r a referenciaegység által mért idő, l pedig a kettő közötti térbeli távolság, a müion repülési távolsága a két szcintillátor között. Ezt követően kísérleti úton előállított γ -fotonokkal precízebb szinkronizációt végeztünk.

A NEBULA esetében a szcintillátorok függőlegesek, időbeli szinkronizációjuk ütközéses kísérlettel előállított nagyenergiájú γ -fotonokkal történt a NeuLAND-hoz hasonló módszerrel.



(a) Korrekció előtti spektrum



(b) Korrekció utáni spektrum

4.3. ábra: A NEBULA egyik detektorában mért energiajelek (E) és a hozzájuk tartozó időértékek (t). A felső ábrán látható, hogy kisebb töltés esetén a keletkezett feszültségjel később éri el a küszöbértéket, így nagyobb időérték tartozik hozzá. A *TWalk* korrekciós paramétert alkalmazva azonban jelentősen csökkenthetjük az időjel töltésnagyságtól való függését, ezt mutatja be az alsó ábra.

A hodoszkóp időbeli szinkronizálásához olyan eseményeket használunk, amelyek egyszerre két szomszédos hodoszkópegységben keltenek jelet. Ez egy nagyon keskeny sávban fordulhat elő a két egység találkozása mentén. Az x pozíciót a HODF előtti driftkamra (FDC2) által mért adatokból számítjuk (4.4. ábra). A $TSync$ paramétert ekkor a két szomszédos hodoszkóp egység időjelének különbsége adja. Ezt minden szomszédos szcintillátorpár esetén meg kell határozni, így végül mind a 24 hodoszkópegység időbeli szinkronizációja teljesül.

A részecske hosszanti becsapódási helyét (x) a szcintillátor két kivezetésén mért időkülönbségből és a fény szcintillátorbeli terjedési sebességéből (v_{szcint}) a (4.4) képlet alapján lehet kiszámítani:

$$x_i = v_{szcint} \cdot (t_1 - t_0). \quad (4.4)$$

Energiakalibráció

Az energiakalibráció a (4.5) egyenletek alapján történt, ahol az $EDiff$ és $ESync$ paraméter értékét kellett meghatározni.

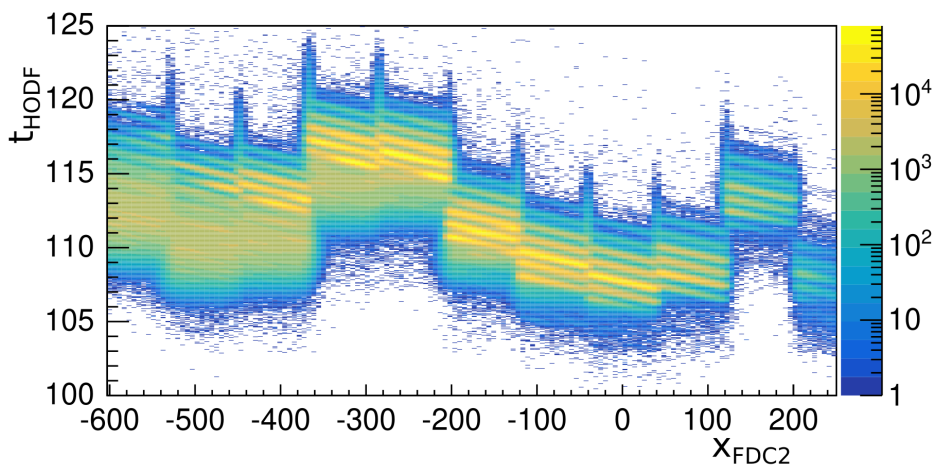
$$e_0 = ee_0 \cdot EDiff \cdot ESync \quad (4.5)$$

$$e_1 = \frac{ee_1}{EDiff} \cdot ESync$$

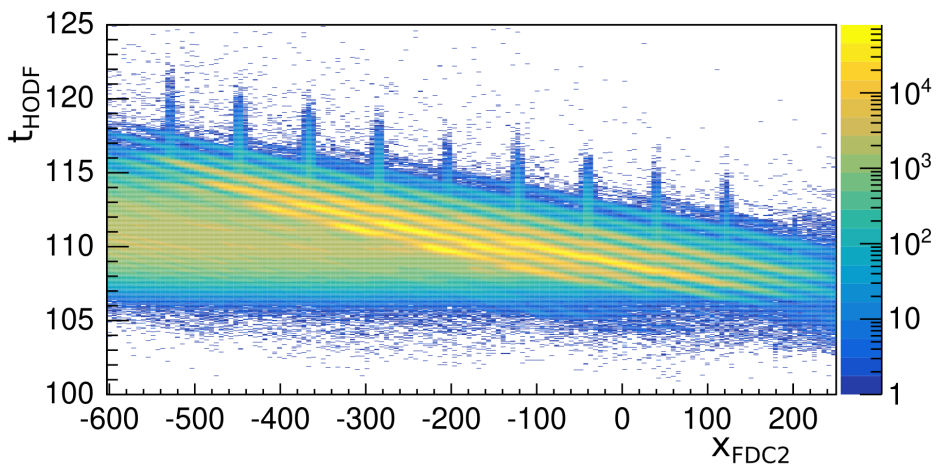
Az egyenletekben szereplő e_0 és e_1 a kalibrált energiaértékeket, míg ee_0 és ee_1 a mért jel nagyságokat jelölik egy detektoregység két kivezetésére vonatkozóan.

Az energiakülönbség értékének kalibrációja az időkülönbségéhez hasonló módon valósítható meg. Az energia esetében azonban a $\log\left(\frac{e_1}{e_0}\right)$ értéke arányos a részecske hosszanti detektálási pozíciójával.

Az $ESync$ paraméter a különböző detektoregységek energiaveszteségének összehangolására szolgál. Ezen kalibrációs paraméter meghatározása



(a) Korrekció előtti spektrum



(b) Korrekció utáni spektrum

4.4. ábra: A hisztogramok a 7–17 azonosítójú (az ábrán jobbról balra) hodoszkópok időbeli szinkronizációját mutatják be. A hodoszkópegységek időbeli szinkronizációjának elvégzéséhez a hodoszkópok időjelét ábrázoltam az FDC2 driftkamra által mért x pozíció érték függvényében. A csúcsok pozíciói alapján minden detektoregységre meghatároztam a $TSync$ paraméter értékét.

kozmosz részecskék energiaveszteségének vizsgálatával valósult meg minden egyes szcintillátorra.

Repülési idő kalibráció

Hodoszkóp A fragmentumok repülési idejének végét jelző jelet a hodoszkóp szolgáltatja. A repülési idő végéhez tartozó időértéket a két kivezetésen mért időérték (t_0 és t_1) átlagaként határozzuk meg:

$$t_{HODF} = \frac{t_0 + t_1}{2} \quad (4.6)$$

A repülési idő mérésének indítójelét az F13 fókusz síkban elhelyezett SBT (Secondary beam trigger, magyarul: másodlagos nyaláb indítójel) adja. A TOF tehát az SBT és a hodoszkóp detektorok által mért időpillanatok különbsége:

$$t_{TOF} = t_{HODF} - t_{SBT} + t_{TOF_{corr}}, \quad (4.7)$$

ahol $t_{TOF_{corr}}$ a repülési időre vonatkozó korrekciós paraméter. Értékét empirikus úton határozzuk meg, amiről részletesen később lesz szó.

NEBULA és NeuLAND A neutrondetektorok esetében szintén szükség van repülési idő korrekcióra. A hodoszkóphoz hasonlóan a NEBULA és NeuLAND detektorrendszereket alkotó minden egyes szcintillátorra meg kell határozni a $t_{TOF_{corr}}$ korrekciós paramétert.

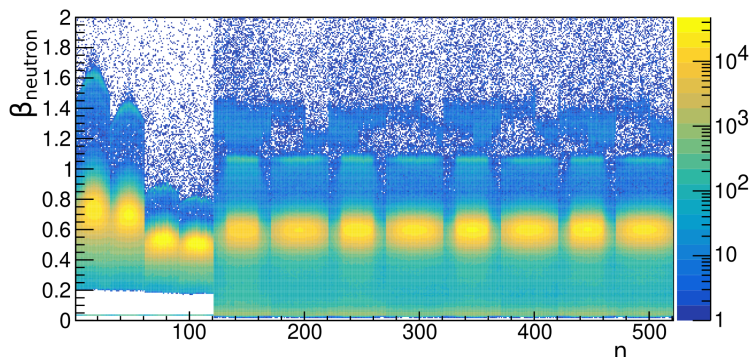
A repülési időt mérve a repülési távolság ismeretében kiszámítható a neutronok sebessége az út és idő hányadosaként. A fényhez viszonyított relatív sebességüket a $\beta = v_{neutron}/c$ képlet definiálja, ahol c a fény vákuumbeli terjedési sebessége. A neutrondetektorokban a γ -fotonok is keltenek jelet, ennél fogva a repülési idő kalibrációját erre alapozva végezhetjük. A detektorok időjeléhez tartozó korrekciós paramétert az esetek többségében úgy határoztam meg, hogy az időjeleket átszámítottam a fényhez viszonyított sebességre a korábban ismertetett módon, amit egy hisztogramon ábrázoltam. A γ -csúcs átlagértékének pontosan $\beta = 1$ kell lennie, amelyet

egy konstanssal (β_{corr}) történő eltolással értem el. Azon detektorok esetében, amelyeknél ehhez nem állt rendelkezésre elég statisztika, azoknál a neutroncsúcsot igazítottam a már korrigált detektorok neutroncsúcsához. A β_{corr} értékéből az út-idő-sebesség összefüggés alapján kiszámítottam a detektor repülési-idő-kalibrációjához szükséges $t_{TOF_{corr}}$ paramétert.

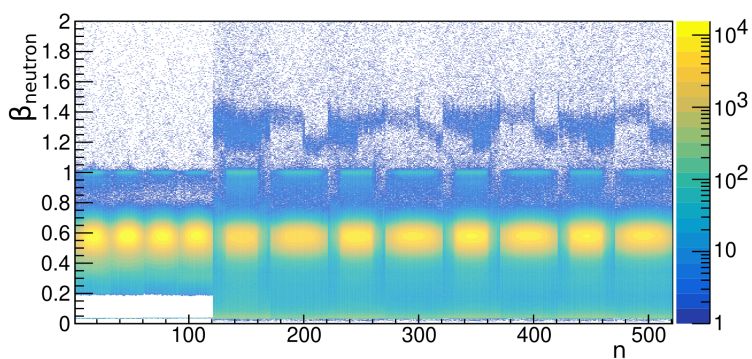
A NEBULA-t alkotó 120 detektoregység 30 egységből álló rétegekbe van rendezve, míg a NeuLAND 400 szcintillátora 50 egységből álló rétegeket képeznek. Egy rétegen belül a detektorok egymás mellett helyezkednek el nagy térszöget lefedve. Az analízis során azt tapasztaltam, hogy a szélső néhány detektorban jellemzően nem volt elég γ -jel, így az előző bekezdésben leírt módszer nem alkalmazható a $t_{TOF_{corr}}$ meghatározására. Ezekben a detektorokban azonban az analízishez elegendő mennyiségű, neutronok által keltett időjel állt rendelkezésünkre, ezért a következő eljárást alkalmaztam. Egy rétegen belül a γ -csúcsok segítségével kalibrált detektorokban meghatároztam a neutroncsúcsok pozícióját. A detektoregységek sorszámának függvényében ábrázoltam a neutronok fényhez viszonyított sebességét, amelyre egyes rétegek esetén lineáris, másoknál másodfokú függvényt illesztettem. A réteg szélein elhelyezkedő néhány detektornál a β -spektrumot annyival toltam el, hogy a neutroncsúcs a függvényre illeszkedjen. Ez az eltolás a β_{corr} , amelyből kiszámítottam a $t_{TOF_{corr}}$ repülési idő kalibrációs paramétert a már megismert módon. A neutrondetektorokra vonatkozó β -spektrumok a korrekció elvégzése előtt és után a 4.5. ábrán láthatók.

Pozíciómérés

A plastik szcintillátorok kivezetéseinek mért időértékek különbségéből ($\Delta t_{01} = t_0 - t_1$) megállapítható a részecske becsapódásának hosszirány menti pozíciója. A nyalábmonitorozó szcintillátorok kalibrációját PPAC detektorok segítségével végeztük. Adott fókuszsíkban a PPAC-ok és a szcintillátor által mért pozícióértékek között egyértelmű kapcsolat áll fenn, amelyet a 4.6. ábra szemléltet. A mérésből származó adatokra empirikus,

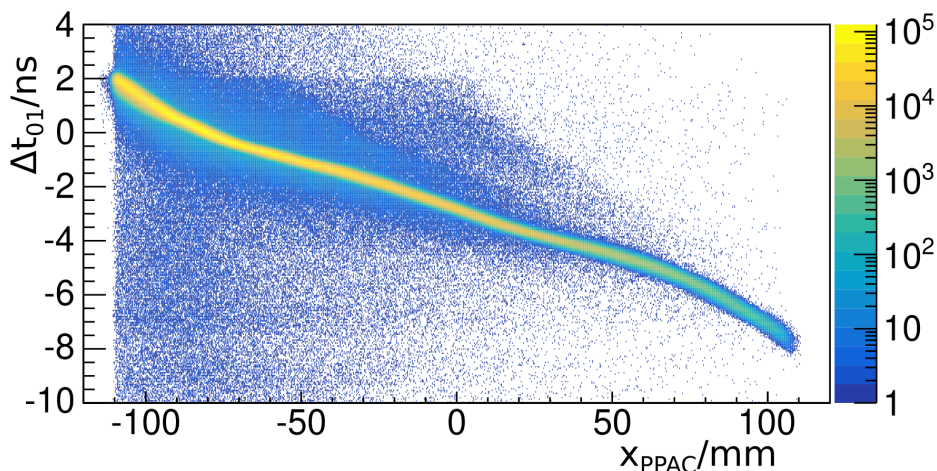


(a) Korrekció előtti spektrum



(b) Korrekció utáni spektrum

4.5. ábra: Az ábrák a neutronok sebességét ($\beta = v/c$) mutatják az egyes neutrondetektorok mérési adatai alapján korrekció előtt és után. Az $n=1-120$ azonosító számú detektorok a NEBULA detektorrendszer egységei, a 121–520 számúak pedig a NeuLAND-ot alkotják. A korrekció során minden detektoregységhez tartozó spektrumot egy-egy konstanssal toltam el.



4.6. ábra: A PPAC által mért x pozíció a plastik szcintillátor kivezetésein mért időkülönbségek függvényében. Az összefüggést a szcintillátor pozíció kalibrálásához használjuk.

kilencedfokú polinomot illesztettem, ezt felhasználva végeztem a szcintillátor pozíciómérésre vonatkozó kalibrálását.

4.2.2. Sokszálas driftkamrák

A maximális sodródási hossz a BDC1-ben és a BDC2-ben azonosan 2,5 mm, az FDC1-ben 5,0 mm, FDC2 esetén pedig 10,0 mm. Ezen távolságokhoz tartozik a lehetséges legnagyobb sodródási idő. A t_d sodródási idő és x sodródási hossz között nemlineáris kapcsolat áll fenn, a driftkamrák minden egyes rétegére megállapítható egy sodródási idő spektrum, ami függ a detektoron áthaladó ion töltésétől.

A kamrák felépítéséből adódóan N darab nyalábrészecske az x hosszúságú detektorrészben egyenletes eloszlással kelt jelet, azaz

$$\frac{dN}{dx} = \text{állandó}. \quad (4.8)$$

A szálhoz viszonyított pozíciót ezen eloszlásfüggvény ismeretében határozzuk meg a (4.9) képlet alapján,

$$x(t_d) = x_0 \frac{\int_{t_0}^{t_1} \frac{dN}{dt} dt}{\int_0^{\infty} \frac{dN}{dt} dt}. \quad (4.9)$$

A képletben x_0 a maximális sodródási hosszt jelöli, t_0 a sodródási idő spektrum legkisebb értéke, t_1 pedig az adott eseményhez tartozó időjel. A képlet segítségével a sodródási idő ismeretében kiszámítható a sodródási hossz, így a részecske pozíciója is az adott rétegen belül. A pálya meghatározása az ANAROOT analizáló programba épített speciális algoritmussal [69] történik az egyes detektorrétegekből származó pozíció adatok alapján.

4.2.3. MINOS

A folyékony hidrogén céltárgyat körülvevő időprojekciós kamrával a protonok pályáját határoztuk meg. Az egyes eseményekhez tartozó x és y koordinátát a proton által ionizációval keltett elektron Micromegas rétegbe történő becsapódási pozíciójából kapjuk, míg a z értéket az elektron driftsebességéből és driftidejéből számítjuk.

Driftidő

A Micromegas anódegysegeiben az ionizáció során keletkezett elektron töltést indukál az idő (t) függvényében ($q(t)$). Ez a spektrum egy bonyolult függvénnyel írható le, amely az elektronika jelformálási idejétől (τ), a jeldigitalizálás frekvenciájától és Micromegas erősítésétől függ és meghatározható belőle az elektronnak az adott anódegyiségig tartó driftideje (t_a) [70]:

$$q(t) \propto q_{max} \exp\left(-3\frac{t-t_a}{\tau}\right) \sin\left(\frac{t-t_a}{\tau}\right) \left(\frac{t-t_a}{\tau}\right)^3, \quad (4.10)$$

ahol q_{max} a töltésspektrum maximuma.

Driftsebesség

A TPC-ben található gáz minősége (például szennyezettség, hőmérséklet) időben változik, emiatt a driftsebesség is ingadozik. A Micromegas egységek töltésspektrumából megállapíthatunk egy felfutó és egy lefutó élt. Ezek az élek jelölik ki a t_{min} és t_{max} időpillanatokat, amely a TPC 300 mm-es hosszát (L_{TPC}) jelöli ki, azaz a driftsebesség:

$$v_{drift} = \frac{L_{TPC}}{t_{max} - t_{min}}. \quad (4.11)$$

Ebből a z koordináta: $z = v_{drift} t_a$.

Nyalábpálya-meghatározás

Abban az esetben, ha a MINOS céltárgyban bekövetkező (p,xp) ($x = 2, 3, \dots$) reakció során több protont sikerül detektálnia a TPC-nek, a reakció pozíciója meghatározható a protonok pályája alapján. Előfordul azonban, hogy az egyik proton pályája a nyalábéval kicsi szöget zár be, ekkor nem lép be a TPC-be. Ha mindössze egyetlen protont sikerül detektálni, akkor annak a protonnak a pályája mellett a nyaláb pályáját használjuk fel a reakció helyének meghatározására. A nyaláb pályáját a MINOS előtt elhelyezett BDC detektorok mérik. Így olyan reakciók is tanulmányozhatók, amelyek során csupán egy proton hagyja el a céltárgyat, például (p,p') szórás.

A protonpályák rekonstrukciójának az elve a következő (részletesebben lásd [70]). Elsőként a Micromegas egységek (x,y) pozícióján végzünk kétdimenziós Hough-transzformációt, amely eljárás alakzatok felismerésére használatos. Az anódegységek idő és időfüggő töltésjele alapján meghatározzuk a z pozíciót. Háromdimenziós Hough-transzformációt alkalmazunk kiszűrve a zajt, amely például másodlagos elektronok miatt keletkezik. A

4.1. táblázat: A DALI2+ detektorrendszer kalibrációjához használt források és az általuk kibocsátott fotonok energiaértékei.

Kalibrációs forrás	γ -energia értékek (keV)	
^{88}Y	898,04	1836,06
^{137}Cs	661,66	
^{60}Co	1173,24	1332,50

számított koordinátákra egyenest illesztünk, amely leírja a protonok pályáját. Végül a protonpályák egymáshoz legközelebb eső pontjai alapján kiszámítjuk a reakció létrejöttének térbeli (x, y, z) pozícióját.

A reakció (x, y) abszolút koordinátáinak kalibrációja a BDC-ből származó adatok extrapolációja alapján történt. A pozíció mellett a ϕ azimutális szög beállítását is a BDC adatai alapján végeztük.

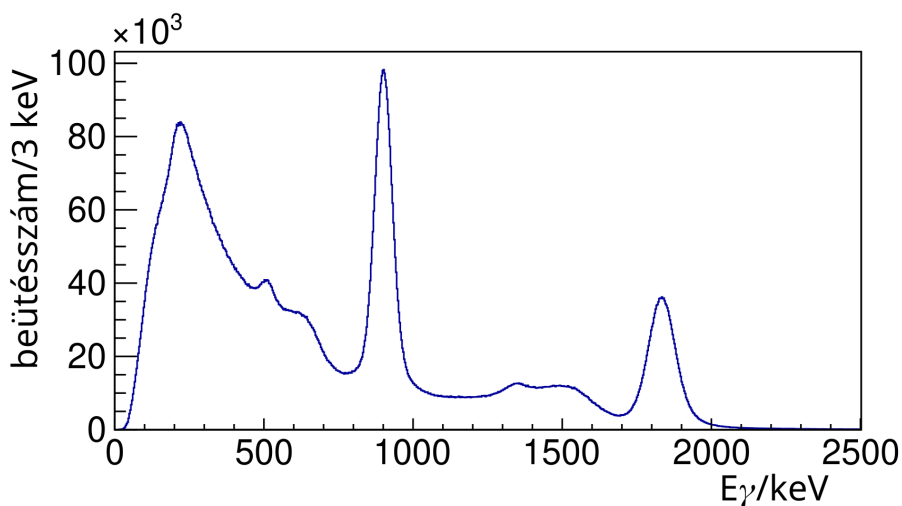
Abban az esetben, amikor nem sikerül meghatároznunk egyetlen proton pályáját sem, a reakció létrejöttének z koordinátáját a céltárgy közepén feltételezzük, az x és y pozíciót pedig a BDC-ből nyert nyalábpálya információk alapján számítjuk. Ez például alacsony impulzusátadással járó reakciónál fordulhat elő, amelyekben a protonok pályája a nyalábéval kicsi szöget zár be, nem halad át az időprojekciós kamrán, vagy az alacsony energiája miatt nem képes kijutni a folyékony hidrogén céltárgyból; a nehéziontól kapott mozgási energiáját leadja benne.

4.2.4. DALI2+

Energiakalibráció

A DALI2+ detektorrendszer energiakalibrációja három γ -forrással történt: ^{88}Y , ^{137}Cs , ^{60}Co . A források által kibocsátott fotonok energiáját (E_γ) a 4.1. táblázat mutatja.

Minden detektoregységhez tartozott egy 4096 csatornás ADC (analog-digitális átalakító) modul, amelyben a detektorba érkező foton energi-



4.7. ábra: A DALI2+ detektorrendszer egy detektora által rögzített, ^{88}Y bomlásából származó γ -spektrum

ájával arányos jelet egy 4096 osztásból (csatornából) álló skálán számokká konvertáltuk. Az így létrehozott spektrumokban megjelenő csúcsok pozíciója az ismert energiaértékekhez tartozik, így egy lineáris függvény segítségével a csatornaszámok energiaértékké alakíthatók. A kalibráció célja a csatornaszám és a keV-ben mért energiaérték közötti lineáris kapcsolat meghatározása volt.

A 4.7. ábra a DALI2+ egy egységének válaszát szemlélteti a ^{88}Y radioaktív γ -forrásból származó fotonokra.

Hatásfok

A rendszer hatásfokát a három forrásból jövő fotonok megfigyelt fotocsúcs-intenzitásából és a források ismert aktivitásából számoltuk. A szimuláció ehhez közeli eredményt adott; 2% alatti volt a mért és szimulált adatok közötti eltérés. Ezért a mozgó részecskék által kibocsátott γ -fotonok detektálási hatásfokának meghatározására biztonsággal használ-

hattam a GEANT4 keretrendszer segítségével elkészített szimulációt. A hatások függ a γ -foton energiájától, ezért minden egyes kísérleti úton észlelt csúcshoz tartozó energiaértékre ($E_{\gamma 0}$) kiszámítottam a hatásfokot. A szimulált válaszfüggvényben található csúcsra egy hibafüggvény és egy Gauss-függvény összegeként előállított függvényt illesztettem a 4.8. ábrán látható módon. A Gauss-függvény paraméterei és a hisztogramot alkotó csatornák szélessége alapján kiszámítottam a γ -csúcsban található beütésszámot a következő képlettel:

$$\gamma_{detektált} = \frac{N_0 \cdot \sigma \cdot \sqrt{2\pi}}{w_{bin}}. \quad (4.12)$$

A képletben szereplő w_{bin} mennyiség egy csatorna energiatengely menti szélességét jelenti, esetünkben ez többnyire 5 keV volt. Az N_0 és a σ jelölések pedig a Gauss-függvény alábbi felírásából származó paraméterek:

$$N_0 \cdot \exp\left(\frac{-(E_\gamma - E_{\gamma 0})^2}{2\sigma^2}\right). \quad (4.13)$$

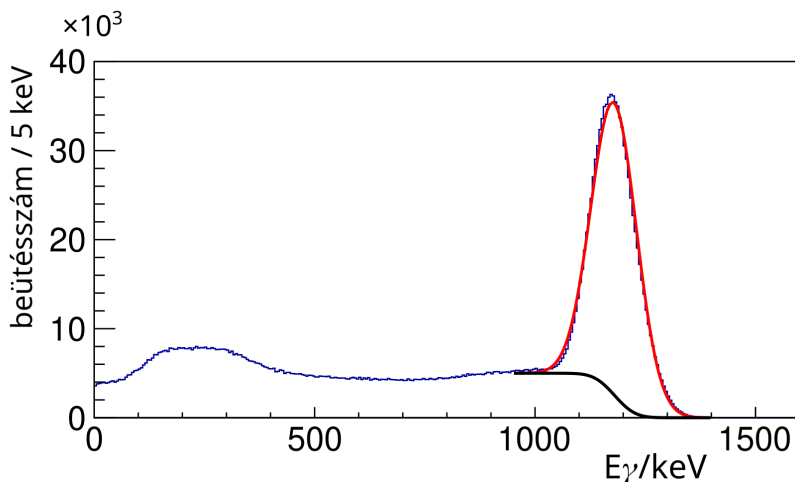
A hatásfokot a detektált és a kibocsátott fotonok hányadosa adja meg, amely egy adott γ -energia esetén az alábbi formában írható fel:

$$\varepsilon_{DALI2+} = \frac{N(\gamma_{detektált})}{N(\gamma_{kibocsátott})}. \quad (4.14)$$

A kibocsátott fotonok számát, azaz az $N(\gamma_{kibocsátott})$ mennyiséget a szimuláció bemeneti paramétereként lehet megadni. A megfelelő mennyiségű statisztika elérésének érdekében $3 \cdot 10^6$ eseményt generáltam minden egyes γ -csúcshoz tartozó szimulációban.

Időkalibráció

A 226 szcintillátort időben szinkronizálni kell. A detektor időfeloldása nem elég jó ahhoz, hogy a fotonok által keltett jeleket el tudjuk különíteni a

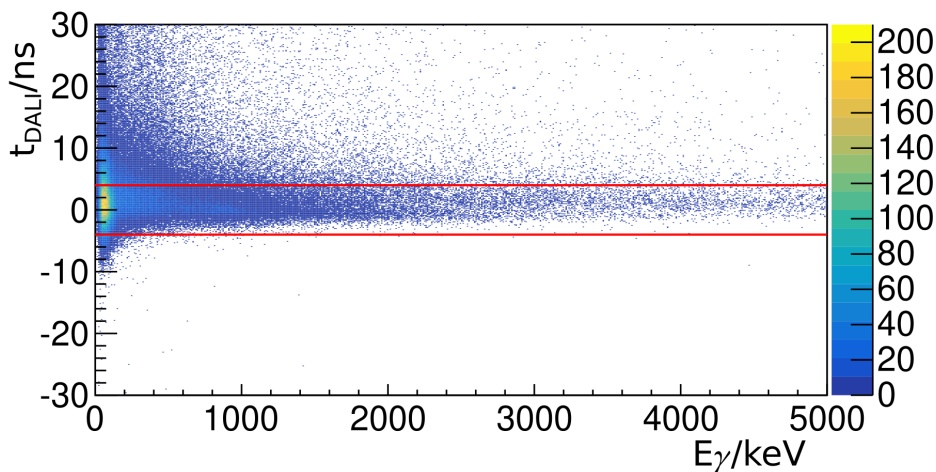


4.8. ábra: A DALI2+ detektorrendszer válaszfüggvénye $\beta=0,537-0,618$ relatív sebességű atommagokból származó, 1179,7 keV energiájú γ -fotonokra. A hibafüggvényt (háttér) fekete, a hibafüggvény és Gauss-függvény összegét – amely az adatsorra illeszkedik – piros színnel jelöltem.

protonok, illetve a neutronok által keltett jelektől. Az időspektrum alapján azonban el tudjuk különíteni az értékes, azaz a céltárgyból származó, és a zavaró háttéreseeményeket, amelyek a céltárgy előtt illetve után elhelyezett anyagokból származnak. A 4.9. ábra ezt mutatja be, kizárólag a $[-4, +4]$ ns időintervallumba (az ábrán piros vonalakkal határolt tartomány) érkező jeleket vettem figyelembe az analízis során.

Addback algoritmus

Előfordul, hogy a γ -foton nem egyetlen kristályban adja le a teljes energiáját, hanem Compton-szóródás vagy párkeltés történik. A foton a Compton-szóródás után távozhat a kristályból és jelet kelthet egy vagy több szomszédos detektoregységben is. Amennyiben a foton elektron-positron részecskepárt kelt egy detektorban, a pozitron és egy elektron annihiláció-



4.9. ábra: A DALI2+ detektorrendszer által regisztrált időjel a foton energiájának függvényében. A színskála az egyes tartományokban regisztrált események gyakoriságát jelöli. Az analízis során alkalmazott időkapu határait a piros színű egyenesek szemléltetik.

jának eredményeképpen két 511 keV energiájú γ -foton keletkezik, amelyek szintén jelet kelthetnek a szomszédos detektoregységekben. Ezeket a jelenségeket figyelembe kell venni az analízis során. Erre való az úgynevezett addback algoritmus, ami felderíti az egy γ -fotonból származó jeleket, ezzel növelve a fotocsúcsot. Az algoritmus az egy esemény során regisztrált energiaértékekből indul ki. Megkeresi a legnagyobb értéket, majd megvizsgálja, hogy van-e másik olyan érték, ami egy adott sugarú gömbön belüli másik detektorból származik, és összegzi az energiákat. A legjobb eredményt 15 cm-es sugarú környezet alkalmazásával sikerült elérnem. A Doppler-korrekciónak azon detektor pozícióját használjuk fel, amelyikben a legnagyobb detektorjel keletkezett. Ezt követően az algoritmus megkeresi a maradék energiaértékek közül a második legnagyobbat, majd hasonló módon elvégzi az összegzést a környező detektorokra, és így folytatódik tovább. Ennek eredményeképp a γ -spektrumban található alacsonyabb

energiájú beütések egy része a fotocsúcsban összegződtek, ami a háttér csökkenését eredményezte.

Doppler-korrekción

A γ -fotont kibocsátó atommagok mozgást végeznek a laboratóriumi rendszerben nyugvó γ -detektorokhoz képest, ezért figyelembe kell venni a Doppler-hatást. A jelenség következményeképpen a detektor irányába haladó atommag esetén a tömegközépponti rendszerhez képest nagyobb energiát mérünk, míg a detektortól távolodó atommag esetén kisebb energiát, tehát a Doppler-hatás elhanyagolása a γ -spektrumban megjelenő csúcs kiszélesedését okozná. Az atommag relatív sebességének (β), pozíciójának és a detektorok pozícióinak ismeretében kiszámíthatjuk a γ -foton energiáját a tömegközépponti rendszerben (E_γ^{tkp})

$$E_\gamma^{tkp} = E_\gamma^{lab} \frac{1 - \beta \cos(\vartheta)}{\sqrt{1 - \beta^2}}. \quad (4.15)$$

A képletben szereplő ϑ az detektálási szöget jelöli, E_γ^{lab} pedig a γ -foton energiáját a laboratóriumi rendszerben. A detektorok szögfeloldása 7° (félértékszélesség), amely 6% bizonytalanságot eredményez a detektálási szög meghatározásában.

4.2.5. Időfüggő korrekciók

A mérés egy héten keresztül zajlott; az adatokat nagyjából kétórás gyűjtést tartalmazó állományokban tároltuk. A detektorok erősítése, tulajdonságai, illetve a jeleket feldolgozó elektronika is időben változhatnak a hőmérséklet, páratartalom, mágneses tér vagy más külső környezeti hatásokra. Az ingadozás miatt az analízis során az összes detektorra időfüggő korrekciót végeztem el, melyet példaként a nyaláb pályája mentén elhelyezett, idő- és energiamérésre használt plasztik szcintillátorokon mutatok be.

Időkorrekció a szcintillátorokban

A plasztik szcintillátorok által mért időértékek a repülési idő meghatározása miatt lényegesek. A kísérleti adatok analízise során az egyes futási szakaszokban mért időértékeket egymáshoz kell igazítani. Ehhez egy konstans paraméterrel történő eltolást alkalmaztam minden egyes szakaszra külön-külön. Ezzel a módszerrel sikerült korrigálni a nyaláb pályája mentén elhelyezett plasztik detektorok időbeli függését a detektált részecskék időjelére vonatkozóan. A korrekcióhoz alkalmazott képlet a következő:

$$t' = t + t_{corr}, \quad (4.16)$$

ahol t a mért, t' a korrigált időérték, t_{corr} pedig az adott futási szakaszra vonatkozó konstans paraméter. A korrekció előtti és utáni spektrum a 4.10. ábrán látható.

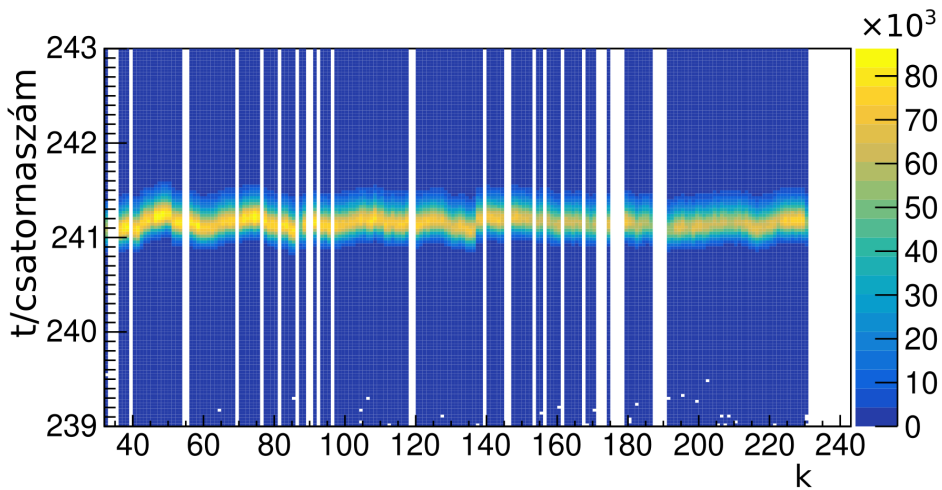
Energiakorrekció a szcintillátorokban

Az energiaveszteség mérése esetében hasonló korrekciós eljárás alkalmazható, azonban a konstanssal történő eltolás helyett lineáris kapcsolat van a mért (Q) és a korrigált (Q') értékek között. A korrekciót a (4.17) képlet írja le, ahol a és Q_{corr} a lineáris függvény paramétereit jelölik. A korrekció szemléltetése a 4.11. ábrán látható.

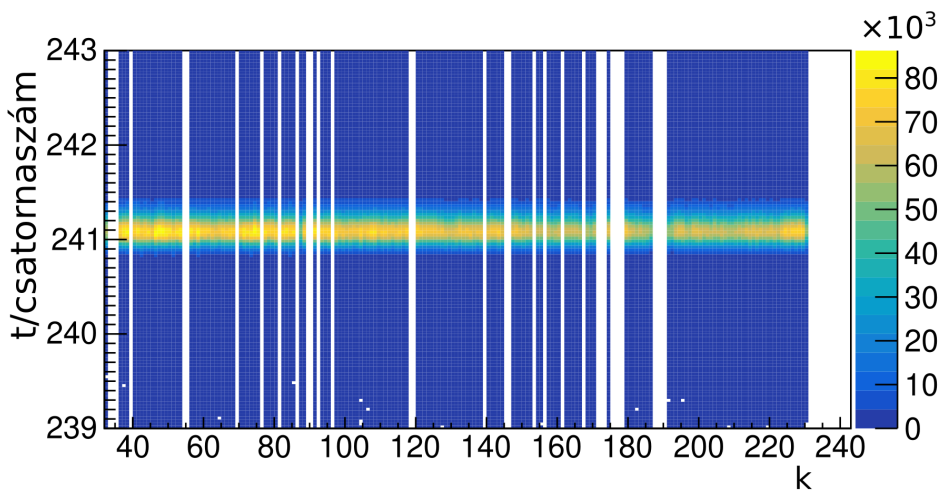
$$Q' = \frac{Q}{a} + Q_{corr} \quad (4.17)$$

4.3. Részecskeazonosítás

A radioaktív ionnyaláb előállítására úgy történt, hogy a gyorsító berendezések 345 MeV/nukleon energiájú ^{70}Zn nyalábot szolgáltatottak, amellyel egy 10 mm vastagságú ^9Be lemezt bombáztunk. Ennek az elsődleges ion-

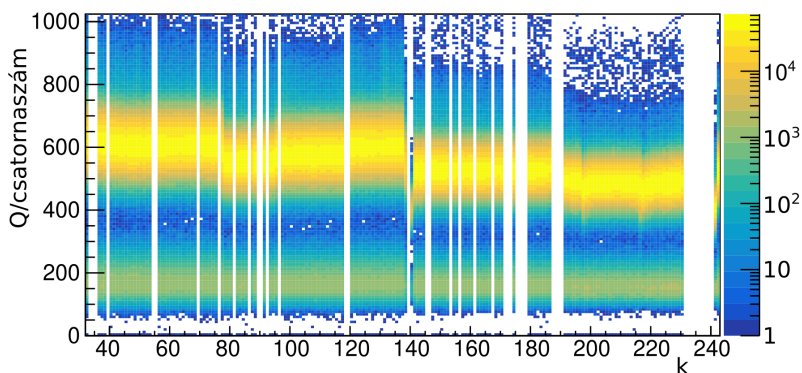


(a) Korrekció előtti spektrum

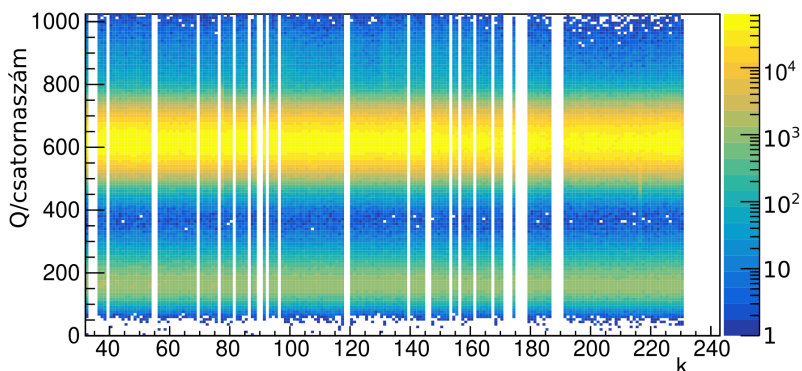


(b) Korrekció utáni spektrum

4.10. ábra: Az ábrákon az F13 fókuszsíkban elhelyezett, a nyalábot mérő plastik szcintillátor egyik kivezetésén mért időjel eloszlása látható az egymást követő mérési szakaszok (k) függvényében. A felső ábrán látható nyers adatokra elvégezve a korrekciót az alsó ábrán látható spektrum adódik.



(a) Korrekció előtti spektrum



(b) Korrekció utáni spektrum

4.11. ábra: Az ábrákon az F3 fókusz síkban elhelyezett, a nyalábot mérő plastik szcintillátor egyik kivezetésén mért töltésjel eloszlása látható az egymást követő állományszámok (k) függvényében. A 138. és 140. sorszámú állományokban nem egy, hanem két csúcspár jelent meg. Miután meghatároztam melyik eseménynél történt az eltolódás, a mérési periódust ennek megfelelően két részre osztottam. A 138-as állomány második részét a 241-es, a 140-es állomány második részét pedig a 242-es számú hisztogramba szerveztem át. A valódi állományok sorszáma 32-től 240-ig terjed, a 241-es és 242-es sorszámot csak az analízis megkönnyítése miatt hoztam létre.

nyalábnak az intenzitása 240 pnA^1 volt. A nyalábazonosítás a BigRIPS második fokozatában, a reakció során keletkezett fragmentumok azonosítása pedig a SAMURAI berendezésben történt a 3.2.2. és a 3.4. alfejezetekben részletezett elvek szerint.

4.3.1. Nyalábazonosítás

Az elsődleges ionnyaláb és a berillium céltárgy ütközése következtében végbemenő fragmentációs reakció során számos különböző atommag keletkezett, amelyek azonosítása a BigRIPS izotópszeparátor második szakaszában történt a $B\rho - \Delta E - TOF$ [56] módszerrel.

Pályarekonstrukció

A $B\rho$ értékének kiszámításához szükséges a részecske pályájának ismerete. A pályarekonstrukcióhoz az F3, F5 és F7 fókuszsíkokban elhelyezett PPAC detektorok mérték a részecske függőleges és vízszintes irányú pozícióját. A különböző fókuszsíkokban mért koordináták között egy ionoptikai transzfermátrix teremt kapcsolatot, amelyet a részecske pályájának meghatározására használtunk. Például az F5 fókuszsíkokban a részecske x pozícióját (x_5) a következőképpen számítottuk ki az F3 fókuszsíkokban mért pozíciók és irányszögek alapján:

$$x_5 = \sum_{i,j,k,l,m} T_{ijklm} x_3^i \Theta_3^j y_3^k \Phi_3^l \delta_{35}^m. \quad (4.18)$$

A képletben szereplő T_{ijklm} együtthatók a transzfermátrix elemei, x és y a vízszintes és függőleges pozíciót jelölik az alsó indexben feltüntetett fókuszsíkokban, Θ és Φ pedig a vízszintes és függőleges irányszögek. $\delta_{35} = (B\rho_{35} - B\rho_0)/B\rho_0$ a $B\rho$ értékének relatív eltérését jelenti a referenciapályához viszonyítva, amely részecskepályát a mágnes paraméterei alap-

¹Particle nanoamper, magyarul: részecske-nanoamper. Az elektromos áram nagyságát fejezi ki azzal a feltevéssel, hogy a nyalábot alkotó minden ion egyszeres töltésű.

ján lehetett kiszámítani. A transzfermátrix elemeit korábbi kísérletekben meghatározták, tehát a pozíció és szög értékek mérésével kiszámítható volt a δ_{35} , így a $B\rho_{35}$ értéke is. Ugyanez a módszer alkalmazható volt az F5 és F7 fókuszsíkok közötti szakaszra.

A $B\rho - \Delta E - TOF$ módszer

Egy elektronjaitól teljesen megfosztott atomot a rá jellemző A/Q mennyisége és a protonszáma (Z) együttesen egyértelműen meghatároz. Ezen mennyiségek kiszámítása az atommag mágneses rigiditása, energia-vesztése és repülési ideje alapján történt a következő képletek alapján:

$$TOF = \frac{L}{\beta c} \quad (4.19a)$$

$$\frac{A}{Q} = \frac{B\rho}{\beta\gamma} \frac{c}{m_u} \quad (4.19b)$$

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 Z^2}{m_e v^2} N z \left[\ln \frac{2m_e v^2}{I} - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 \right] \quad (4.19c)$$

A TOF (Time of Flight, magyarul: repülési idő) azt az időt jelenti, amíg a részecske az F3 fókuszsíkból eljut az F7-be. Ez idő alatt L hosszúságú utat tesz meg. Az egyenletekben β jelöli a részecske sebességének és a fény vákuumbeli terjedési sebességének (c) hányadosát. Az (4.19b) egyenletben B a mágneses télerősséget, ρ a részecske pályáját jellemző körív sugarát, γ a Lorentz-faktort, m_u pedig az atomi tömegegységet jelöli. A (4.19c) képlet a részecske fajlagos energiavesztését írja le az anyagban megtett út függvényeként, ahol e az elemi töltés, Z a bombázó részecske rendszáma, z az anyagot alkotó atomok rendszáma, v a részecske sebessé-

ge, m_e az elektron tömege, N az Avogadro-szám és I az átlagos ionizációs potenciál.

A/Q és Z számítása a BigRIPS berendezésben

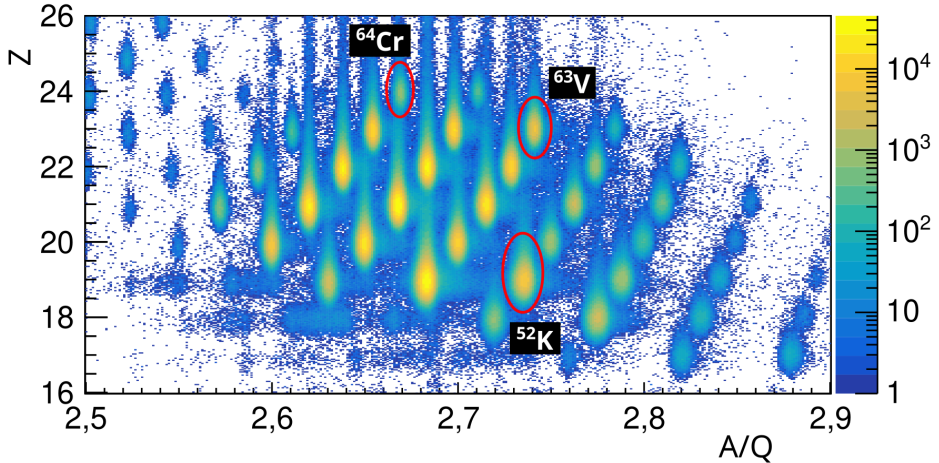
A BigRIPS második fázisában az F3, F5 és az F7 fókuszszíkokban található detektorok segítségével pozíciót, repülési időt és energiavesztés mértékét a 3.2.2. alfejezetben tárgyalt módon.

A $B\rho - \Delta E - TOF$ módszer alkalmazása a következőképpen történt. Amennyiben a részecskére jellemző A/Q hányados megegyezik F5 előtt és után, a (4.19b) képlet alapján a (4.20) egyenlőség áll fenn, ahol a 35 és 57 indexek az F3–F5 és F5–F7 közötti értékeket jelölik. Ha emellett a repülési időre vonatkozó (4.21) egyenletet is számításba vesszük, az egyenletrendszerből meghatározható a β_{35} és β_{57} , azaz a másodlagos nyalábot alkotó ionok sebessége az F3–F5, illetve az F5–F7 szakaszokon. A rigiditás és relatív sebességértékek ismeretében kiszámítható a töltött részecskére jellemző A/Q mennyiség a (4.19b) képlet segítségével. A mért energiavesztés és a számított relatív sebességéből az atommag Z rendszáma adódik a (4.19c) képletből.

$$\frac{\beta_{35}\gamma_{35}}{\beta_{57}\gamma_{57}} = \frac{B\rho_{35}}{B\rho_{57}} \quad (4.20)$$

$$TOF = \frac{L_{35}}{\beta_{35}c} + \frac{L_{57}}{\beta_{57}c} \quad (4.21)$$

A (4.20) és a (4.21) képletekben szereplő 35 és 57 indexek a megfelelő fizikai mennyiségek F3 és F5, illetve az F5 és F7 fókuszszíkok közötti értékét jelölik.



4.12. ábra: Nyalábazonosítás az A/Q és Z mennyiségek alapján. A nyalábot illetően az ábrán piros ellipszissel jelölt ^{52}K és ^{64}Cr atommagok a legnagyobb jelentőségűek a dolgozat szempontjából, ugyanis $(p,2p)$ reakcióval ezekből keletkeznek az általam vizsgált ^{51}Ar , illetve ^{63}V atommagok. A ^{63}V atommagot illetően a (p,p') reakcióból származó γ -spektrumot is elemeztem, ezért a nyalábazonosítási ábrán is feltüntettem.

Az atommagok azonosítása A/Q és Z alapján

A nyalábot alkotó részecskékre vonatkozó mérési adatokból kiszámított A/Q és Z mennyiségeket egy kétdimenziós hisztogramon ábrázoltam, amely a 4.12. ábrán látható. Megfigyelhető, hogy az eltérő atommagok jól elkülöníthetők az analízis során. Vanádium és króm ionok esetében rendszámra (Z) $5,5\sigma$, míg A/Q -ra vonatkozóan $26,4\sigma$ feloldást sikerült elérni.

4.3.2. Fragmentumok azonosítása

A nyaláb a folyékony hidrogén céltárggyal ütközik, amelynek következtében $(p,xpyn)$ magreakciók ($x = 1, 2, \dots$; $y = 0, 1, \dots$) játszódhatnak le. A reakció során keletkezett fragmentumok (és neutronok) azonosítása a SAMURAI berendezésben történt. A magreakció során keletkezett

részecskék és a nyalábrészecske ismeretében megállapítható a reakciócsatorna, amelyek közül az alábbiak a legfontosabbak a dolgozatomban:

- $^{64}\text{Cr}(p,2p)^{63}\text{V}$
- $^{63}\text{V}(p,p')^{63}\text{V}$
- $^{52}\text{K}(p,2p)^{51}\text{Ar}$
- $^{52}\text{K}(p,2p)^{51}\text{Ar} \rightarrow ^{50}\text{Ar} + n.$

A fragmentumok mágneses rigiditásának és repülési úthosszának meghatározását a nyalábétől eltérő módszerrel, szimulációra alapozva végeztem. Erre a célra a Geant4 keretrendszer segítségével elkészítettem, már korábban bemutatott *smsimulator* [68] nevű szoftvert használtam.

A szimuláció ionokat generált különböző kezdeti paraméterekkel (pozíció, irányszög), amelyek keresztülhaladtak a modellezett SAMURAI berendezésen. Az ionok jeleket keltettek a pozíciót, energiaveszteséget, illetve a repülési időt mérő detektorokban. A szimulációban a mágneses rigiditást és a repülési úthosszt könnyen kiszámíthattuk, hiszen az ion pályáját folyamatosan nyomon tudtuk követni. Ennélfogva minden egyes eseményhez megkaptuk a különböző detektorok által keltett jeleket és a nehézion mágneses rigiditását, valamint a repülési úthosszát. A szimulációt elvégeztük akár több millió bemeneti paraméterrel rendelkező részecskére, így ismert volt a mágneses rigiditás és a repülési úthossz számos detektorjel-kombináció esetére vonatkozóan. A szimuláció során törekedtem arra, hogy a kimenetként kapott detektorjelek lefedjék a valódi kísérletben előforduló értéktartományt. Ahhoz, hogy a valódi detektorok által érzékelt jelek alapján következtetni tudjunk a jeleket keltő részecske mágneses rigiditására és repülési úthosszára, a ROOT szoftverének többdimenziós illesztést alkalmazó *TMultiDimFit* [71] eljárását alkalmaztam a szimulált adatokra.

A mágneses rigiditás és a repülési úthossz felírható a detektorjelek többváltozós függvényeként:

$$B\rho = f(X) = f(x_1, y_1, \alpha_{x_1}, \alpha_{y_1}, x_2, \alpha_{x_2}), \quad (4.22a)$$

$$t_{TOF} = g(X) = g(x_1, y_1, \alpha_{x_1}, \alpha_{y_1}, x_2, \alpha_{x_2}), \quad (4.22b)$$

ahol az 1-es index a mágnes előtti, a 2-es index pedig a mágnes utáni állapotot jelöli. A függvény paraméterei, melyeket együttesen X jelöl:

- x_1 és y_1 az FDC1 detektor által mért pozíció,
- α_{x_1} és α_{y_1} a részecske impulzusvektorának az x , valamint az y tengellyel bezárt szöge, amelyet szintén az FDC1 driftkamrával mérünk,
- x_2 és α_{x_2} az FDC2 detektor által mért pozíció az x -tengelyen, valamint a részecske impulzusvektorának irányszöge az x -tengelyre vonatkozóan.

Ezen paraméterek egyértelműen meghatározzák a részecskére jellemző mágneses rigiditást.

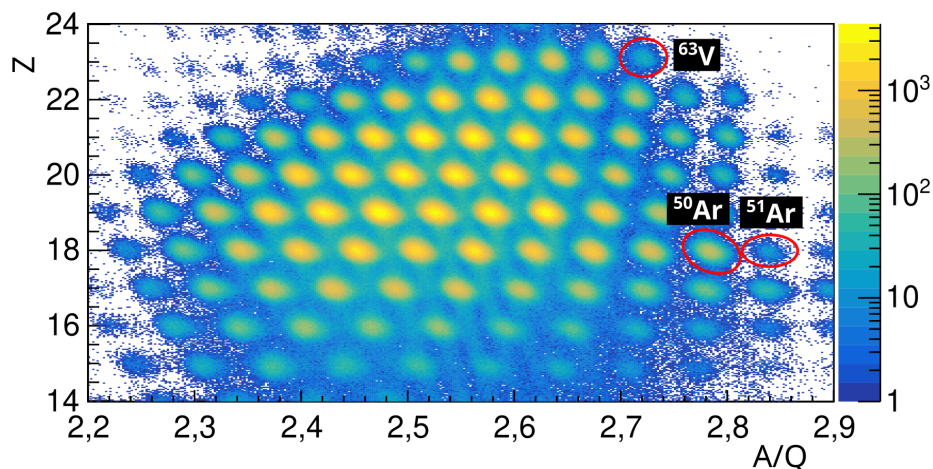
Matematikailag a következőképpen írhatjuk le a függvényillesztési eljárást.

$$f(X) = \sum_{n=1}^N c_n F_n(X), \quad (4.23)$$

ahol

$$F_n(X) = \prod_{i=1}^6 p_{ni}(x_i), \quad (4.24)$$

$p_{ni}(x_i)$ pedig a monomiálisokat vagy Chebyshev- vagy Legendre-polinomokat jelöli. A `TMultiDimFit` megkeresi azt az N számot, c_n függvényillesztési paramétereket, valamint F_n függvényeket, amelyekkel a legkisebb lesz az eltérések négyzetösszege a szimulációból kapott értékekre és a megfelelő függvényértékekre vonatkozóan.



4.13. ábra: A fragmentumok azonosítása a SAMURAI berendezésben történt. Az A/Q és Z mennyiségek egyértelműen meghatározzák az atommagot. A dolgozatban vizsgált ^{51}Ar és a ^{63}V , valamint az ^{51}Ar nem-kötött állapotának bomlásából származó ^{50}Ar atommagokat piros ellipszisek jelölik.

A fragmentumok azonosítása az előző alfejezetben tárgyalt nyalábazonosításhoz hasonló elven történt. Vagyis a β -t a repülési pályahossz (L) és a repülési idő (TOF), az A/Q -t a $B\rho$ és a β , a Z -t pedig a ΔE és β mennyiségekből határozzuk meg a (4.19) képletek segítségével. A fragmentumok azonosítására készítettem egy kétdimenziós hisztogramot, amely a 4.13. ábrán látható. Z -re $8,9\sigma$, A/Q -ra vonatkozóan $7,8\sigma$ feloldást sikerült elérni.

4.3.3. Transzmisszió

A magreakciók hatáskeresztmetszetének kiszámításához szükség volt az ezekhez a reakciókhoz tartozó transzmissziós együtthatók (T) meghatározására, amelyek azt mutatják meg, hogy egy adott reakciócsatorna esetén a nyalábrészecskék hányadrésze halad át a BigRIPS és a SAMU-

RAI spektrométereken. Kísérletünkben három tényezőt kellett figyelembe venni:

- a detektorok hatásfokát (ε_{det}),
- a céltárgyon történő szóródást (ε_{scat}),
- az ionok széles momentumeloszlásából, a dipólokon történő áthaladásakor adódó veszteséget (ε_{mr}).

Így egy reakciócsatornára a transzmissziós együttható:

$$T = \varepsilon_{det} \varepsilon_{scat} \varepsilon_{mr} = \frac{N_{SM}}{N_{BR}}, \quad (4.25)$$

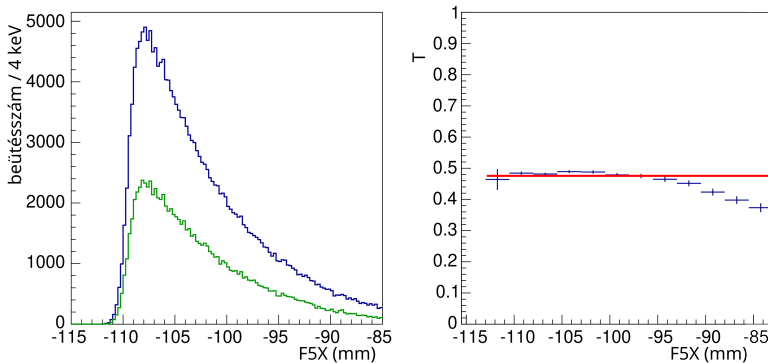
ahol N_{BR} a BigRIPS-ben, N_{SM} pedig a BigRIPS-ben és a SAMURAI-ban együtt észlelt részecskék számát jelöli.

T gyakorlati meghatározására az F5 fókuszsíkban elhelyezett, laterális pozíciót mérő PPAC detektorok x -pozíciójelét ($F5X$) használtam, mivel ez a fókuszsík momentum-diszperzív, azaz $F5X$ az ε_{mr} mennyiségről hordoz információt.

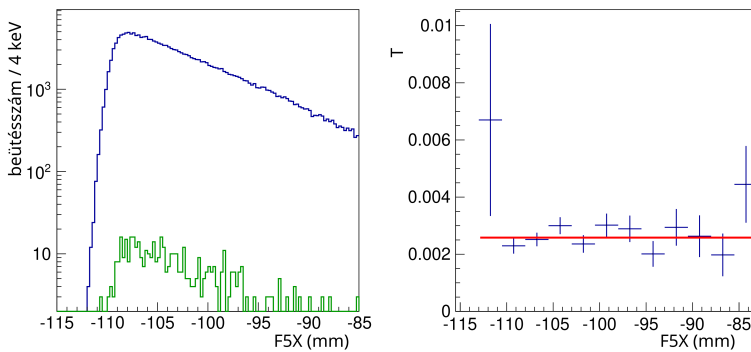
A 4.14. ábra bal oldalán példaként a BigRIPS-ben azonosított ^{64}Cr atommagok $F5X$ -eloszlását (kék), illetve mindkét spektrométer által együtt detektált ^{64}Cr részecskék eloszlását (zöld) láthatjuk. A hisztogramok hányadosát képezve az ábra jobb oldalán látható grafikont kapjuk, amelynek az egyenes szakaszán nincs veszteség a dipólokon, azaz $\varepsilon_{mr}=1$. Tehát

$$T(^{64}\text{Cr}) = \frac{N_{SM}(^{64}\text{Cr})}{N_{BR}(^{64}\text{Cr})} = 0,476(2). \quad (4.26)$$

Hasonlóan a BigRIPS-ben azonosított ^{64}Cr ionok $F5X$ -eloszlását láthatjuk a 4.15. ábrán, de a zöld hisztogram olyan feltétellel készült, hogy a SAMURAI spektrométerben ^{63}V ionokat láttunk, tehát az ábra jobb oldalán bemutatott arány konstans tartománya ($\varepsilon_{mr}=1$) az $\varepsilon_{det} \varepsilon_{scat} \sigma$ szorzattal arányos, ahol ebben az esetben σ a $^{64}\text{Cr}(p,2p)^{63}\text{V}$ reakció hatáskeresztmetszetével egyenlő:



4.14. ábra: A bal oldali ábra a ^{64}Cr atommagok számát mutatja az F5 fókusz síkban mért x-pozíciójuk függvényében. Kék szín jelöli a BigRIPS-ben azonosított ^{64}Cr atommagokat. A zölddel jelölt hisztogram azon eseményeket mutatja, amelyekben a nyaláb és a fragmentum is ^{64}Cr atommag volt. A jobb oldali ábra a két hisztogram hányadosát mutatja. Az egyenes szakaszra, ahol a dipólokon nincs veszteség, konstans függvényt illesztettem.



4.15. ábra: A bal oldali ábra a ^{64}Cr nyalábok gyakoriságát mutatja az F5X függvényében (kék hisztogram), illetve azokat a ^{63}V fragmentumokat, amelyek ^{64}Cr nyalábból keletkeztek (zöld hisztogram). A jobb oldali ábrán a két hisztogram hányadosát ábrázoltam és egy konstans függvényt illesztettem az így kapott grafikonra. A hisztogramok hányadosának számításához 40 keV szélességű dobozokat használtam.

4.2. táblázat: A táblázat első három sorában tanulmányozott magreakciókhoz tartozó bejövő ionokra vonatkozó T transzmissziós együtthatók értékei szerepelnek, az utolsó két sorban pedig a $(p,2p)$ magreakciók hatáskeresztmetszetével arányos mennyiségeket tüntettem fel. A BR jelzésű oszlop a nyalábrészecskéket, az SM jelzésű oszlop a fragmentumokat tartalmazza.

BR	SM	T
^{52}K	^{52}K	0,510(1)
^{64}Cr	^{64}Cr	0,476(2)
^{63}V	^{63}V	0,511(1)
^{64}Cr	^{63}V	$2,58(12) \cdot 10^{-3}$
^{52}K	^{51}Ar	$2,00(7) \cdot 10^{-4}$

$$\frac{N_{SM}(^{64}\text{Cr})}{N_{BR}(^{63}\text{V})} = 2,58(12) \cdot 10^{-3}. \quad (4.27)$$

A többi magreakcióra is hasonlóképpen számítottam ki a transzmissziós együtthatók és a hatáskeresztmetszettel arányos értékeket, amelyeket a 4.2. táblázatban foglaltam össze. A hatáskeresztmetszetek kiszámítását a 4.4. alfejezetben tárgyalom.

4.4. Hatáskeresztmetszet számítások

4.4.1. Inkluzív hatáskeresztmetszet

Az inkluzív hatáskeresztmetszet egy reakcióhoz rendelhető effektív felület, amely két részecske kölcsönhatásának következtében az adott reakció lejátszódásának valószínűségét fejezi ki. Például a $^{52}\text{K}(p,2p)^{51}\text{Ar}$ magreakció esetén a következő egyenlet írható fel:

$$N(^{51}\text{Ar}) = \sigma_{inc} n_t N(^{52}\text{K}), \quad (4.28)$$

ahol $N(^{52}\text{K})$ a nyalábot, $N(^{51}\text{Ar})$ a fragmentumot alkotó atommagok számát jelöli, σ_{inc} a reakció inkluzív hatáskeresztmetszete és n_t a MINOS eszközben található céltárgymagok száma felületegységre vonatkoztatva:

$$n_t = \frac{\rho_t L_t N_A}{M_H} = 6,40 \cdot 10^{23} \text{ cm}^{-2}. \quad (4.29)$$

A képletben szereplő $\rho_t = 70,97 \text{ kg/m}^3$ a céltárgy sűrűsége, $L_t = 151(1) \text{ mm}$ a céltárgy hossza, $N_A = 6,02 \cdot 10^{23} \text{ 1/mol}$ az Avogadro-szám és $M_H = 1,008 \text{ g/mol}$ a céltárgyat alkotó atommag, azaz a hidrogén moláris tömege.

A kísérlet során nem lehet detektálni minden részecskét, ezért a hatáskeresztmetszet kiszámításához figyelembe kell venni a kísérleti berendezések tulajdonságaitól függő transzmissziót, amelyet a 4.3.3. alfejezetben részleteztem. A transzmissziós együttható megmutatja, hogy a reakció előtt azonosított atommagok száma hogyan aránylik a fragmentumok számához. Ezt a tényezőt figyelembe véve a hatáskeresztmetszetet a következőképpen számítjuk ki:

$$\sigma_{inc} = \frac{N_{SM}(^{51}\text{Ar})}{N_{BR}(^{52}\text{K})} \frac{1}{T} \frac{1}{n_t}. \quad (4.30)$$

4.4.2. Exkluzív hatáskeresztmetszet

Az exkluzív hatáskeresztmetszet az atommag egy állapotára vonatkozó mennyiség, amely azt fejezi ki, hogy a magreakcióban az adott állapot (J^π spin/paritású) mekkora valószínűséggel gerjesztődik. Az inkluzív hatáskeresztmetszet mellett az állapot bomlásából származó γ -fotonok ($I_\gamma^{(ki)}$) és a reakció során keletkezett fragmentumok számának (N_f) mérésével határozhatjuk meg az exkluzív hatáskeresztmetszetet, illetve figyelembe kell venni azokat az eseményeket, amikor egy magasabb energiájú állapot legerjesztődése során kerül a vizsgált állapotba az atommag ($I_\gamma^{(be)}$), továbbá

a γ -detektálás hatásfokát (η_γ) is:

$$\sigma_{exc}(J^\pi) = \frac{\sum I_\gamma^{(ki)}(J^\pi) - \sum I_\gamma^{(be)}(J^\pi)}{N_f \cdot \eta_\gamma} \cdot \sigma_{inc}. \quad (4.31)$$

5. fejezet

Eredmények

Ebben a fejezetben ismertetem az általam vizsgált két különösen neutrongazdag atommag, az ^{51}Ar [1] és a ^{63}V [2] magszerkezetére kapott mérési eredményeimet, amelyekről korábbi mérési adatok nem állnak rendelkezésünkre. A kötött állapotokat γ -spektroszkópiai módszerrel tanulmányoztam. Az ^{51}Ar nem-kötött állapotait invariánstömeg-spektroszkópiával határoztam meg. Az atommagok kísérleti úton megállapított energiaszintjeit összehasonlítottam elméleti héjmodell számításokból származó értékekkel.

5.1. Az ^{51}Ar atommag gamma- és neutronspektroszkópiája

5.1.1. Az ^{51}Ar kötött állapotai

Az atommag kötött állapotait γ -spektroszkópiai úton határoztam meg a DALI2+ detektorrendszer segítségével, amelynek felépítését és működését a 3.3.2. alfejezetben tárgyaltam. Az analízis során Doppler-korrekción és addback eljárást végeztem.

A spektrumot úgy illesztettem meg, hogy a különböző energiájú csúcsok szimulált γ -spektrumait (lásd: 4.8. ábra) egy-egy szabad skálázási

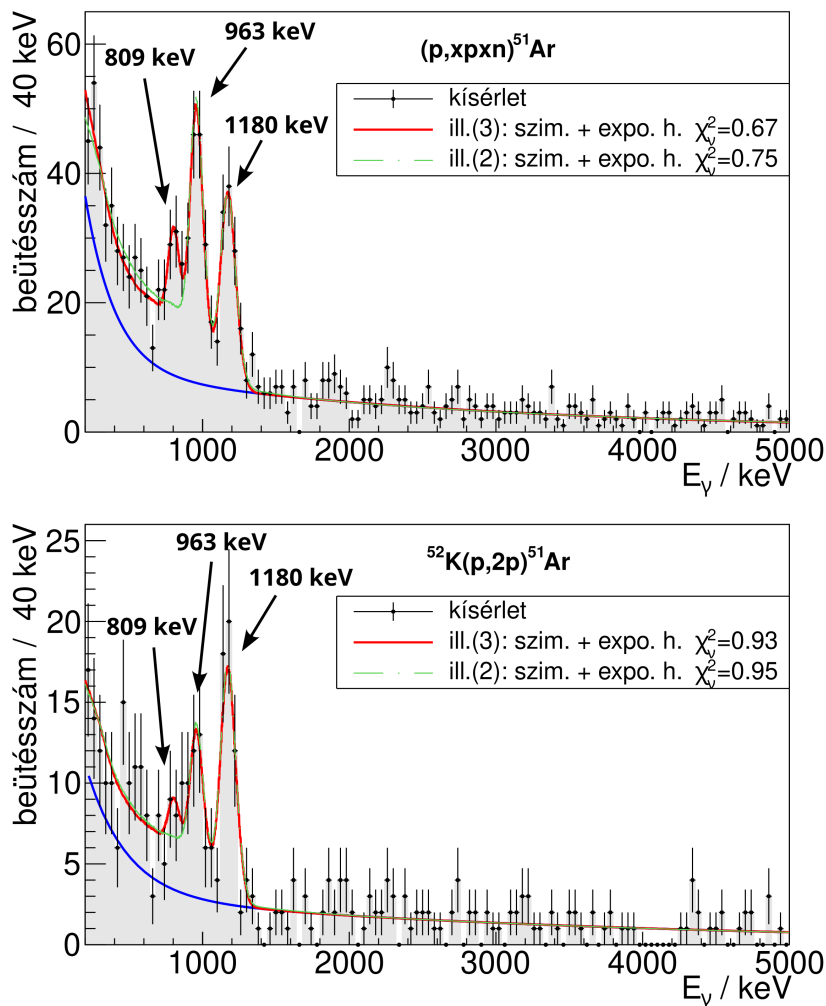
paraméterrel összegeztem dupla exponenciális háttérrel alkalmazva. Ehhez a szimulálandó csúcs energiáját a kísérleti spektrum alapján határoztam meg Gauss-függvény illesztésével.

A háttér alacsony energiájú (500 keV alatti) komponense atomi folyamatokból származik, a magasabb energiájú beütések pedig elsősorban a szóródott atommagok és a céltárgy körüli anyagok reakciójából származnak. Ennélfogva a háttérrel két exponenciális függvény összegével modelleztem, amelynek négy szabadon változtatható paramétere volt. Ez a modell megfelelőnek bizonyult a kísérlet többi reakciói esetében, illetve korábbi, hasonló mérések során is.

Az így kapott γ -spektrumok az 5.1. ábrán láthatók. A felső grafikon minden olyan reakcióból származó γ -fotont tartalmaz, amelyben ^{51}Ar keletkezett valamely atommagból. Ebben a spektrumban három csúcsot figyelhetünk meg 809(16) keV, 963(9) keV és 1180(9) keV energiáknál, $2,5\sigma$, $8,7\sigma$, illetve $9,5\sigma$ konfidenciaszinttel. A magfizikában általában a 3σ fölötti konfidenciaszinttel rendelkező csúcsokat tekintjük statisztikailag szignifikánsnak, ezért a 809 keV-nél megfigyelt csúcs létezése bizonytalan. Különböző szélességű dobozok felhasználásával is megillesztettem a spektrumot, azonban a 809 keV energiájú csúcs konfidenciaszintje minden esetben 3σ alatt volt.

Az 5.1. ábra alsó grafikonja a $^{52}\text{K}(p,2p)^{51}\text{Ar}$ reakciócsatornára vonatkozó γ -fotonokat ábrázolja. A 809 keV energiánál megfigyelt csúcs itt alig észlelhető, konfidenciaszintje mindössze $1,0\sigma$, ezért a spektrumokat megillesztettem a csúcsot elhagyva is (zöld vonal). A további analízis során kizárólag a 963 keV és 1180 keV energiájú csúcsokat vettem figyelembe. Az illesztések jóságát jellemző redukált χ^2 értékeket (χ_ν^2) az ábrán tüntettem fel, amelyek számszerűen is megerősítik, hogy méréseinkben a (p,2p) reakcióból származó ^{51}Ar γ -spektrumában az 809 keV energiájú csúcs számbavétele nem szükséges, anélkül is jól megilleszthető a spektrum.

A $^{52}\text{K}(p,2p)^{51}\text{Ar}$ reakciócsatorna γ -spektruma alapján kiszámítottam, hogy a reakció inkluzív hatáskeresztmetszete 0,62(2) mb. A 963 keV és az



5.1. ábra: Az ^{51}Ar γ -spektruma Doppler-korrekción és addback eljárás végrehajtása után. A felső diagramon az összes reakciócsatornából, az alsón pedig kizárólag a $^{52}\text{K}(p, 2p)^{51}\text{Ar}$ reakcióból származó γ -foton spektrum látható. A kék vonal a háttérrel jelöli, amely két exponenciális függvény összege. A piros és zöld vonalak a kísérleti spektrumra illesztett szimulációból nyert csúcsok három, illetve kettő csúcsot feltételezve.

1180 keV energiájú állapotok gerjesztésének exkluzív hatáskeresztmetszete pedig 0,046(14) mb és 0,102(18) mb.

A két γ -bomlás koincidenenciája abban az esetben fordulhatna elő, ha az energiájuk összegénél lenne egy gerjesztett állapot a neutronszeperációs energia alatt vagy ahhoz nagyon közel. Esetünkben a fotonenergiák összege (2143 keV) jelentősen meghaladja a tömegszisztematika és az elméleti számolás alapján várt neutronszeperációs energiát ($\approx 1,6$ MeV). Egy ilyen állapot nagy valószínűséggel neutronkibocsátással bomlik, a γ -bomlási arány annyira kicsi, hogy a berendezéseinkkel nem lennénk képesek érzékelni.

5.1.2. Az ^{51}Ar nem-kötött állapotai

A neutronszeperációs energiánál magasabban fekvő energiaszintek az atommag nem-kötött állapotai. Ezen állapotok bomlása nagy valószínűséggel neutronkibocsátással megy végbe.

A nem-kötött állapotokat a 2.5. alfejezetben ismertetett invariánstömeg-spektroszkópai módszerrel határoztam meg, amely a fragmentum és a neutron energiájának mérésén alapul.

A $^{52}\text{K}(p,2p)^{51}\text{Ar} \rightarrow ^{50}\text{Ar} + n$ bomlásra kapott, neutrontektálási hatásfokkal korrigált relatív energia spektrum az 5.2. ábra felső hisztogramján látható, amelyen hat különböző energiánál figyelhető meg rezonancia. A háttér modellezésére Maxwell-függvényt használtam. A csúcsokra Breit–Wigner függvényeket illesztettem, csúcsonként számításba véve az összes valószínű pályaimpulzusmomentum ($l = 0, 1, 2, 3$) értéket. Az összes illesztés közül az 5.1. táblázatban feltüntetett l paraméterekkel kaptam a legkisebb χ^2_ν értéket, azonban ezen kívül még néhány másik kombinációval is hasonlóan jó eredményt kaptam, ezért nem lehetett egyértelműen pályaimpulzusmomentumot rendelni a rezonanciákhoz. A táblázatban feltüntettem az átmenetekhez tartozó exkluzív hatáskeresztmetszet értékeket is.

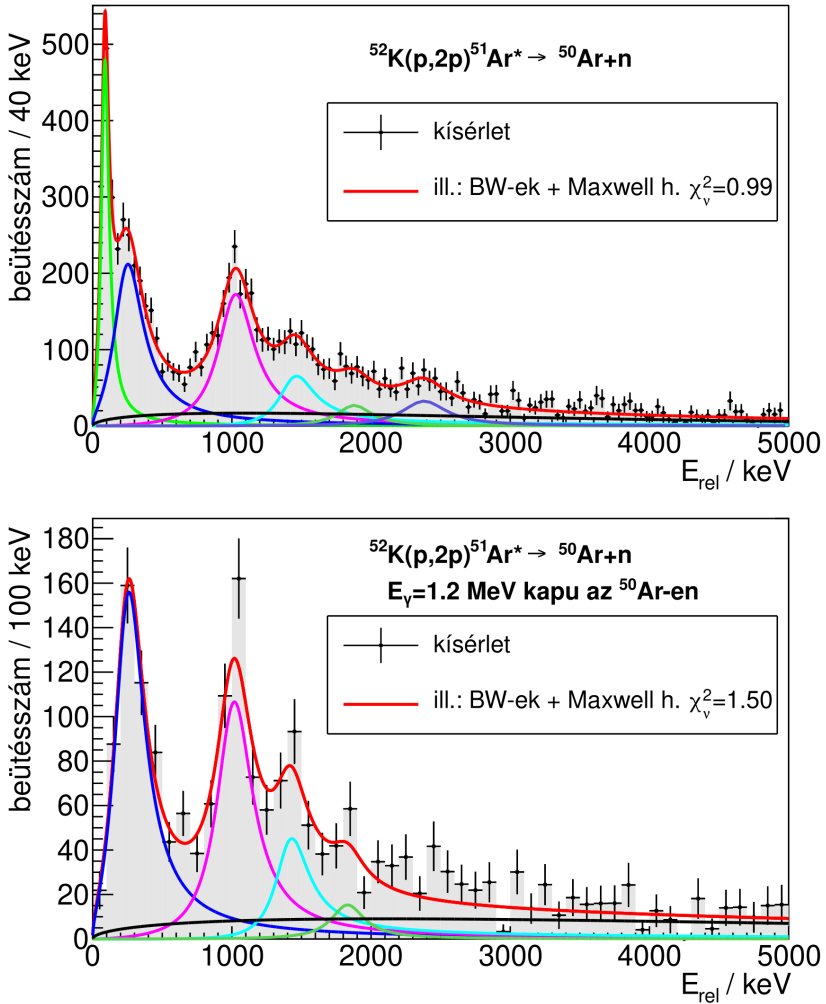
Az 5.2. ábrán látható alsó hisztogramon a fenti relatívenergi-

5.1. táblázat: A táblázatban a $^{52}\text{K}(p,2p)^{51}\text{Ar} \rightarrow ^{50}\text{Ar} + n$ reakció relatívenergia-spektrumában megfigyelt csúcsok paramétereit tüntettem fel. A csúcs középértékét E_0 , az energiától függő kiszélesedését Γ jelöli, l pedig a pályaimpulzusmomentum paramétert. Emellett a csúcsok konfidenciaszintje (C), illetve azok exkluzív hatáskeresztmetszete (σ) is szerepel a táblázatban.

E_0 (keV)	Γ (keV)	l	C	σ (mb)
92(4)	69(11)	0	$41,5\sigma$	0,93(12)
271(13)	272(37)	0	$35,2\sigma$	1,54(24)
1040(12)	324(37)	1	$47,8\sigma$	1,56(20)
1449(35)	361(156)	3	$17,4\sigma$	0,35(12)
1883(56)	297(120)	1	$7,9\sigma$	0,7(3)
2386(43)	391(172)	1	$13,3\sigma$	0,23(9)

a-spektrumból azok az események szerepelnek, amelyekben az ^{50}Ar atommag az első gerjesztett állapotában keletkezett. Ennek az állapotnak az energiája 1178 keV [72]. Ilyen esetekben az ^{50}Ar és a neutron mellett egy 1178 keV energiájú γ -fotont is észlelt a DALI2+ detektorrendszer. Ekkor az ^{51}Ar nem-kötött gerjesztett állapot energiáit úgy számítjuk ki, hogy a γ -foton energiáját is hozzá kell adni a relatív energia és az ^{51}Ar atommagra vonatkozó neutronszeperációs energia összegéhez. A hisztogram hasonlóan jó χ^2_ν értékkel illeszthető meg három, négy, illetve öt csúcsot feltételezve. A csúcsok E_0 , l , Γ paramétereit rögzítettem az 5.1. táblázatban szereplő eredmények alapján, kizárólag egy szorzó tényező volt változtatható paraméter az illesztés során.

Az ^{51}Ar atommag nem-kötött állapotaira vonatkozó mérési eredmények azt mutatják, hogy egyértelműen sikerült megfigyelni egy állapotot $E_1^X = S_n + 92$ keV energián, amely az ^{50}Ar alapállapotára bomlik, illetve két állapotot $E_2^X = S_n + 271$ keV + 1178 keV és $E_3^X = S_n + 1040$ keV + 1178 keV energiákon, amelyek az ^{50}Ar első gerjesztett állapotára bomlanak.



5.2. ábra: A felső ábrán a $^{52}\text{K}(p,2p)^{51}\text{Ar} \rightarrow ^{50}\text{Ar}+n$ reakció relatívenergi-a-spektruma látható. Az alsó ábrán azokat az eseményeket tüntettem fel, amelyek koincidenzában vannak az ^{50}Ar 1,2 MeV-es állapotának alapállapotra történő legerjesztődéséből származó γ -fotonnal. Az egyedi csúcsokat is ábrázoltam a két ábrán azonos színekkel. A háttérre leíró Maxwell-függvényt fekete vonallal jelöltem.

A további három csúcs esetében az alacsony beütésszám miatt nem lehet biztosan eldönteni, hogy korrelációban vannak-e az ^{50}Ar első gerjesztett állapotából származó 1178 keV energiájú fotonnal.

Mivel az 5.2. ábra alsó spektrumát 4 csúcs feltételezésével lehetett a legkisebb χ^2_ν értékkel megilleszteni, ezért az ^{51}Ar atommagnak feltételezhetően van egy további állapota $E_4^X = S_n + 2386$ keV energián, amely az ^{50}Ar alapállapotára bomlik, illetve két olyan állapota $E_5^X = S_n + 1494$ keV + 1178 keV és $E_6^X = S_n + 1183$ keV + 1178 keV energiákon, amelyek bomlása során az ^{50}Ar atommag első gerjesztett állapotban keletkezik.

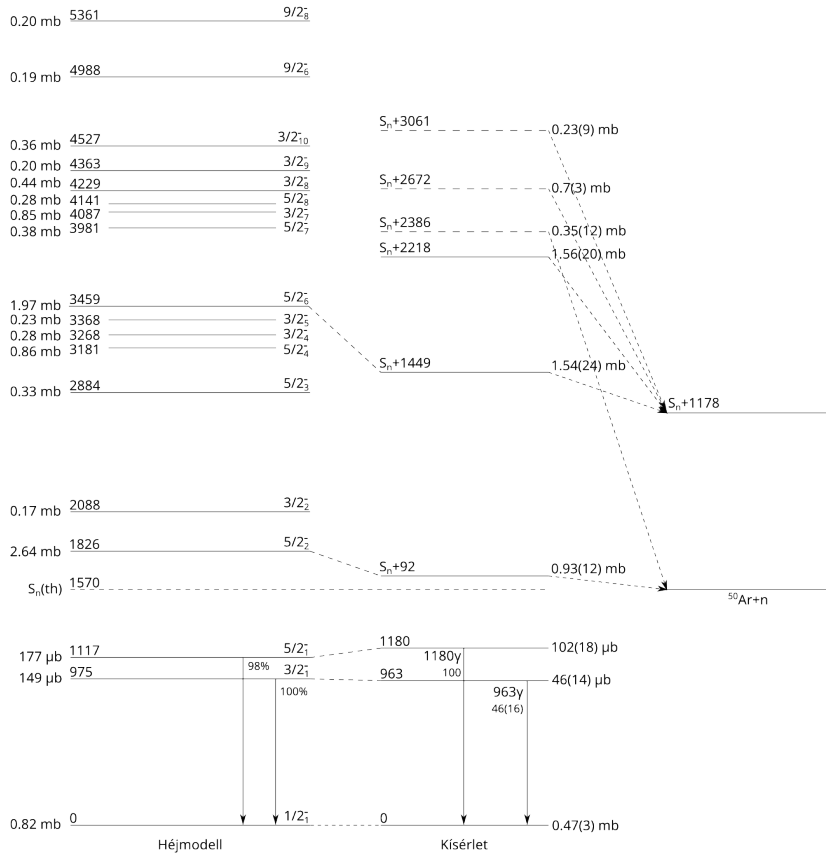
5.1.3. A kísérleti eredmények értelmezése

Ahhoz, hogy az analízis során kapott eredményeket értelmezni tudjuk, össze kell hasonlítani azokat az elméleti héjmodell számítások eredményeivel, amelyet együttműködő partnerünk, Y. Utsuno bocsátott a rendelkezésünkre. A héjmodell számítások az *sdpf* valenciaterben történtek az SDPF-MUs Hamilton-operátor [73] felhasználásával, amely az SDPF-MU Hamilton-operátorból [47, 48] származik. Ez utóbbi operátor paramétereinek beállítása az általam vizsgált magokhoz hasonló proton- és neutrons számú atommagok (^{49}K [74, 75], ^{51}K , ^{53}K [73] és ^{54}Ca [20]) kísérleti eredményeinek figyelembevételével történt. Az új SDPF-MUs Hamilton-operátor az eredeti SDPF-MU-hoz képest abban különbözik, hogy tartalmaz a $T = 0$ izospinű centrális monopólus erősségében egy eltolást a proton $s_{1/2}$, illetve a neutron $p_{1/2}$ és neutron $p_{3/2}$ pályák között, azért, hogy a ^{51}K és ^{53}K atommagokra kapott kísérleti eredményeket jobban leírja az elmélet. A neutronok $f_{5/2}^2$ párkölcsönhatását leíró mátrixelemeiben is történt egy kis módosítás, hogy a Ca izotópok elméleti úton számított 2^+ energiaszintjei közelebb kerüljenek a kísérletileg meghatározott energiaszintekhez.

A ^{52}K alapállapotának spinje és paritása a rendelkezésünkre álló kísérleti adatok alapján nem egyértelműen meghatározott. Egy β -bomlást

vizsgáló tanulmány [26] kizárta a 0^- állapot lehetőségét és a 2^- állapotot javasolta, azonban a héjmodell számításaink szerint az 1^- is lehetséges. Ezért a (p,2p) reakció értelmezése során mindkét lehetséges esetet figyelembe vettem.

Az ^{51}Ar atommagra vonatkozó héjmodell számítások eredményeit az 5.2. táblázatban és az 5.3. ábra bal oldalán foglaltam össze. Az 5.3. ábrán az ^{51}Ar elméleti számításokból származó energiaszintjei mellett feltüntettem a kísérleti úton megfigyelt energiaszinteket is. Az ^{51}Ar neutron-szeparációs energiájára vonatkozóan nem álltak rendelkezésünkre kísérleti adatok, ezért a héjmodell számításból származó értéket használtam, ami $S_n = 1,57$ MeV. Ez az eredmény jó egyezést mutat a tömegszisztematikából származó $1,4(7)$ MeV [76] értékkel. Az ábrán látható az ^{51}Ar energiaszintjei és bomlási sémája a kétneutron-szeparációs energiáig, ami $5,6(7)$ MeV [76]. A neutronszeparációs energia (1570 keV) alatt két kötött gerjesztett állapotot figyeltünk meg. Az állapotok bomlásának valószínűségét és a γ -detektálás hatásfokával korrigált relatív γ -intenzitást feltüntettem a nyilak mellett. Három nem-kötött állapotot sikerült megfigyelni, amelyeket a jobb oldali oszlopban folytonos vonallal jelöltem a neutron-szeparációs energia fölött. A további három, magasabban fekvő állapotot szaggatott vonallal jelöltem, mivel bizonytalan, hogy az ^{50}Ar alapállapotára, vagy első gerjesztett állapotára bomlanak. Az egyes állapotok exkluzív gerjesztési hatáskeresztmetszetét is feltüntettem a $^{52}\text{K}(p,2p)^{51}\text{Ar}$ reakciócsatornára vonatkozóan. A bal oldali oszlopban a héjmodell számításokból származó energiaszintek láthatók $J^\pi = 2^-$ (^{52}K alapállapota) esetre, a jobb oldalon pedig a kísérleti adatok alapján megállapított energiaszintek szerepelnek. Az elméleti úton számított állapotok közül kizárólag azok szerepelnek, amelyek hatáskeresztmetszete a (p,2p) reakcióban meghaladja a $0,1$ mb értéket. A négy legalacsonyabban fekvő, kísérletünkben megfigyelt gerjesztett állapotot hozzá tudjuk rendelni a megfelelő elméleti úton számított állapothoz, azonban a két kötött állapot esetében a hozzárendelés nem egyértelmű, fordítva is elképzelhető. A bal oldalon szereplő elméleti



5.3. ábra: Az ^{51}Ar energiaszintjei és bomlási sémája a héjmodell számítások, illetve a kísérleti adatok szerint. Két kötött és három nem-kötött állapotot sikerült összeegyeztetni az elméleti számításokkal, további három nem-kötött állapot esetében a hozzárendelés nem egyértelmű.

hatáskeresztmetszetek az egyrészecke-hatáskeresztmetszetekből származnak a héjmodellből kapott spektroszkópiai faktorok figyelembevételével.

A (p,2p) reakcióra vonatkozó egyrészecke-hatáskeresztmetszet számítások a DWIA (Distorted Wave Impulse Approximation, magyarul: torzított hullámú impulzus közelítés) modell [77] segítségével készültek. Az egyrészecke-hullámfüggvény és a magsűrűség a Bohr-Mottelson egyré-

5.2. táblázat: A spin és a pálya-impulzuszmomentum z -irányú komponenseit (S_z és L_z) tüntettem fel, ahol $J_z = J$. Emellett a héjmodell számításokból származó állapotok (E_{elm}) nukleonpályáinak betöltési számai is szerepelnek. A táblázat kizárólag azokat a gerjesztett állapotokat tartalmazza, amelyek (p,2p) reakcióra vonatkozó, elméleti úton számolt hatás-keresztmetszete meghaladja a 0,1 mb értéket.

E_{elm} (MeV)	J^π	Nukleon típusa	S_z	L_z	Nukleonpályák						
					$d_{5/2}$	$d_{3/2}$	$s_{1/2}$	$f_{7/2}$	$f_{5/2}$	$p_{3/2}$	$p_{1/2}$
0	$1/2_1^-$	π	-0,004	0,025	5,83	2,46	1,72	0	0	0	0
		ν	-0,131	0,610	6	4	2	7,78	0,40	3,77	1,04
0,975	$3/2_1^-$	π	-0,014	0,216	5,82	2,65	1,53	0	0	0	0
		ν	0,243	1,055	6	4	2	7,69	0,47	3,18	1,67
1,117	$5/2_1^-$	π	-0,009	0,199	5,78	2,66	1,56	0	0	0	0
		ν	-0,181	2,491	6	4	2	7,58	1,22	3,25	0,95
1,826	$5/2_2^-$	π	-0,046	1,439	5,83	2,68	1,49	0	0	0	0
		ν	-0,185	1,291	6	4	2	7,69	0,68	3,59	1,04
2,088	$3/2_2^-$	π	-0,016	0,785	5,77	2,80	1,43	0	0	0	0
		ν	0,131	0,599	6	4	2	7,42	1,53	3,23	0,82
2,884	$5/2_3^-$	π	-0,007	0,344	5,79	2,73	1,48	0	0	0	0
		ν	0,062	2,101	6	4	2	7,53	1,43	3,03	1,01
3,181	$5/2_4^-$	π	-0,036	0,373	5,79	2,66	1,55	0	0	0	0
		ν	-0,073	2,236	6	4	2	7,43	1,25	3,34	0,99
3,268	$3/2_4^-$	π	-0,091	0,924	5,83	2,60	1,57	0	0	0	0
		ν	0,095	0,572	6	4	2	7,59	0,91	3,44	1,05
3,368	$3/2_5^-$	π	-0,033	0,848	5,85	2,61	1,54	0	0	0	0
		ν	0,059	0,626	6	4	2	7,70	0,88	3,09	1,33
3,459	$5/2_6^-$	π	-0,081	1,269	5,86	2,67	1,47	0	0	0	0
		ν	-0,132	1,443	6	4	2	7,67	0,83	3,53	0,97
3,980	$9/2_2^-$	π	-0,037	1,261	5,78	2,59	1,63	0	0	0	0
		ν	-0,066	3,342	6	4	2	7,46	1,28	3,42	0,85
3,981	$5/2_7^-$	π	-0,016	0,914	5,82	2,75	1,43	0	0	0	0
		ν	-0,002	1,605	6	4	2	7,53	1,14	3,10	1,22
4,087	$3/2_7^-$	π	-0,219	0,908	5,85	2,89	1,26	0	0	0	0
		ν	0,025	0,787	6	4	2	7,54	1,26	3,33	0,87
4,137	$9/2_3^-$	π	-0,019	1,043	5,76	2,74	1,51	0	0	0	0
		ν	0,153	3,323	6	4	2	7,20	1,75	3,11	0,94
4,141	$5/2_8^-$	π	-0,010	0,616	5,81	2,75	1,44	0	0	0	0
		ν	-0,171	2,065	6	4	2	7,46	1,38	3,03	1,14
4,229	$3/2_8^-$	π	-0,174	0,798	5,87	2,75	1,38	0	0	0	0
		ν	0,067	0,810	6	4	2	7,63	0,92	3,37	1,09
4,363	$3/2_9^-$	π	-0,048	0,368	5,81	2,80	1,39	0	0	0	0
		ν	0,033	1,147	6	4	2	7,51	1,23	3,01	1,25
4,527	$3/2_{10}^-$	π	-0,060	0,367	5,89	2,88	1,23	0	0	0	0
		ν	0,102	1,090	6	4	2	7,75	0,66	3,23	1,36
4,988	$9/2_6^-$	π	-0,067	1,068	5,78	2,57	1,65	0	0	0	0
		ν	-0,135	3,635	6	4	2	7,60	1,35	3,23	0,82
5,361	$9/2_8^-$	π	-0,004	0,707	5,73	2,70	1,57	0	0	0	0
		ν	-0,068	3,865	6	4	2	7,30	1,73	3,09	0,87

szecske-potenciálból [78] származnak. A torzított hullámú modell optikai potenciálját a sűrűségeloszlással átlagolt [79] Melbourne g -mátrix kölcsönhatás [80] és a számított magsűrűség felhasználásával alkottuk meg. A spin-pálya kölcsönhatást elhanyagoltuk, ami körülbelül 5% bizonytalanságot eredményez a hatáskeresztmetszeteket illetően. A pp kölcsönhatás leírása a Franey-Love kölcsönhatás [81] segítségével történt. Ezeket a hatáskeresztmetszeteket kombináltuk a héjmodell számításokból származó spektroszkópiai faktorokkal, kiszámítva a céltárgyban előforduló nyaláb-energiákra és ezeket átlagolva kaptuk az elméleti hatáskeresztmetszetet. Az így kapott elméleti hatáskeresztmetszeteket $J^\pi = 2^-$ (^{52}K alapállapota) esetre feltüntettem az 5.3. ábra bal oldalán és az 5.3. táblázatban, ahol azok az állapotok szerepelnek, amelyek hatáskeresztmetszete eléri a 0,1 mb értéket.

5.3. táblázat: A $^{52}\text{K}(p,2p)^{51}\text{Ar}$ reakciócsatornára elméleti úton kiszámított energiaszintek (E_{elm}), spektroszkópiai faktorok, exkluzív hatáskeresztmetszet értékek (σ_{elm}) összehasonlítása a kísérlet során megfigyelt energiaszintekkel (E_{kis}) és hatáskeresztmetszetekkel (σ_{kis}) a két-neutron-szeparációs energiáig, ami 5,6(7) MeV [76]. Az első oszlopban feltüntetett energiaszintek héjmodell számításokból származnak $J^\pi = 2^-$ (^{52}K alapállapota) esetre.

E_{elm} MeV	J^π	Spektroszkópiai faktor	σ_{elm} (mb)	E_{kis} (MeV)	σ_{kis} (mb)
0	$1/2_1^-$	<0,01 0,37 $d_{5/2}$ $d_{3/2}$	0,82	0	0,47(3)
0,975	$3/2_1^-$	<0,01 0,04 0,02 $d_{5/2}$ $d_{3/2}$ $s_{1/2}$	0,149	0,963(9)	0,046(14)
1,117	$5/2_1^-$	0,07 <0,01 <0,01 $d_{5/2}$ $d_{3/2}$ $s_{1/2}$	0,177	1,180(9)	0,102(18)
1,826	$5/2_2^-$	0,01 0,67 0,38 $d_{5/2}$ $d_{3/2}$ $s_{1/2}$	2,64	$S_n+0,092(4)$	0,93(12)
2,088	$3/2_2^-$	0,06 0,01 $d_{5/2}$ $d_{3/2}$	0,17		

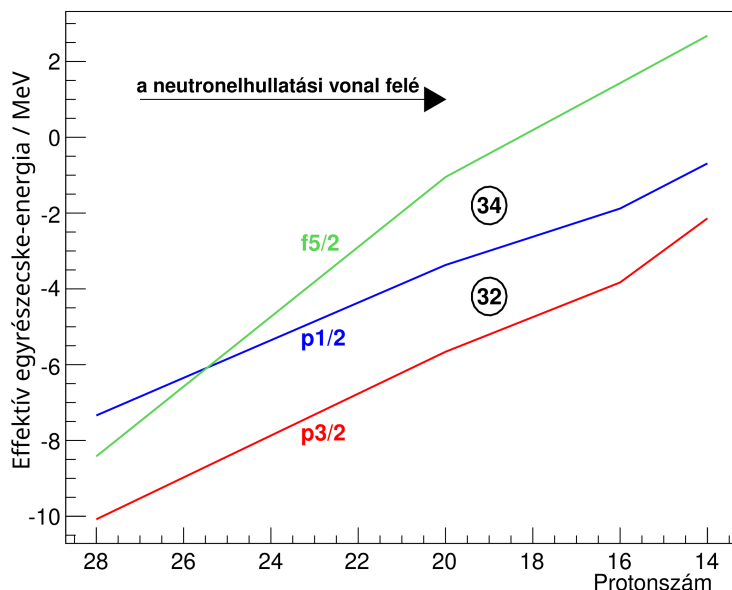
5.3. táblázat – az előző oldal folytatása

E_{elm} (MeV)	J^π	Spektroszkópiai faktor	σ_{elm} (mb)	E_{kis} (MeV)	σ_{kis} (mb)
		0,01	$s_{1/2}$		
2,884	$5/2_3^-$	<0,01	$d_{5/2}$	0,33	
		0,14	$d_{3/2}$		
		0,01	$s_{1/2}$		
3,181	$5/2_4^-$	<0,01	$d_{5/2}$	0,86	
		0,37	$d_{3/2}$		
		0,03	$s_{1/2}$		
3,268	$3/2_4^-$	<0,01	$d_{5/2}$	0,28	
		0,13	$d_{3/2}$		
		<0,01	$s_{1/2}$		
3,368	$3/2_5^-$	<0,01	$d_{5/2}$	0,23	
		0,09	$d_{3/2}$		
		0,01	$s_{1/2}$		
3,459	$5/2_6^-$	<0,01	$d_{5/2}$	1,97	$S_n+1,449(35)$ 1,54(24)
		0,49	$d_{3/2}$		
		0,31	$s_{1/2}$		
3,980	$9/2_2^-$	<0,09	$d_{5/2}$	0,20	
3,981	$5/2_7^-$	<0,01	$d_{5/2}$	0,38	
		0,03	$d_{3/2}$		
		0,11	$s_{1/2}$		
4,087	$3/2_7^-$	<0,01	$d_{5/2}$	0,85	
		0,02	$d_{3/2}$		
		0,28	$s_{1/2}$		
4,137	$9/2_3^-$	0,05	$d_{5/2}$	0,11	
4,141	$5/2_8^-$	<0,01	$d_{5/2}$	0,28	
		0,08	$d_{3/2}$		
		0,03	$s_{1/2}$		
4,229	$3/2_8^-$	<0,01	$d_{5/2}$	0,44	
		<0,01	$d_{3/2}$		
		0,15	$s_{1/2}$		
4,363	$3/2_9^-$	<0,01	$d_{5/2}$	0,20	
		<0,01	$d_{3/2}$		
		0,06	$s_{1/2}$		
4,527	$3/2_{10}^-$	<0,01	$d_{5/2}$	0,36	
		<0,01	$d_{3/2}$		
		0,11	$s_{1/2}$		

5.3. táblázat – az előző oldal folytatása

E_{elm} (MeV)	J^π	Spektroszkópiai faktor		σ_{elm} (mb)	E_{kis} (MeV)	σ_{kis} (mb)
4,988	$9/2_6^-$	0,08	$d_{5/2}$	0,19		
5,361	$9/2_8^-$	0,09	$d_{5/2}$	0,20		

Az elméleti héjmodell számítások két kötött állapot létezését jelezték előre 975 keV és 1117 keV energiánál. Ez jó egyezést mutat a kísérleti úton megfigyelt kötött állapot energiákkal (963 keV és 1180 keV). Ezenfelül a számított és mért hatáskeresztmetszet értékek hasonlósága is alátámasztja, hogy az elméleti és kísérleti kötött állapotok megfeleltethetők egymásnak. Ez szintén megerősíti azt a feltételezésünket, hogy mindkét állapot közvetlenül az ^{51}Ar alapállapotára bomlik. Az argon izotópokban található protonok a $d_{3/2}$ és az $f_{7/2}$ pályák közötti nagy energiakülönbség miatt nehezen gerjeszthetők, ezért az ^{51}Ar alacsonyban fekvő gerjesztett állapotainak kialakulásában elsősorban a neutronok vesznek részt. A (p,2p) reakció során az állapotok gerjesztésének alacsony hatáskeresztmetszet értékei (46 μb és 102 μb a 963 keV és az 1180 keV energiájú állapot esetén) alhéjzáródásra utalnak. A $^{52}\text{K}(p,2p)^{51}\text{Ar}$ reakció inkluzív hatáskeresztmetszetére vonatkozóan is jó egyezést mutat a kísérlet (0,62(2) mb) és az elmélet (1,15 mb). Valószínűleg a 963 keV-es átmenet a $J^\pi = 3/2_1^-$ állapotához, az 1180 keV-es átmenet pedig a $J^\pi = 5/2_1^-$ állapotához tartozik, azonban az állapotok nagyon közeli energiája miatt a hozzárendelés fordítva is elképzelhető. A kísérleti eredmények és elméleti számítások közötti megegyezések azt mutatják, hogy a héjmodell számolásaink alapfeltevése megállja a helyét, miszerint az $N = 32$ és az $N = 34$ neutronsámoknál nagy héjközök alakulnak ki. Ezt látható az 5.4. ábrán, amely az $N = 32$ izotónok esetén mutatja be a héjmodell által számolt effektív egyrészecske-pályák változását. Ahogy protonokat veszünk el az $f_{7/2}$ pályáról, a neutronok $f_{5/2}$ pályájának energiája gyorsan nő, míg a $p_{1/2}$ és $p_{3/2}$ pályák közötti különbség közel állandó marad. Így az argon esetén – amely



5.4. ábra: Az effektív neutron egyrészesce-pályák változása a protonszám csökkenésével $N = 32$ neutronszám esetében.

18 protont tartalmaz – már jelentős energiakülönbség alakul ki a pályák között 32-es és 34-es neutronszámoknál.

Hasonló eredményeket kaptunk, ha azt feltételeztük, hogy a ^{52}K alapállapota $J^\pi = 1^-$. A jelentős különbség az $5/2_1^-$ állapot gerjesztésének $709 \mu\text{b}$ nagyságú hatáskeresztmetszete. Ez a számítás a kísérletben megfigyelt hatáskeresztmetszet értéktől ($102 \mu\text{b}$) nagymértékben eltér, ezért a ^{52}K atommag alapállapotára $J^\pi = 2^-$ értéket javasolunk.

Az 5.2. táblázatban látható, hogy az $5/2_2^-$ és az $5/2_6^-$ nem-kötött állapotokhoz tartozó L_z értékek (ami a pálya-impulzusmomentum z -irányú vetületét jelöli és $J_z = J$) jelentősen eltérnek az $5/2_1^-$ és a többi $5/2$ állapot L_z értékeitől. Ennek a két gerjesztett állapotnak a kialakulásában a protonoknak is nagy szerepük van, ezt a hatáskeresztmetszetek kiugróan magas értéke ($2,64 \text{ mb}$, $1,97 \text{ mb}$) is alátámasztja. Az elméleti és kísér-

leti hatáskeresztmetszeteket összehasonlítva a megfigyelt legalacsonyabb nem-kötött állapotot (E_1^x) az $5/2_2^-$ állapotnak lehet megfeleltetni, az E_2^x pedig az $5/2_6^-$ állapothoz kapcsolható. Az L_z értékek alapján az is megfigyelhető, hogy a $3/2_1^-$ fölötti $3/2^-$ gerjesztett állapotok kialakulásában enyhe protondominancia lép fel. A $3/2_7^-$ állapotra vonatkozóan érdemes megjegyezni, hogy az S_z értéke (ami a spin z-irányú vetületét jelöli) kiemelkedő, illetve az állapot gerjesztésének hatáskeresztmetszete is jelentős (0,85 mb). A $3/2_7^-$ állapot energiája és határkeresztmetszete alapján összeegyeztethető a kísérletünkben megfigyelt E_3^x állapottal, azonban a relatív energia spektrumban nem elég nagy a feloldás ahhoz, hogy a többi, hozzá közeli energiájú állapottól el tudjuk különíteni. Az említett magasabb energiájú állapotok, különösen az $5/2_2^-$ és $5/2_6^-$ $B(E2)$ értékei magasak ($53 \text{ e}^2\text{fm}^4$ és $14 \text{ e}^2\text{fm}^4$), ami kollektivitásra utal. Összehasonlításképpen, az $5/2_1^-$ egyrézecske-állapot esetében $B(E2) = 5 \text{ e}^2\text{fm}^4$. Ugyan kisebb mértékben, de néhány $3/2^-$ állapotban is jelen van a kollektivitás. A további három megfigyelt állapotot (E_4^x , E_5^x , E_6^x) a rendelkezésünkre álló adatok alapján nem lehet egyértelműen hozzárendelni az elméleti úton számolt állapotokhoz. Ennek az egyik oka, hogy a héjmodell alapján számolt magas energiájú állapotok sűrűn helyezkednek el, másrészt pedig bizonytalan korrelációjuk az ^{50}Ar atommag első gerjesztett állapotának bomlásából származó 1178 keV energiájú γ -fotonnal.

5.2. A ^{63}V atommag γ -spektroszkópiája

5.2.1. A ^{63}V kötött állapotai

Az 5.5. ábrán látható a ^{63}V γ -spektruma Doppler-korrekción és add-back eljárás alkalmazása után. Ebben minden olyan magreakció szerepel, amelynek eredményeképpen ^{63}V atommag keletkezett. A spektrum analízisét, ideértve többek között a függvényillesztést az ^{51}Ar γ -spektrumához hasonlóan végeztem, azaz az 5.1.1. alfejezetben részletezett módon.

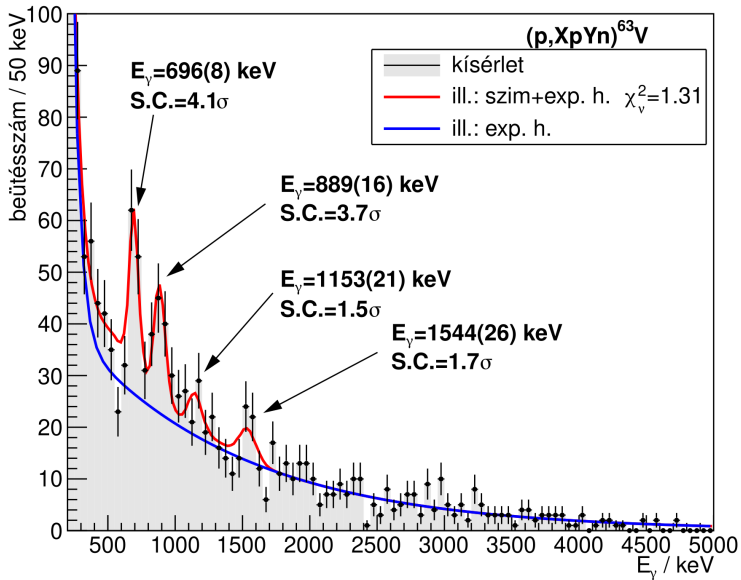
A ^{63}V γ -spektrumában két jelentős csúcs figyelhető meg 696(8) keV és 889(16) keV energiáknál. Emellett két másik lehetséges csúcs is felfedezhető 1153(21) keV és 1544(26) keV energiáknál, ezekben azonban kevés a beütésszám, konfidenciaszintjük alacsony, mindössze $1,5\sigma$, illetve $1,7\sigma$. Különböző szélességű dobozok felhasználásával is megillesztettem a spektrumot, azonban a két magasabb energiájú csúcs konfidenciaszintje minden esetben 2σ alatt volt. Az illesztést jellemző χ^2_ν értéke négy csúccsal történő illesztés esetén $\chi^2_\nu(4) = 1,31$, a két nagyobb energiás csúcsot elhagyva pedig $\chi^2_\nu(2) = 1,41$. Ez a kicsi eltérés szintén azt mutatja, hogy a spektrumot hasonlóan jól meg lehet illeszteni, ha csak a két alacsonyabb energiájú csúcsot vesszük figyelembe.

A csúcspozíciók feltüntetett bizonytalansága elsősorban a beütésszám statisztikai ingadozásából adódik, de a háttérillesztés bizonytalansága, a céltárgy vastagsága, illetve a γ -detektor rendszer kalibrációjának bizonytalansága is csökkenti a mérési eredmény pontosságát.

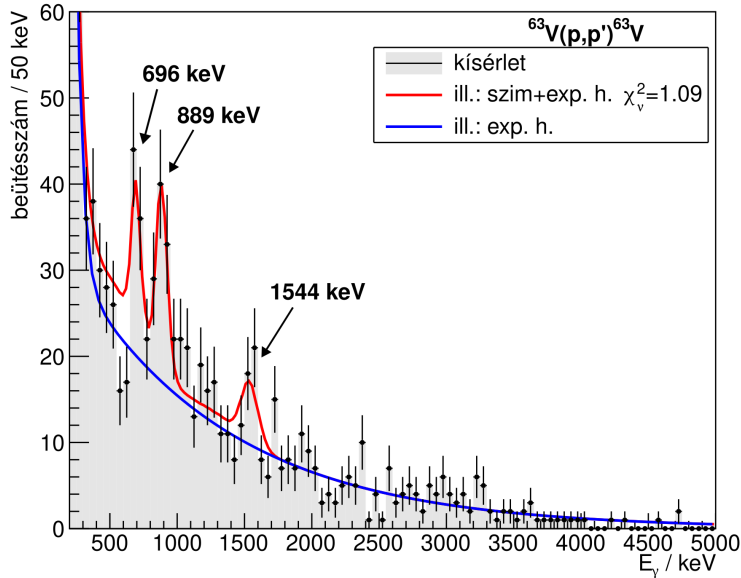
A γ - γ koincidencia spektrumban nem állt rendelkezésemre elegendő statisztikai adat ahhoz, hogy következtetést vonjak le arra vonatkozóan, hogy a γ -fotonok közvetlenül az alapállapotra vezetnek egy-egy gerjesztett állapotból, vagy kaszkádot alkotnak.

A ^{63}V -ra vonatkozó spektrumok esetén, az ^{51}Ar -nal ellentétben, a háttér nemcsak szabad paraméterekkel rendelkező exponenciálisokkal analizáltam, hanem a ^{63}V -ra vonatkozó jóval nagyobb statisztikával rendelkező ^{61}V spektrumok illesztéséből származó háttéreket felhasználva is. A háttér alakja mindkét mag esetében azonosnak tekinthető, ezért a ^{61}V spektrumának háttérparamétereit rögzítettem, majd a ^{63}V spektrumok illesztésekor egy skálázási paramétert szabadon hagytam. Ezzel az illesztés minimális javulását értem csak el, tehát a szabad paraméteres duplaexponenciális háttérmodellezés is megfelelő volt a spektrumok kiértékelésére.

A ^{63}V atommagon történő rugalmatlan protonszórás γ -spektruma az 5.6. ábrán látható. A 696 keV és 889 keV energiájú csúcsok egyértelműen beazonosíthatók a hisztogramon, az 1544 keV energiájú csúcs konfidencia-



5.5. ábra: A ^{63}V γ -spektruma Doppler-korrekción és addback eljárás végrehajtását követően. Piros színnel jelöltem a mérési adatokra illesztett függvényt, amely a szimulált csúcsokat tartalmazza egy-egy szabadon változtatható paraméterrel, valamint a háttérre alkotó két exponenciális függvényt összegét. A háttérre külön jelöltem kék vonallal.

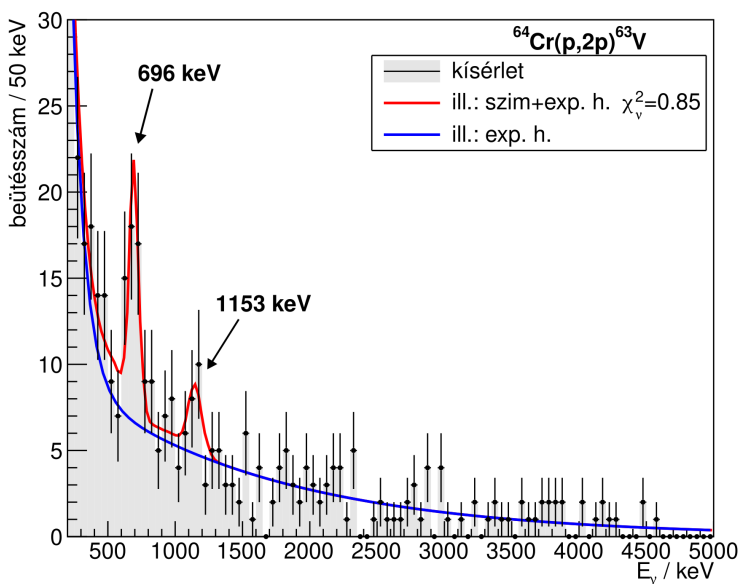


5.6. ábra: A ${}^{63}\text{V}(p,p'){}^{63}\text{V}$ reakciócsatornából származó γ -spektrum Doppler-korrekció és addback-eljárás végrehajtása után. A piros vonal az adat-sorra illesztett függvény, amely a szimulált csúcsok és a duplaexponenciális háttér (kék vonal) összegeként áll elő.

szintje azonban itt sem éri el a 3σ értéket.

A $(p,2p)$ reakcióból származó ${}^{63}\text{V}$ atommagok által kibocsátott γ -fotonok energiáit az 5.7. ábrán látható hisztogram mutatja. A 696 keV energiájú csúcs ezen reakciócsatorna esetében is egyértelműen kimutatható, azonban az 1153 keV energiájú csúcs konfidenciaszintje 3σ alatti.

A ${}^{63}\text{V}(p,p'){}^{63}\text{V}$ reakciócsatornában az események 96,8%-ánál pontosan egy protont észlelt a MINOS eszköz. A $(p,2p)$ reakciónál 78,9% volt a kétprotonos események aránya, az események 20,5%-ában azonban csak egy protont sikerült észlelni. Az átmeneteket tekintve szintén a korábbi eredményeket kapjuk akkor is, ha a rugalmatlan protonszórásnál kizárólag az egyprotonos, $(p,2p)$ reakciónál pedig a kétprotonos eseményeket vesszük figyelembe.



5.7. ábra: A $^{64}\text{Cr}(p,2p)^{63}\text{V}$ reakciócsatornából származó γ -spektrum Doppler-korrektió és addback-eljárás végrehajtása után. A piros vonal az adatsorra illesztett függvény, amely a szimulált csúcsok és a dupla exponenciális háttér (kék vonal) összegeként áll elő.

A ^{63}V nem-kötött állapotainak vizsgálatához egyrészt nem volt elegendő mennyiségű statisztikai adat, másrészt pedig az atommag neutron-szeparációs energiája magasan van és a nem-kötött állapotok energiái kis távolságra vannak egymástól, nem lehetett volna őket egyértelműen összeegyeztetni az elméleti számításokkal.

5.2.2. A kísérleti eredmények értelmezése

Ahhoz, hogy következtetéseket tudjunk levonni a kísérleti eredményeinkből, széles skálájú héjmodell számításokat végeztünk, amellyel meghatároztuk a ^{63}V atommag alacsonyan fekvő energiaszintjeit és bomlási sémáját, továbbá leírást adtunk a protonkilökéses reakcióra. Az elméleti ha-

táskeresztmetszetek számítása a DWIA keretrendszerrel történt az ^{51}Ar -ról szóló alfejezetben leírt módon. Csatolt csatornás számításokat végeztünk azzal a céllal, hogy a ^{63}V atommag deformációját meghatározzuk a rugalmatlan szórás során.

A valenciateret a $(f_{5/2}p_{3/2}p_{1/2}g_{9/2}d_{5/2})$ neutronpályák és az fp protonpályák alkotják. A Hamilton-operátor a Lenzi–Nowacki–Poves–Sieja kölcsönhatáson alapul. A konfigurációs tér nagysága miatt a számításokat lekorlátoztuk a $Z = 28$ és az $N = 40$ héjközökön keresztül történő $10p$ – $10h$ gerjesztésekre, amivel jó közelítést értünk el a számított spektrumra. A Hamilton-operátorok diagonalizálását a Strasbourg héjmodell kóddal végeztük [82, 83]. Az elméleti úton számított bomlási arányokat az $E2/M1$ redukált átmeneti arányokból határoztuk meg, amelyekhez a következő effektív töltés értékeket használtuk: $e_p = 1,31$, $e_n = 0,46$ a $B(E2)$ átmenethez, $g_l^n = 0,0$, $g_s^n = -2,87$, $g_l^p = 1,0$, $g_s^p = 4,19$ a $B(M1)$ átmenethez [83, 84]. A szokásos effektív töltések ($e_p = 1,5$, $e_n = 0,5$) alkalmazása a számításokban túlbecsülte a neutrongazdag króm- és vasizotópok $B(E2)$ értékeit [85], ezért elméleti úton határoztuk meg az új értékeket [84], amelyek számos kísérleti eredmény értelmezésében helyesnek bizonyultak az $N = 40$ héjköz környezetében:

- a neutrongazdag króm- és vasizotópláncok $E(2_1^+)$ és $B(E2)$ értékei [33],
- a ^{58}Ti és a ^{60}Ti alacsony fekvő energiaszintjei 100 keV-en belül [39],
- a neutrongazdag króm- és vas izotópláncok $E(2_1^+)$ és $E(2_1^+)/E(4_1^+)$ értékei [86],
- a $^{53,55,57}\text{Mn}$ alacsony energiájú gerjesztett állapotai 100 keV-en belül [35],
- a ^{72}Ni és a ^{74}Ni $B(E2)$ értékei [87],
- a ^{62}Ti alacsony fekvő energiaszintjei 100 keV-en belül [40].

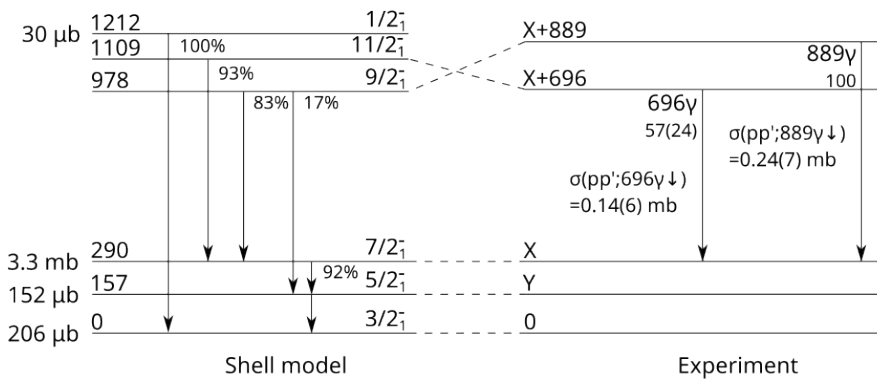
Továbbá, a számított $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ értékek (^{68}Ni : $41 e^2\text{fm}^4$, ^{66}Fe : $336 e^2\text{fm}^4$, ^{64}Cr : $361 e^2\text{fm}^4$) is jó egyezést mutatnak a kísérleti eredményekkel (rendre $53(6) e^2\text{fm}^4$, $299(17) e^2\text{fm}^4$, $312(79) e^2\text{fm}^4$ [33, 88–91]) az $N=40$ neutronsámú atommagok esetében.

A csatolt csatornás számításokat az *ECIS* kóddal [92] végeztük, szimmetrikus rotációs modell alkalmazásával. A hagyományos kollektív alak-tényezőket használtuk fenomenologikus optikai potenciál paramétereivel együtt. Ez utóbbi meghatározását Koning és Delaroche [93] végezte el; megbízhatóságát hasonló kísérletek analízisei támasztják alá, amelyekben nikkell és cink izotópokat vizsgáltak [87]. A maganyag (proton+neutron) és a protonok deformációját a modellben leíró δ_2^M és δ_2^C kvadrupól deformációs hosszakat egyenlőnek választottuk, mivel a protonok és neutronok eloszlása közel azonos az atommagok széles tartományán [94–96].

Az 5.8. ábra bal oldalán láthatók a ^{63}V héjmodell számításokból származó energiaszintjei és azok bomlási sémája, továbbá a (p,2p) reakcióra vonatkozó hatáskeresztmetszet értékek, amelyek a spektroszkópiai faktorból és az egyrészezske-hatáskeresztmetszetből származnak. Az elméleti számítások szerint a ^{63}V alapállapota $3/2^-$, amit alátámaszt, hogy a β -bomlás után késleltetett neutronkibocsátást követően a ^{62}Cr 4_1^+ állapota nem volt kimutatható [97], továbbá konzisztens a $^{63}\text{V}(p,2p)^{62}\text{Ti}$ reakció során kimutatott gerjesztett állapotok számával [40]. Emellett az LNPS számítás a $3/2^-$ állapotot javasolja a ^{61}V alapállapotára is, amely összhangban áll a β -bomlásból [98], illetve a nukleonkiütéses reakcióból [39] származó adatokkal. Ezért a ^{63}V atommagra vonatkozó kísérleti adatok értelmezése során $3/2^-$ alapállapotot feltételeztünk.

Mivel a (p,p') reakció többnyire az alapállapothoz erősen csatolt alacsony energiaszinteket gerjeszti, ezeket a gerjesztett állapotokat mutatja az 5.8. ábra a $11/2$ állapotig. Számításaink szerint ezek közül mindössze három állapot (az alapállapotot is beleértve) gerjesztése éri el a $0,1$ mb értéket a (p,2p) reakcióban, továbbá három magasabban fekvő állapot 2264 keV, 2520 keV és 2686 keV energián. Ezért a többi 40 állapot 1212 keV és a

$\sigma(p,2p)$		
274 μb	<u>2686</u>	<u>$7/2^-$</u>
170 μb	<u>2520</u>	<u>$7/2^-$</u>
180 μb	<u>2264</u>	<u>$3/2^-$</u>



5.8. ábra: Az ^{63}V energiaszintjei és azok bomlási sémája az atommag neutronszerparációs energiájáig. Az $1/2_1^-$ állapot fölött csak azokat az állapotokat tüntettem fel, amelyek hatáskeresztmetszete a $(p,2p)$ reakcióban meghaladja a 0,1 mb értéket. Az ábra jobb oldalán a kísérleti úton megfigyelt két kötött gerjesztett állapot és azok bomlásainak tulajdonságai láthatók a nyilak mellett, amelyek a relatív γ -intenzitás a (p,p') reakciócsatornában és a γ -kibocsátás hatáskeresztmetszete. A bal oldalon a héjmodell számítások eredményeit mutatom be, ahol a nyilak mellett a γ -elágazási arányok szerepelnek.

neutronszeparációs energia – melynek értéke $4,7(13)$ MeV [41], tömegszisztematika alapján $4,6$ MeV [76] – között nincs feltüntetve.

A ^{63}V az $N = 40$ izotónláncon helyezkedik el a ^{64}Cr és a ^{62}Ti között, amelyek az inverziós szigeten helyezkednek el a kísérleti adatok alapján és kvadrupól deformációs paraméterük nagy: $\beta_2 = 0,3$ [33, 40]. Ezzel a jellegzetes β_2 értékkel a csatolt csatornás számításaim $5,7$ mb és $3,3$ mb hatáskeresztmetszet értékeket eredményeztek az $5/2_1^-$ és a $7/2_1^-$ energiaszintekre a (p,p') reakcióban. Még feleakkora β_2 értéket feltételezve is a kísérletben megfigyelteknél egy nagyságrenddel nagyobb hatáskeresztmetszetet kaptam, amelyek értékei $\sigma(pp';696\gamma \downarrow) = 0,15(6)$ mb és $\sigma(pp';889\gamma \downarrow) = 0,24(7)$ mb. Ilyen alacsony energián a hatáskeresztmetszet energiától való függése elhanyagolható. Ezért arra következtethetünk, hogy a (p,p') reakció során detektált γ -fotonok nem az $5/2_1^-$ és a $7/2_1^-$ állapotokhoz tartoznak. Ezt szintén alátámasztja nagy energiaeltérésük a kísérleti eredményekhez viszonyítva: míg az elméleti számítások szerint az $5/2_1^-$ és a $7/2_1^-$ állapotok energiája 157 keV és 290 keV, a kísérletünk során 696 keV és 889 keV energiájú fotonokat észleltünk. Hasonló hatáskeresztmetszet-érveket hozhatunk fel a többi olyan állapottal szemben, amelyekre $J \leq 7/2$ és az elméleti $1/2_1^-$ állapot fölött helyezkednek el.

A (p,p') reakcióban megfigyelt γ -fotonok az energiák és a hatáskeresztmetszetek alapján valószínűleg a $9/2_1^-$ és a $11/2_1^-$ állapotokhoz tartoznak. Az elméleti számítások szerint mindkét állapot nagy elágazási aránnyal a $7/2_1^-$ állapotra bomlik 688 keV és 819 keV energiájú γ -fotonok kíséretében, amelyek közel állnak a kísérleti úton megfigyelt értékekhez. A spin-paritásuk miatt elvárt alacsony gerjesztési hatáskeresztmetszetük a (p,p') reakcióban szintén összhangban van a kísérleti megfigyeléseinkkel. A hatáskeresztmetszetek nagysága alapján a detektált 696 keV energiájú γ -foton a $11/2_1^-$ állapot legerjesztődéséből származik, a 889 keV energiájú γ -foton pedig a $9/2_1^-$ állapotéból. A csatolt csatornás számítások szintén jó egyezést mutatnak a kísérleti hatáskeresztmetszet értékekkel, $\delta_2 = \delta_2^M = \delta_2^C = 2,25(22)$ fm kvadrupól deformációs hossz paraméter

alkalmazásával a (p,p') reakcióban $\sigma(9/2_1^-; X + 889 \uparrow) = 0,29(9)$ mb és $\sigma(11/2_1^-; X + 696 \uparrow) = 0,15(6)$ mb, számításba véve a γ -bomlás elágazási arányokat, amelyek a $9/2_1^-$ állapot esetén 83%, a $11/2_1^-$ állapotnál pedig 93%. A δ_2 értéke $\beta_2 = 0,47(5)$ kvadrupól deformációs paraméternek feleltethető meg, ugyanis a két mennyiség között a $\delta_i = \beta_i$ 1,2 fm $A^{1/3}$ összefüggés áll fenn. A bizonytalanságuk a mért hatáskeresztmetszet értékek bizonytalanságából származik, illetve az optikai potenciál választása is körülbelül 10% bizonytalanságot eredményez általában [87, 99].

Mindeddig az analízis során többlépéses gerjesztéssel számoltunk, azaz, hogy a $9/2_1^-$ és a $11/2_1^-$ állapotok az $5/2_1^-$ és a $7/2_1^-$ állapotokon keresztül gerjesztődnek. Azonban a rugalmatlan szórás során további egy lépéses gerjesztések is lejátszódhatnak, amelyeket úgy tudunk kezelni, hogy a kvadrupól δ_2 érték mellé bevezetjük a hexadekapól deformációs hosszát (δ_4) az ECIS számításainkban. Ez a magasabb rendű deformáció az atommagok többségénél általában kicsi a kvadrupól deformációhoz képest [100], emiatt nehéz megmérni, csak néhány ritkaföldfém izotópra [101], aktinoidákra [102], illetve néhány könnyű elemre [103, 104] vonatkozóan állnak rendelkezésünkre kísérleti eredmények. Egzotikus atommagok esetében még ritkábbak a publikált eredmények: az $N = 20$ körüli inverziós szigeten található ^{32}Mg izotópra $\delta_4/\delta_2 = 0,27(5)$ arányt mértek [105]. A 4_1^+ állapot gerjesztésének szögeloszlását csak hexadekapól deformáció bevezetésével lehetett leírni. A δ_4/δ_2 arány felső határával számolva, ami 1/3 az említett kísérletben [105], az ECIS számítások $\delta_2 = 1,14(12)$ fm és $\delta_4 = 0,38(4)$ fm értékeket eredményeztek, amelyek $\beta_2 = 0,24(2)$ és $\beta_4 = 0,08(1)$ kvadrupól és hexadekapól deformációs paramétereknek felelnek meg. A héjmodell számítások szerint $\delta_2 = 1,39$ fm ($\beta_2 = 0,29$), ami jó egyezést mutat a kísérleti eredménnyel magasabb rendű gerjesztéseket feltételezve.

A $(p,2p)$ reakciócsatorna gerjesztési hatáskeresztmetszete a kétneutronszeparációs-energiáig (4,6 MeV) az elméleti számítások szerint 6,1 mb, ami közel áll a kísérleti úton meghatározott 8,7(4) mb értékhez. Azonban nem egyértelmű, hogy γ -foton, amelynek energiája 696 keV és a keltésé-

nek hatáskeresztmetszete $\sigma(\text{p}2\text{p}; 696\gamma \downarrow) = 1,0(3)$ mb, milyen átmenetből származik. A hatáskeresztmetszet számítások alapján közvetlen módon csak a $7/2_1^-$ állapot gerjesztéséből származhatna, amely energiája 290 keV és a 157 keV energiájú állapotra bomlik. Ez azonban túl kicsi energia lenne a megfigyelt γ -fotonéhoz képest, továbbá a (p,p') reakció kísérleti eredményeivel is szemben áll. Azonban, ha feltételezzük, hogy a 696 keV energiájú γ -foton a $11/2_1^-$ állapot legerjesztődéséből származik, három másik állapot is létezik fölötté 2264 keV, 2520 keV és 2686 keV energiával, amelyek jelentős hatáskeresztmetszettel gerjesztődnek a (p,2p) reakcióban (180 μb , 174 μb és 274 μb). A $11/2_1^-$ és a három magasabb energiájú állapot között körülbelül 20 másik állapot van, így nehéz meghatározni a bomlási sémát. Ezért az is elképzelhető, hogy a 696 keV energiájú γ -foton a három magasabban fekvő állapot kaszkád módon történő bomlásából származik. Másrészt az is lehetséges, hogy a $11/2_1^-$ állapot két lépésben gerjesztődik a $^{64}\text{Cr}(\text{p},\text{p}')^{64}\text{Cr}^{2+}(\text{p},2\text{p})^{63}\text{V}$ reakcióláncban, vagy nem azonnali, disszipatív folyamatokon keresztül [72], ahogyan egy korábbi kísérlet során [35].

A ^{63}V energiaszint szerkezetének és az állapotok bomlásának legvalószínűbb értelmezése az 5.8. ábrán látható, amely a (p,p') és a (p,2p) reakcióra vonatkozó mérési eredményeinkkel is összhangban áll. A ^{63}V kvadrupól deformációs paraméterének nagy értéke miatt ($\beta_2 > 0,22$) az atommag a ^{68}Ni alatti inverziós szigethez tartozik.

6. fejezet

Összefoglalás

Összefoglalás

A kísérleti eszközök fejlődésének köszönhetően az elmúlt évtizedekben képessé váltunk a stabilitási sávtól távol eső atommagok pontosabb tanulmányozására. Az egzotikus atommagok kutatása közelebb visz az atommagok szerkezetének, tulajdonságainak és kölcsönhatásaiknak megértéséhez, valamint az elemek egy részének keletkezéséért felelős r-folyamatban is jelentős szerepük van.

A RIKEN kutatóintézetben elvégzett kísérlet analízise és értelmezése során feltártam az ^{51}Ar és a ^{63}V atommagok szerkezetét a világon elsőként.

1. Az ^{51}Ar [1] atommag esetén két átmenetet fedeztem fel γ -spektroszkópiai módszerrel és hat csúcsot azonosítottam az $^{50}\text{Ar}+n$ rendszer relatívenergia-spektrumában. Ennek megfelelően, a partnereink (Y. Utsuno, K. Sieja) által szolgáltatott héjmodellszámítások felhasználásával, két kötött és hat nem-kötött állapot létezését bizonyítottam. A nem-kötött állapotok közül három energiájára csak javaslatot tudtam tenni, mivel ezek az ^{50}Ar atommag első gerjesztett állapotába bomlanak, amely csatornában alacsony volt a beütésszám. A $^{52}\text{K}(p,2p)^{51}\text{Ar}$ nukleonkiütési reakció az ^{51}Ar két kötött ál-

lapotára vezető hatáskeresztmetszete nagyon kicsinek adódott, amit az argonizotópokban a 32-es és a 34-es neutrons számoknál jelentkező jelentős héjzáródással tudtam megmagyarázni. Szintén kimutattam, hogy a két valencialyuk miatt nem-kötött kollektív és egyrészesecske állapotok is megjelennek az ^{51}Ar atommagban.

2. Az ^{63}V [2] atommag inverz kinematikával felvett γ -spektrumában két új átmenetet azonosítottam. Ezeket az együttműködő elméleti kollégák héjmodell számításaival összevetve két kötött, $9/2^-$ és $11/2^-$ spin/paritás értékekkel rendelkező állapot létét javasoltam. Az inelasztikus szórás csatornában ezen állapotok gerjesztési hatáskeresztmetszeteit csatolt csatornás számolások felhasználásával analizáltam, amely nagy kvadrupól deformációs paramétert eredményezett tisztán kvadrupól deformációt feltételezve. Ugyan a valószínűleg jelenlévő hexadekapól deformáció nagyságát nem tudtam meghatározni, de korábbi mérések közelítő eredményeinek a felhasználása szintén nagy kvadrupól deformációhoz vezetett. Tehát a ^{63}V atommagot nagy valószínűséggel az $N=40$ -es héjzáródánál található inverziószigetre tudtam helyezni.

A 40-es neutrons számnál található inverziósziget határai még nincsenek teljesen felfedezve, újabb méréseket kell végezni a jövőben, hogy feltárjuk, mely atommagok tartoznak még a szigethez. Ezentúl nagyobb tömegszámoknál is létezhetnek inverziószigetek, amelyek felfedezésre várnak.

A 32-es és 34-es neutrons számoknál megjelenő héjzáródást ugyan több atommag esetében megvizsgálták, azonban kisebb rendszámú elemek egyes izotópjainak tanulmányozása még a jövőbeli kísérleti tervek között szerepel.

Summary

As a result of advancements in experimental tools over the past few decades, we now possess the capability to perform more accurate measurements on nuclei located far from the valley of stability. Research on exotic nuclei brings us closer to understanding their structure, properties, and interactions, furthermore, they also play an important role in the r-process responsible for the synthesis of heavy elements.

I have uncovered the nuclear structure of ^{51}Ar és a ^{63}V for the first time via the analysis and interpretation of an experiment performed at RIKEN.

1. For ^{51}Ar [1], I have identified two transitions by γ -ray spectroscopy and six peaks in the relative energy spectrum of $^{50}\text{Ar}+n$. Thus, I have proved the existence of two bound and six unbound excited states with the help of the shell-model calculations of my collaborators (Y. Utsuno, K. Sieja). For the energy of three of the unbound states, I could only give tentative energy because they decayed to the first excited state of ^{50}Ar where the counting statistics were low. The cross-section of the nucleon knock-out reaction $^{52}\text{K}(p,2p)^{51}\text{Ar}$ leading to the two bound states of ^{51}Ar was determined to be low, which was interpreted in terms of shell closures at $N=32$ and $N=34$ in argon isotopes. I have also shown that collective and single particle states appeared simultaneously in ^{51}Ar .
2. For ^{63}V [2], I have identified two new transitions in the γ -ray spectrum recorded using inverse kinematics. Comparing these to the shell-model calculations of my collaborating theoreticians I have proposed two bound excited states with $J^\pi=9/2^-$ and $J^\pi=11/2^-$. I have analyzed the cross-section of these states populated in the inelastic scattering channel by coupled channel calculations, which resulted in a large quadrupole deformation parameter assuming pure quadrupo-

le deformation of ^{63}V . Although I could not determine the possibly present hexadecapole deformation, based on an estimation from previous experiments, I have also got a large quadrupole deformation. Therefore, I could conclude that ^{63}V most probably belongs to the island of inversion near $N=40$.

The boundaries of the inversion island at neutron number 40 have not yet been fully explored, and further measurements will be needed to determine which other nuclei belong to the island. Also, inversion islands may exist at higher mass numbers and are still to be discovered.

While shell closure at neutron numbers 32 and 34 has been investigated for several nuclei, the study of some isotopes of lower atomic number elements is planned for future experiments.

Köszönetnyilvánítás

Elsősorban a témavezetőmnek, Elekes Zoltánnak szeretnék köszönetet mondani, hogy már a fizika alapképzés óta segíti a szakmai fejlődésemet, előrehaladásomat a kutatói pályán. Lelkiismeretes munkája példaértékű számomra. Átala ismerkedtem meg korábban a nukleáris asztrofizika, majd az egzotikus atommagok tudományával, munkáimat mindvégig kiválóan koordinálta.

Köszönöm Halász Zoltánnak a lehetőséget, hogy programozást oktathattam az egyetemen; nagyszerű tapasztalatszerzési élmény volt. A közös irodában eltöltött évek alatt, jó hangulatú beszélgetéseinkben számos érdekes és hasznos információt osztott meg velem.

Köszönöm Sohler Dorottyának, hogy a doktori fokozat megszerzéséhez vezető út, illetve a külföldi kiküldetésem során felmerülő kérdésekben, adminisztrációs teendőkben mindig bizalommal fordulhattam hozzá.

Köszönöm az Atommagkutató Intézetnek, hogy anyagi támogatást és megfelelő munkakörülményeket biztosított a doktori képzésem ideje alatt.

Köszönöm a családomnak és a barátaimnak a támogatásukat, biztatásukat, és hogy mindig számíthattam rájuk.

Irodalomjegyzék

1. Juhász, M. M. és *tsai*. First spectroscopic study of ^{51}Ar by the (p,2p) reaction. *Physics Letters B* 814. köt., 136108. old. (2021).
2. Juhász, M. M. és *tsai*. First spectroscopic study of ^{63}V at the $N = 40$ island of inversion. *Phys. Rev. C* 103. köt., 64308. old. (6 2021).
3. Thibault, C. és *tsai*. Direct measurement of the masses of ^{11}Li and $^{26-32}\text{Na}$ with an on-line mass spectrometer. *Phys. Rev. C* 12. köt., 644–657. old. (1975).
4. Huber, G. és *tsai*. Spins, magnetic moments, and isotope shifts of $^{21-31}\text{Na}$ by high resolution laser spectroscopy of the atomic D_1 line. *Phys. Rev. C* 18. köt., 2342–2354. old. (1978).
5. Détraz, C. és *tsai*. Beta decay of $^{27-32}\text{Na}$ and their descendants. *Phys. Rev. C* 19. köt., 164–176. old. (1979).
6. Warburton, E. K., Becker, J. A. & Brown, B. A. Mass systematics for $A=29-44$ nuclei: The deformed $A\sim 32$ region. *Phys. Rev. C* 41. köt., 1147–1166. old. (1990).
7. Utsuno, Y., Otsuka, T., Mizusaki, T. & Honma, M. Varying shell gap and deformation in $N \sim 20$ unstable nuclei studied by the Monte Carlo shell model. *Phys. Rev. C* 60. köt., 54315. old. (1999).
8. Otsuka, T., Gade, A., Sorlin, O., Suzuki, T. & Utsuno, Y. Evolution of shell structure in exotic nuclei. *Rev. Mod. Phys.* 92. köt., 15002. old. (2020).

9. Bürger, A. *és tsai*. Relativistic Coulomb excitation of neutron-rich $^{54,56,58}\text{Cr}$: On the pathway of magicity from $N=40$ to $N=32$. *Physics Letters B* 622. köt., 29–34. old. (2005).
10. Prisciandaro, J. *és tsai*. New evidence for a subshell gap at $N=32$. *Physics Letters B* 510. köt., 17–23. old. (2001).
11. Dinca, D.-C. *és tsai*. Reduced transition probabilities to the first 2^+ state in $^{52,54,56}\text{Ti}$ and development of shell closures at $N = 32, 34$. *Phys. Rev. C* 71. köt., 41302. old. (2005).
12. Janssens, R. *és tsai*. Structure of $^{52,54}\text{Ti}$ and shell closures in neutron-rich nuclei above 48Ca . *Physics Letters B* 546. köt., 55–62. old. (2002).
13. Xu, X. *és tsai*. Direct mass measurements of neutron-rich ^{86}Kr projectile fragments and the persistence of neutron magic number $N=32$ in Sc isotopes. *Chinese Physics C* 39. köt., 104001. old. (2015).
14. Wienholtz, F. *és tsai*. Masses of exotic calcium isotopes pin down nuclear forces. *Nature* 498. köt., 346–349. old. (2013).
15. Huck, A. *és tsai*. Beta decay of the new isotopes ^{52}K , ^{52}Ca , and ^{52}Sc ; a test of the shell model far from stability. *Phys. Rev. C* 31. köt., 2226–2237. old. (1985).
16. Gade, A. *és tsai*. Cross-shell excitation in two-proton knockout: Structure of ^{52}Ca . *Phys. Rev. C* 74. köt., 21302. old. (2006).
17. Rosenbusch, M. *és tsai*. Probing the $N = 32$ Shell Closure below the Magic Proton Number $Z = 20$: Mass Measurements of the Exotic Isotopes $^{52,53}\text{K}$. *Phys. Rev. Lett.* 114. köt., 202501. old. (2015).
18. Cortés, M. L. *és tsai*. $N = 32$ shell closure below calcium: Low-lying structure of ^{50}Ar . *Phys. Rev. C* 102. köt., 64320. old. (2020).
19. Otsuka, T. *és tsai*. Magic Numbers in Exotic Nuclei and Spin-Isospin Properties of the NN Interaction. *Phys. Rev. Lett.* 87. köt., 82502. old. (2001).

20. Steppenbeck, D. *és tsai*. Evidence for a new nuclear ‘magic number’ from the level structure of ^{54}Ca . *Nature* 502. köt., 207–210. old. (2013).
21. Michimasa, S. *és tsai*. Magic Nature of Neutrons in ^{54}Ca : First Mass Measurements of $^{55-57}\text{Ca}$. *Phys. Rev. Lett.* 121. köt., 22506. old. (2018).
22. Chen, S. *és tsai*. Quasifree Neutron Knockout from ^{54}Ca Corroborates Arising $N = 34$ Neutron Magic Number. *Phys. Rev. Lett.* 123. köt., 142501. old. (2019).
23. Liu, H. N. *és tsai*. How Robust is the $N = 34$ Subshell Closure? First Spectroscopy of ^{52}Ar . *Phys. Rev. Lett.* 122. köt., 72502. old. (2019).
24. Liddick, S. N. *és tsai*. Lowest Excitations in ^{56}Ti and the Predicted $N = 34$ Shell Closure. *Phys. Rev. Lett.* 92. köt., 72502. old. (2004).
25. Steppenbeck, D. *és tsai*. Structure of ^{55}Sc and development of the $N = 34$ subshell closure. *Phys. Rev. C* 96. köt., 64310. old. (2017).
26. Perrot, F. *és tsai*. β -decay studies of neutron-rich K isotopes. *Phys. Rev. C* 74. köt., 14313. old. (2006).
27. Nowacki, F. & Poves, A. Shell Model Far From Stability: Island of Inversion Mergers. *Journal of Physics: Conference Series* 966. köt., 12023. old. (2018).
28. Hannawald, M. *és tsai*. Decay of Neutron-Rich Mn Nuclides and Deformation of Heavy Fe Isotopes. *Phys. Rev. Lett.* 82. köt., 1391–1394. old. (1999).
29. Recchia, F. *és tsai*. Spectroscopy of odd-mass cobalt isotopes toward the $N = 40$ subshell closure and shell-model description of spherical and deformed states. *Phys. Rev. C* 85. köt., 64305. old. (2012).

30. Canete, L. *és tsai*. Precision mass measurements of ^{67}Fe and $^{69,70}\text{Co}$: Nuclear structure toward $N = 40$ and impact on r -process reaction rates. *Phys. Rev. C* 101. köt., 41304. old. (2020).
31. Ljungvall, J. *és tsai*. Onset of collectivity in neutron-rich Fe isotopes: Toward a new island of inversion? *Phys. Rev. C* 81. köt., 61301. old. (2010).
32. Naimi, S. *és tsai*. Surveying the $N = 40$ island of inversion with new manganese masses. *Phys. Rev. C* 86. köt., 14325. old. (2012).
33. Crawford, H. L. *és tsai*. Quadrupole Collectivity in Neutron-Rich Fe and Cr Isotopes. *Phys. Rev. Lett.* 110. köt., 242701. old. (2013).
34. Liddick, S. N. *és tsai*. Shape coexistence along $N = 40$. *Phys. Rev. C* 84. köt., 61305. old. (2011).
35. Liu, X. *és tsai*. Spectroscopy of $^{65,67}\text{Mn}$: Strong coupling in the $N=40$ “island of inversion”. *Physics Letters B* 784. köt., 392–396. old. (2018).
36. Gade, A. *és tsai*. Collectivity at $N = 40$ in neutron-rich ^{64}Cr . *Phys. Rev. C* 81. köt., 51304. old. (2010).
37. Suchyta, S. *és tsai*. β and isomeric decay of ^{64}V . *Phys. Rev. C* 89. köt., 67303. old. (2014).
38. Santamaria, C. *és tsai*. Extension of the $N = 40$ Island of Inversion towards $N = 50$: Spectroscopy of ^{66}Cr , $^{70,72}\text{Fe}$. *Phys. Rev. Lett.* 115. köt., 192501. old. (2015).
39. Gade, A. *és tsai*. Nuclear Structure Towards $N = 40$ ^{60}Ca : In-Beam γ -Ray Spectroscopy of $^{58,60}\text{Ti}$. *Phys. Rev. Lett.* 112. köt., 112503. old. (2014).
40. Cortés, M. *és tsai*. Shell evolution of $N=40$ isotones towards ^{60}Ca : First spectroscopy of ^{62}Ti . *Physics Letters B* 800. köt., 135071. old. (2020).

41. Michimasa, S. *és tsai*. Mapping of a New Deformation Region around ^{62}Ti . *Phys. Rev. Lett.* 125. köt., 122501. old. (2020).
42. Satchler, G. R. *Introduction to Nuclear Reactions* (The Gresham Press, Old Waking, Surrey, 1980).
43. Bohr, A. & Mottelson, B. R. *Nuclear Structure II* (World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., Singapore, 1998).
44. Casten, R. F. *Nuclear Structure From A Simple Perspective* (Oxford University Press, UK, 1990).
45. Obertelli, A. & Sagawa, H. *Modern Nuclear Physics* (Springer Nature Singapore Pte Ltd., Singapore, 2021).
46. Lenzi, S. M., Nowacki, F., Poves, A. & Sieja, K. Island of inversion around ^{64}Cr . *Phys. Rev. C* 82. köt., 54301. old. (2010).
47. Utsuno, Y. *és tsai*. Shape transitions in exotic Si and S isotopes and tensor-force-driven Jahn-Teller effect. *Phys. Rev. C* 86. köt., 51301. old. (2012).
48. Utsuno, Y. *és tsai*. Recent Advances in Shell Evolution with Shell-Model Calculations. *JPS Conference Proceedings* 6. köt., 10007. old. (2015).
49. Lang, G. H., Johnson, C. W., Koonin, S. E. & Ormand, W. E. Monte Carlo evaluation of path integrals for the nuclear shell model. *Phys. Rev. C* 48. köt., 1518–1545. old. (1993).
50. Otsuka, T., Honma, M., Mizusaki, T., Shimizu, N. & Utsuno, Y. Monte Carlo shell model for atomic nuclei. *Progress in Particle and Nuclear Physics* 47. köt., 319–400. old. (2001).
51. Jacob, G. & Maris, T. A. J. Quasi-Free Scattering and Nuclear Structure. *Rev. Mod. Phys.* 38. köt., 121–142. old. (1966).

52. Chant, N. S. & Roos, P. G. Distorted-wave impulse-approximation calculations for quasifree cluster knockout reactions. *Phys. Rev. C* 15. köt., 57–68. old. (1977).
53. Lane, A. M. & Thomas, R. G. R-Matrix Theory of Nuclear Reactions. *Rev. Mod. Phys.* 30. köt., 257–353. old. (1958).
54. Kondo, Y. és tsai. Low-lying intruder state of the unbound nucleus ^{13}Be . *Physics Letters B* 690. köt., 245–249. old. (2010).
55. Yano, Y. The RIKEN RI Beam Factory Project: A status report. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* 261. köt., 1009–1013. old. (2007).
56. Fukuda, N. és tsai. Identification and separation of radioactive isotope beams by the BigRIPS separator at the RIKEN RI Beam Factory. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* 317. köt., 323–332. old. (2013).
57. Kimura, K. és tsai. High-rate particle identification of high-energy heavy ions using a tilted electrode gas ionization chamber. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 538. köt., 608–614. old. (2005).
58. Obertelli, A. és tsai. MINOS: A vertex tracker coupled to a thick liquid-hydrogen target for in-beam spectroscopy of exotic nuclei. *The European Physical Journal A* 50. köt., 8. old. (2014).
59. Takeuchi, S. és tsai. DALI2: A NaI(Tl) detector array for measurements of γ rays from fast nuclei. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 763. köt., 596–603. old. (2014).

60. Kahlbow, J. *The low-Z Shore of the Island of Inversion: Invariant-mass Spectroscopy of the heavy Fluorine Isotopes $^{29}\text{F}^*$ & ^{30}F at SAMURAI with NeuLAND* dissz. (Technische Universität, 2021).
61. Walenta, A., Heintze, J. & Schürlein, B. The multiwire drift chamber a new type of proportional wire chamber. *Nuclear Instruments and Methods* 92. köt., 373–380. old. (1971).
62. Kondo, Y., Tomai, T. & Nakamura, T. Recent progress and developments for experimental studies with the SAMURAI spectrometer. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* 463. köt., 173–178. old. (2020).
63. *R³B technical design report for NeuLAND* https://edms.cern.ch/ui/file/1865739/1/TDR%7B%5C_%7DR3B%7B%5C_%7DNeuLAND%7B%5C_%7Dpublic.pdf (2023. márc. 29.).
64. *V-STARs - Fotogrammetria* <https://www.geodetic.com/products/systems/v-stars-n/> (2023. márc. 2.).
65. Baba, H., Takeuchi, S., Yamada, K., Shimoura, S. & Ieki, K. Development of New Data Acquisition System BabarDAQ for Nuclear Physics Experiments. *RIKEN Accelerator Progress Report* 34. köt., 221. old. (2001).
66. Agostinelli, S. és tsai. Geant4-a simulation toolkit. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 506. köt., 250–303. old. (2003).
67. *SUNFLOWER collaboration* <https://www.nishina.riken.jp/collaboration/SUNFLOWER/%20misc/download/simulation.php> (2023. márc. 29.).
68. *SAMURAI simulator* <http://be.nucl.ap.titech.ac.jp/~nebula/simulator.php> (2023. márc. 29.).

69. *ANAROOT* <https://ribf.riken.jp/RIBFDAQ/index.php?Tools%2FAnalysis%2FInformation#bdcee5a3> (2023. márc. 29.).
70. Santamaria, C. *Quest for new nuclear magic numbers with MINOS* dissz. (Université Paris-SUD XI, 2015).
71. *ROOT Multidimensional Fit* <https://root.cern.ch/doc/master/classTMultiDimFit.html> (2023. márc. 2.).
72. Steppenbeck, D. és *tsai*. Low-Lying Structure of ^{50}Ar and the $N = 32$ Subshell Closure. *Phys. Rev. Lett.* 114. köt., 252501. old. (2015).
73. Sun, Y. és *tsai*. Restoration of the natural $E(1/2_1^+) - E(3/2_1^+)$ energy splitting in odd- K isotopes towards $N = 40$. *Physics Letters B* 802. köt., 135215. old. (2020).
74. Broda, R. és *tsai*. Proton-hole states in the $N = 30$ neutron-rich isotope ^{49}K . *Phys. Rev. C* 82. köt., 34319. old. (2010).
75. Papuga, J. és *tsai*. Spins and Magnetic Moments of ^{49}K and ^{51}K : Establishing the $1/2^+$ and $3/2^+$ Level Ordering Beyond $N=28$. *Phys. Rev. Lett.* 110. köt., 172503. old. (2013).
76. Wang, M. és *tsai*. The AME2016 atomic mass evaluation (II). Tables, graphs and references. *Chinese Physics C* 41. köt., 30003. old. (2017).
77. Wakasa, T., Ogata, K. & Noro, T. Proton-induced knockout reactions with polarized and unpolarized beams. *Progress in Particle and Nuclear Physics* 96. köt., 32–87. old. (2017).
78. Bohr, A. & Mottelson, B. R. *Nuclear Structure I* (World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., Singapore, 1998).
79. Toyokawa, M., Minomo, K. & Yahiro, M. Mass-number and isotope dependence of local microscopic optical potentials for polarized proton scattering. *Phys. Rev. C* 88. köt., 54602. old. (2013).

80. Amos, K., Dortmans, P., von Geramb, H., Karataglidis, S. & Raynal, J. *Advances in Nuclear Physics* 25. köt., 275–536. old. (2000).
81. Franey, M. A. & Love, W. G. Nucleon-nucleon t-matrix interaction for scattering at intermediate energies. *Phys. Rev. C* 31. köt., 488–498. old. (1985).
82. Nowacki, F. & Caurier, E. Shell Model and Nuclear Structure Far from Stability. *Acta Physics Polonica B*, 749–753. old. (1999).
83. Caurier, E., Martínez-Pinedo, G., Nowacki, F., Poves, A. & Zuker, A. P. The shell model as a unified view of nuclear structure. *Rev. Mod. Phys.* 77. köt., 427–488. old. (2005).
84. Dufour, M. & Zuker, A. P. Realistic collective nuclear Hamiltonian. *Phys. Rev. C* 54. köt., 1641–1660. old. (1996).
85. Baugher, T. *és tsai*. Intermediate-energy Coulomb excitation of $^{58,60,62}\text{Cr}$: The onset of collectivity toward $N = 40$. *Phys. Rev. C* 86. köt., 11305. old. (2012).
86. Olivier, L. *és tsai*. Persistence of the $Z = 28$ Shell Gap Around ^{78}Ni : First Spectroscopy of ^{79}Cu . *Phys. Rev. Lett.* 119. köt., 192501. old. (2017).
87. Cortés, M. L. *és tsai*. Inelastic scattering of neutron-rich Ni and Zn isotopes off a proton target. *Phys. Rev. C* 97. köt., 44315. old. (2018).
88. Sorlin, O. *és tsai*. $^{68}_{28}\text{Ni}_{40}$: Magicity versus Superfluidity. *Phys. Rev. Lett.* 88. köt., 92501. old. (2002).
89. Bree, N. *és tsai*. Coulomb excitation of $^{68}_{28}\text{Ni}_{40}$ at “safe” energies. *Phys. Rev. C* 78. köt., 47301. old. (2008).
90. Rother, W. *és tsai*. Enhanced Quadrupole Collectivity at $N = 40$: The Case of Neutron-Rich Fe Isotopes. *Phys. Rev. Lett.* 106. köt., 22502. old. (2011).

91. Crider, B. *és tsai*. Shape coexistence from lifetime and branching-ratio measurements in $^{68,70}\text{Ni}$. *Physics Letters B* 763. köt., 108–113. old. (2016).
92. Raynal, J. Recurrence relations for distorted-wave Born approximation Coulomb excitation integrals and their use in coupled channel calculations. *Phys. Rev. C* 23. köt., 2571–2585. old. (1981).
93. Koning, A. & Delaroche, J. Local and global nucleon optical models from 1 keV to 200 MeV. *Nuclear Physics A* 713. köt., 231–310. old. (2003).
94. Brown, V. R. & Madsen, V. A. Extension of core polarization in inelastic scattering to include charge-exchange reactions. *Phys. Rev. C* 17. köt., 1943–1954. old. (1978).
95. Bernstein, A., Brown, V. & Madsen, V. Neutron and proton transition matrix elements and inelastic hadron scattering. *Physics Letters B* 103. köt., 255–258. old. (1981).
96. Elekes, Z. *és tsai*. Proton inelastic scattering studies at the borders of the “island of inversion”: The $^{30,31}\text{Na}$ and $^{33,34}\text{Mg}$ case. *Phys. Rev. C* 73. köt., 44314. old. (2006).
97. Suchyta, S. *és tsai*. β decay of $^{61,63}\text{V}$ and low-energy level schemes of $^{61,63}\text{Cr}$. *Phys. Rev. C* 89. köt., 34317. old. (2014).
98. Gaodefroy, L. *és tsai*. Beta-decay studies of neutron-rich Sc- Cr nuclei. *The European Physical Journal A - Hadrons and Nuclei* 23. köt., 41–48. old. (2005).
99. Ong, H. J. *és tsai*. Neutron-dominant quadrupole collective motion in ^{16}C . *Phys. Rev. C* 73. köt., 24610. old. (2006).
100. Möller, P., Sierk, A., Ichikawa, T. & Sagawa, H. Nuclear ground-state masses and deformations: FRDM(2012). *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 109-110. köt., 1–204. old. (2016).

101. Erb, K. A., Holden, J. E., Lee, I. Y., Saladin, J. X. & Saylor, T. K. Quadrupole and Hexadecapole Deformations in Rare-Earth Nuclei. *Phys. Rev. Lett.* 29. köt., 1010–1014. old. (1972).
102. Al-Rawashdeh, S. M. & Jaghoub, M. I. An optical potential for the statically deformed actinide nuclei derived from a global spherical potential. *The European Physical Journal A* 54. köt., 62. old. (2018).
103. De Swiniarski, R. és tsai. A coupled-channels analysis of 30 MeV proton scattering from low-lying positive-parity states in ^{19}F , ^{20}Ne , ^{21}Ne . *Physics Letters B* 43. köt., 27–29. old. (1973).
104. Haouat, G. és tsai. Nuclear deformations of ^{24}Mg , ^{28}Si , and ^{32}S from fast neutron scattering. *Phys. Rev. C* 30. köt., 1795–1809. old. (1984).
105. Takeuchi, S. és tsai. Low-lying states in ^{32}Mg studied by proton inelastic scattering. *Phys. Rev. C* 79. köt., 54319. old. (2009).