



1949

A béta-késleltetett részecskekibocsátás jelensége és kísérleti vizsgálata

Egyetemi doktori (PhD) értekezés

Vitéz-Sveiczter András
Témavezető: Dr. Kiss Gábor Gyula

DEBRECENI EGYETEM
Természettudományi és Informatikai Doktori Tanács
Fizikai Tudományok Doktori Iskola
Debrecen, 2024

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, 2024.

.....
Vitéz-Sveiczter András
doktorjelölt

Tanúsítom, hogy Vitéz-Sveiczter András doktorjelölt 2019 - 2024 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, 2024.

.....
Dr. Kiss Gábor Gyula
témavezető

A BÉTA-KÉSLELTETETT RÉSZECSEKIBOCSÁTÁS JELENSÉGE ÉS KÍSÉRLETI VIZSGÁLATA

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

Írta: Vitéz-Sveiczter András, okleveles fizikus

Készült a Debreceni Egyetem Fizikai Tudományok Doktori Iskolája
Magfizika programja keretében

Témavezető: Dr. Kiss Gábor Gyula

Az értekezés bírálói:

Dr.
Dr.

A bírálóbizottság:

elnök:

tagok:

Dr.
Dr.
Dr.
Dr.

Az értekezés védésének időpontja: 20... ..

Tartalomjegyzék

1. Bevezetés	1
1.1. A béta-bomlás	1
1.2. A béta-bomlás átmeneti valószínűségei	4
1.3. A béta-bomlás szerepe az r -folyamat során	9
1.4. Célkitűzések	13
2. Kísérleti módszerek	17
2.1. Az izotópok azonosítása	18
2.2. A ^{70}Kr kísérlet bemutatása	20
2.3. A ritkaföldfém-csúcs kísérlet bemutatása	22
3. Eseményválogatás	27
3.1. Implantációk	29
3.2. Béta-bomlások	30
3.3. Béta-késleltetett gamma-fotonok	30
3.4. Béta-késleltetett protonok	32
3.5. Béta-késleltetett neutronok	34
4. Kiértékelési módszerek	37
4.1. Béta-részecskék	38
4.2. Béta-késleltetett gamma-fotonok	41
4.3. Protonkibocsátás	45
4.4. Neutronkibocsátás	47
5. A ^{70}Kr mag béta-bomlása	53
5.1. Felezési idő	53
5.2. Béta-késleltetett gamma-fotonok	61
5.3. Redukált átmeneti valószínűségek	65

TARTALOMJEGYZÉK

6. A ritkaföldfém-csúcs kialakulása	69
6.1. A bomlási paraméterek	70
6.2. Az előfordulási gyakoriságok	79
7. Összefoglalás	87
7.1. A ^{70}Kr mag béta-bomlása	87
7.2. A ritkaföldfém-csúcs kialakulása	89
8. Summary	93
8.1. Beta-decay of ^{70}Kr	93
8.2. Formation of the rare-earth peak	95
Irodalomjegyzék	99

1. fejezet

Bevezetés

A β -sugárzás a radioaktív sugárzások második fajtája, amelyet az emberiség felfedezett. Ernest Rutherford 1899-ben mutatta ki és különítette el a már ismert α -sugárzástól egy tórium tartalmú minta vizsgálata során [1]. Az eltelt több mint 120 év alatt rengeteg ismeretet szereztünk erről a bomlásról, és a jelenség, valamint annak ismerete a tudomány és technológia számos területén jelentős szerepet kapott. A bomlás utáni részecskekibocsátás például jelentős az atomreaktorok szabályozásában, ahol a hasadványok β -késleltetett neutronokat (vagy más néven késő neutronokat) bocsátanak ki [2, 3].

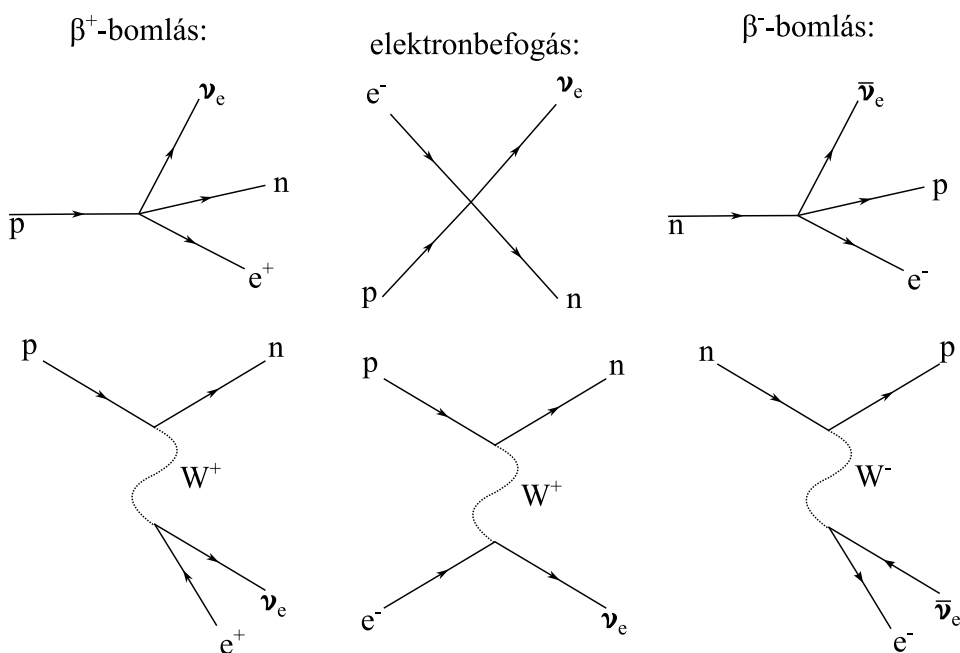
A β -késleltetett γ -kibocsátások vizsgálata a lánymag szerkezetéről részletes információkat hordoz, míg a bomlási csatornák arányai (a mi esetünkben a neutronkibocsátási ág valószínűsége), és a magok felezési idejei a magelméleti számítások ellenőrzésére és a nukleoszintézis folyamatok (a dolgozatom során az asztrofizikai r -folyamat) megismerésére ad lehetőséget. A motivációt adó felhasználásokat, és azok irodalmi előzményeit az 1.2 és az 1.3 alfejezetekben foglalom össze.

A munkám során két kísérlet adatait értékeltem ki, ahol rövid felezési idejű izotópok β -bomlását, és a bomlás során kibocsátott részecskéket vizsgáltuk. A dolgozat során kifejtem a kísérletek mögötti motivációkat, a kísérleti módszereket, az adatok kiértékelésének módját, majd végül az eredményeket tárgyalom.

1.1. A béta-bomlás

A β -bomlás során egy radioaktív atommag egyik protonja neutronná, vagy neutronja protonná alakul a gyenge kölcsönhatás közvetítésével [4, 5]. A protondús izotópok β -bomlását β^+ -bomlásnak nevezzük, mely során egy

proton alakul át neutronná – így közeledve a stabilitás völgye felé – egy pozitron (e^+) és egy elektronneutrínó (ν_e) kibocsátása mellett. A neutrondús izotópok (mint például az urán hasadványai) ezzel analóg módon egy neutron protonná alakulásával közelednek a stabilitás völgye felé, egy elektron (e^-) és egy anti-elektronneutrínó ($\bar{\nu}_e$) kibocsátása mellett és a folyamatot β^- -bomlásnak nevezzük. A β^+ -bomlás egy speciális esete az elektronbefogás, melyet az atommagot körbevevő elektronfelhő tesz lehetővé. Ekkor jellemzően a K héjról – mely a legközelebb van az atommaghoz, így az 1s pályán levő elektronok hullámfüggvényének a legnagyobb az átfedése az atommaggal – egy kötött elektront befog az atommag, és egy elektronneutrínó kibocsátásával átalakul egy proton neutronná. A gyenge kölcsönhatás részecskefizikai modelljében virtuális W-bozonok közvetítik a β -bomlást [5, 6]. A β -bomlás lehetséges formáit bemutatom a részecskefizikai kép Feynman-diagramjaival együtt az 1.1 ábrán.



1.1. ábra. A gyenge kölcsönhatással közvetített β -bomlások természetben előforduló változatai és vezetőrendű Feynman-diagramjai.

A β -bomlás során a kiindulási állapot és a végállapot közötti energia-különbséget Q_β mennyiséggel jelöljük, mely a visszalökődő atommag, az e^-/e^+ és a $\bar{\nu}_e/\nu_e$ részecskék között oszlik el. Mivel három részecske között oszlik el a Q_β energiakülönbség, ezért az egyes részecskék mozgási energiá-

ja folytonos eloszlással írható le. Az atommag végállapota lehet az új mag alapállapota, vagy egy gerjesztett állapot, ami további bomlásokkal vagy részecskék kibocsátásával legerjesztődik. A β -bomlást követő legerjesztődések során kibocsátott részecskéket β -késleltetett részecskéknak hívjuk. A munkám során három ilyen jelenséggel foglalkoztam:

1. β -késleltetett γ -kibocsátás,
2. β -késleltetett proton-kibocsátás és
3. β -késleltetett neutron-kibocsátás (vagy késő neutron kibocsátás).

Béta-késleltetett gamma-kibocsátás

A β -késleltetett γ -foton egy atommag két állapota közötti γ -bomlás során keletkezik, amennyiben egyetlen foton formájában adja le az atommag az energiát. Átmeneti valószínűsége a résztvevő állapotok hullámfüggvényétől és a köztük levő energiakülönbségtől függ, de nincs semmilyen küszöbenergiája a fotonok zérus nyugalmi tömege miatt. A γ -átmenet emellett még kötött elektronok kilökésével (belső konverzió), illetve ha meghaladja az átmenet energiakülönbsége az elektron tömegének kétszeresét, pozitron-elektron párok keltésével is létrejöhethet. Az egyrészecske-kibocsátás következménye, hogy a két állapot közti energiakülönbséget egyetlen foton viszi el, így annak mérésével közvetlenül az állapotok energiakülönbségét tudjuk mérni.

A γ -fotonok észlelése során figyelembe kell venni, hogy azok az anyaggal három módon hatnak kölcsön:

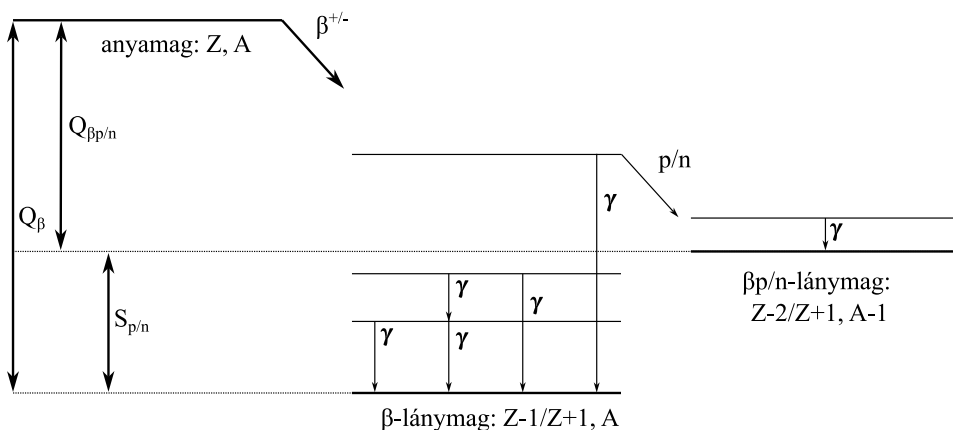
1. fotoeffektussal a közeg kötött elektronjainak a teljes energiájukat átadva, azokat a pályájukról kilökve,
2. a közeg elektronjain Compton-szórással az energiájuk egy részét átadva, azokat a pályájukról kilökve,
3. illetve ha a foton energiája meghaladja az elektron tömegének kétszeresét, a foton a mag terében létrehozhat egy pozitron-elektron párt.

Mindhárom esetben szabad töltéshordozók jelennek meg, és a közeg ionizációját eredményezik. Az első eset teljes energiás észleléssel jár, míg a másik kettő a detektor méretétől és a foton energiájától függően részleges vagy teljes detektálást eredményez. A kísérleteink során a 2.2 fejezetben bemutatott berendezéssel a fotonok teljes energiás detektálására koncentráltunk azért, hogy az átmenetek energiáit felhasználva a kibocsátó atommag nívósémáját vizsgálhassuk.

Béta-késleltetett proton- és neutronkibocsátás

A β -késleltetett proton- és neutronkibocsátásnak vannak küszöbenergiái, ezeket proton- és neutronszevárációs energiának hívjuk, S_p és S_n módon jelöljük, és azt az energiát jelenti, ami egy proton vagy neutron leszakításához szükséges. Vagyis ezen bomlási csatornák kizárólag akkor nyitottak, ha $Q_\beta > S_{p/n}$ teljesül, és ekkor a fennmaradó energiát $Q_{\beta p/n} = Q_\beta - S_{p/n}$ módon jelöljük. A lehetséges bomlási formákat, és a közben kibocsátott részecskéket az 1.2 ábrán bemutatom.

A β -késleltetett protonok töltött részecskék, így azok detektálása a β -bomlás során keletkező pozitronokkal együtt megvalósítható. A neutronok ezzel szemben semleges részecskék, így a késő neutronok észlelésére különálló detektorokat kellett használni, melyet a 2.3 fejezetben mutatok be.



1.2. ábra. A β -késleltetett részecskék kibocsátások lehetséges módjai.

1.2. A béta-bomlás átmeneti valószínűségei

A β -részecskék és a β -késleltetett részecskék kísérleti vizsgálatával meghatározható az egyes bomlási csatornák relatív aránya. Ideális esetben az összes bomlási csatorna intenzitása meghatározható, és ekkor a teljes bomlási sémáját megismerjük az izotópnak. A gyakorlatban a kísérleti módszerünk érzékenysége, illetve az úgynevezett összegzési szabályok segítségével adhatunk becsléseket arra vonatkozóan, hogy mekkora a nem észlelt csatornák maximális intenzitása, amit az 5.3 alfejezetben fogok bemutatni.

A kísérleti eredményekből így többek között ahhoz az információhoz juthatunk, hogy a mag alapállapota és a lánymag állapotai között mi az átme-

neti valószínűség eloszlása a β -bomlás során, mely így elméleti számítások eredményeivel összehasonlítható.

Egy kvantumrendszer két állapota közti átmeneti valószínűség ($\Gamma_{i \rightarrow f}$) elméleti leírását Enrico Fermi alapozta meg – Paul Dirac munkássága alapján – és a később Fermi-féle arany szabályként elterjedt egyenlet formájában írta le [7, 8].

$$\Gamma_{i \rightarrow f} = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle \Psi_f | \mathbf{H}_{\text{int}} | \Psi_i \rangle|^2 \rho(E_f) \quad (1.1)$$

Az 1.1 egyenlet jelentése, hogy egy kiindulási Ψ_i állapotú rendszer mekkora átmeneti rátával rendelkezik a Ψ_f állapotra, amennyiben a H_{int} operátorral leírható kölcsönhatás összeköti őket, és $\rho(E_f)$ a végállapotok sűrűsége az energia függvényében. Bomlások esetén a $\Gamma_{i \rightarrow f}$ valójában nem más, mint a bomlási állandója ($\lambda_{i \rightarrow f}$) az adott csatornának.

Engedélyezett átmenetnek hívjuk azokat a β -bomlási csatornákat, ahol a bomlás során keletkező részecskék (elektron és anti-elektronneutrínó, vagy pozitron és elektronneutrínó) együttese zérus pálya-impulzusmomentummal (továbbiakban perdület, vagy L) rendelkezik. Az engedélyezett ($L = 0$) β -bomlás kölcsönhatásának két operátorát különböztetjük meg, a Fermi-átmeneteket, ahol a keletkezett részecskék saját-impulzusmomentuma (továbbiakban spin, vagy S) ellentétes irányba áll, így se perdülettel, se spinnel nem rendelkezik az együttesük ($S = 0, L = 0$), és a Gamow–Teller átmeneteket, ahol egy irányba áll a spinjük, így az együttesük perdülettel nem, de spinnel rendelkezik ($S = 1, L = 0$). Az $L > 0$ átmeneteket, ahol perdület formájában is elvisznek a részecskék impulzusmomentumot, L -rendű tiltott átmeneteknek nevezzük, jelen munkában nem foglalkozom velük. Az egyes átmenetek elnevezéseit az 1.1 táblázatban összefoglaltam. A Fermi-operátor az izospinléptető operátorral ($\mathcal{M}_F = g_V / (4\pi)^{1/2} \sum_k t_{\pm}(k)$, ahol k az egyes nukleonokat indexeli) lesz arányos, míg a Gamow–Teller-operátor az izospinléptető és a spin operátor szorzatával ($\mathcal{M}_{GT} = g_A / (4\pi)^{1/2} \sum_k \sigma(k) t_{\pm}(k)$, ahol k az egyes nukleonokat indexeli) [9, 10]. A két operátor csatolási együtthatója nagyságrendileg hasonló, $g_A/g_V = 0.792$ arányukat a szabad neutron bomlásából határozták meg [11]. Az atommagokra azonban nem tökéletesen egyeznek meg a csatolási állandók a szabad neutronéval, ezért az elméleti számítások során a *quenching factor* (q) kísérletileg korrigált értékeket használjuk a g_A/g_V arányra [12].

A végállapotok energiasűrűségének meghatározásához a szabad β -részecskék folytonos eloszlását vizsgáljuk, mely az új atommag és a β -részecskék közti elektromágneses kölcsönhatást korrigáló Fermi-függvény ($F(Z, E)$)

Név	L	S	ΔJ
Szuperengedélyezett Fermi	0	0 ($\uparrow\downarrow$)	0
Engedélyezett Gamow–Teller	0	1 ($\uparrow\uparrow$)	0*;1
Elsőrendű tiltott Fermi	1	0 ($\uparrow\downarrow$)	0*;1
Elsőrendű tiltott Gamow–Teller	1	1 ($\uparrow\uparrow$)	0;1;2

1.1. táblázat. A β -átmenetek $L \leq 1$ rendű komponensei.

* A $0 \mapsto 0$ átmenet kivételével.

segítségével írható le [4]. Bevezetve az f függvényt adott Z és Q_β értékekre (ahol E az elektron/pozitron energiája, és p a lendülete) az 1.2 egyenlettel, az 1.3 egyenlethez jutunk az egyes csatornák bomlási állandóira ($\lambda_{i \rightarrow f}$)[10].

$$f(Z, Q) = \int_0^Q F(Z, E)(Q - E)^2 p E dE \quad (1.2)$$

$$\frac{\lambda_{i \rightarrow f}}{\ln 2} = \frac{I_\beta(E_x)}{t_{1/2}} = \frac{|\langle \Psi_f | \mathcal{M}_{F/GT} | \Psi_i \rangle|^2 f(Z, Q_\beta - E_x)}{\frac{g_{V/A}^2}{4\pi} D} \quad (1.3)$$

Az 1.3 egyenletben az egyes csatornák bomlási állandóit az egyes nívók relatív β -populációja és a mag felezési idejének segítségével írtam fel, a β -bomlás kölcsönhatási operátorát \mathcal{M} módon jelöltem, míg $D = \frac{\ln(2)2\pi^3 \hbar^7}{g_V^2 m_e^5 c^4} = 6961$ s egy a Fermi-átmenet csatolási állandóját tartalmazó, történelmi és praktikai okoknál fogva használt mennyiség [13]. A $|\langle \Psi_f | \mathcal{M} | \Psi_i \rangle|^2 / \left(\frac{g_{V/A}^2}{4\pi} \right)$ mennyiséget redukált átmeneti valószínűségnek hívjuk, és a Fermi, illetve Gamow–Teller átmenetekből származó komponensét $B(F)$, illetve $B(GT)$ módon jelöljük. Az $f(Z, Q_\beta - E_x)$ és a $t = \frac{t_{1/2}}{I_\beta(E_x)}$ mennyiségek szorzatát ft módon jelöljük, és összehasonlító felezési időnek (*comparative half-life*) nevezzük, segítségével a $B(F/GT)$ redukált átmeneti valószínűségek az 1.4 képlet alapján meghatározhatóak.

$$B(F/GT) \left[\frac{g_{V/A}^2}{4\pi} \right] = \frac{D}{F : 1; GT : q^2} \frac{1}{ft} \quad (1.4)$$

A 4.2 fejezetben részletezett módon a redukált átmeneti valószínűség értékek kiszámíthatóak a kísérleti I_β értékek alapján, és elméleti alapon meghatározott mátrixelemekkel összehasonlíthatóak. Mivel a β -bomlás operátora jól ismert, így valójában az atommagok állapotainak leírásától függnek az elméleti $B(F/GT)$ mennyiségek. A hullámfüggvények elméleti modellezését

követően az elméleti $B(F/GT)$ mennyiségek a kísérletileg meghatározottakkal összehasonlíthatóak, és így a bomlásban résztvevő magok leírását, szimmetriáit és kvantumszámait tudjuk közvetett módon vizsgálni.

A dolgozatban bemutatott munkában, mely a ^{70}Kr béta-bomlását vizsgálja, az összehasonlításhoz egy módosított héjmodell segítségével végezte a hullámfüggvények és a redukált átmeneti valószínűségek számítását a kollaborációnk egyik tagja (Piet Van Isacker, intézmény: GANIL). A számítás részletei a [14] publikációban találhatóak, lényege, hogy a pszeudo- $SU(4)$ szimmetriát teljesítő Hamilton-operátorral és a szimmetriának megfelelően módosított alhéjakkal dolgozott. A pszeudo- $SU(4)$ szimmetria a Wigner-féle $SU(4)$ szimmetria¹ egy módosított változata. Az $SU(4)$ szimmetria a generátora a GT-kölcsönhatás Hamilton-operátorának, ezért az S és T kvantumszámokra erős kiválasztási szabályok lépnének fel a magállapotok között. Ennek következménye, hogy a teljes $B(GT) = 3|N - Z|$ az 1_1^+ + állapotra összpontosulna a páros-páros magok esetén. Bár a könnyebb magokra ez körülbelül teljesül, a nehezebb magokra az LS (a nukleonok perdülete és spinje között fellépő, elektromágneses eredetű kölcsönhatás) kölcsönhatás miatt erősen sérül az $SU(4)$ szimmetria. Arima és társai [16], illetve Hecht és társai [17] egymástól függetlenül javasolták – az empirikusan bevezetett alhéjakhoz tartozó \tilde{S} és \tilde{L} (pszeudo-spin és pszeudo-perdület) kvantumszámokból eredő ún. pszeudo-spintérben – az azzal analóg pszeudo- $SU(4)$ szimmetria vizsgálatát. Az $SU(4)$ és pszeudo- $SU(4)$ szimmetriák reprezentálásáról és a $B(GT)$ redukált mátrixelemek elméleti számításának részleteiről a [14] publikációban lehet olvasni, ahol meghatározták, hogy a páros-páros $Z = N + 2$ magok β -bomlása esetén a pszeudo- $SU(4)$ szimmetria kiválasztási szabályai miatt $B(GT; 0_1^+ \rightarrow 1_1^+) \approx \frac{2}{3}q^2 \approx 0.37$, mely a feljebb vázolt módszerrel kísérletileg ellenőrizhető. A kísérleti eredményeket, és az összehasonlítás során hozott következtetéseket az 5.3 fejezetben mutatom be.

A kiszámított átmeneti valószínűségek továbbá arra is használhatóak, hogy az ismeretlen atommagok felezési idejét megbecsüljük. Az alapelve a becslésnek az, hogy a bomlási állandó ($\lambda = \ln 2/t_{1/2}$) az összes bomlási

¹ A Wigner-féle $SU_{ST}(4) \supset SU_S(2) \otimes SU_T(2)$ szimmetria akkor áll fenn, ha az atommagok egyes állapotaira az S (spin) és T (izospin) kvantumszámok jó kvantumszámok, vagyis S (és ezzel együtt L) és T saját állapotok is egyben az atommag alap és gerjesztett állapotai is [15].

csatorna átmeneti rátájának ($\lambda_{i \rightarrow f}$) összegeként meghatározható.

$$\lambda = \frac{\ln 2}{t_{1/2}} = \sum_f \lambda_{i \rightarrow f} \quad (1.5)$$

Az egyes magokat leíró magmodellek pontosságának függvényében a korábban ismertetett módon a $\lambda_{i \rightarrow f}$ tagok viszonylag pontosan kiszámíthatóak. Ehhez a dolgozatban bemutatott másik munkában, a neutrondús ritkaföldfém-izotópok vizsgálata során, három különböző elméleti számítást alkalmaztunk. Az elméleti számítások felépítése hasonló volt, egy alkalmas modell segítségével megbecsülték az alapállapotú tömegeit az atommagoknak, hogy a Q értékeket kiszámítsák, majd a gerjesztett állapotokat, és a bomlási állandókat egy általuk választott, kifinomultabb módszerrel meghatározták.

Az első elméleti számítás Möller és társai munkája, akik egy fél-empirikus cseppmodell (*finite range droplet model*, FRDM) használtak az alapállapotú tömegek és deformációk számítására és egy nem-relativisztikus (*quasi-particle random-phase approximation*, QRPA) módszert használtak a β -bomlás mint kölcsönhatás vizsgálatára. A számítás részletei a 2016-ban megjelent munkájukban [18], az általunk is használt, felülvizsgált eredmények pedig a 2019-ben megjelent munkájukban [19] találhatóak. A második elméleti számítás Marketin és társai munkája, akik egy a nehéz, neutrondús atommagokra hangolt, átlagtér elméleten alapuló, relativisztikus (Hartree-Bogoliubov, RHB) modellt alkalmaztak az alapállapotok vizsgálatára, és szintén relativisztikus (*relativistic quasi-particle random-phase approximation*, RQRPA) módszerrel számolták a β -bomlás csatornáit és felezési idejét. A módszer részletei és az eredményeik a 2016-os publikációjukban találhatóak [20]. A harmadik elméleti számítás Ney és társai munkája, akik egy héjmodellen alapuló (Hartree-Fock-Bogoliubov, HFB) modellt használtak az alapállapotok kötési energiájának vizsgálatára, és a véges amplitúdó módszert (*finite-amplitude method*, FAM) használták a β -bomlás felezési idejének meghatározására. A módszertan leírása és az eredmények a 2020-as tanulmányukban található [21].

A β -késleltetett neutronkibocsátás valószínűségének becslésére is alkalmazhatóak az elméleti átmeneti valószínűség számítások, azáltal, hogy a neutronszeperációs energia (S_n) feletti nívókra vezető β -átmenetek valószínűségeit az egyes nívók neutronkibocsátási valószínűségével összeszorozva (p_n) összegezzük.

$$P_n = \sum_{E_f > S_n} I_{\beta}^f p_n^f \quad (1.6)$$

Így a felezési idő becslésénél egy sokkal komplexebb modellt kell alkalmazni, ahol az S_n értéket, és az egyes csatornák neutronkibocsátási valószínűségeit is ki kell számítani, igaz az egyszerűbb modellek az S_n feletti nívók esetén 100%-os neutronkibocsátási valószínűséget feltételeznek. A munkámban három modell eredményeit használtam fel, az előző bekezdésben bemutatott Möller és társai munkáját (FRDM + QRPA), a Marketin és társai munkáját (RHB + RQRPA), és az utóbbinak egy továbbfejlesztett változatát, ahol a Hauser-Feshbach statisztikai modell (HFM) segítségével már az egyes nívók neutronkibocsátási valószínűségeit is becsülték, mely a korábbi két modell esetén nem történt meg [22].

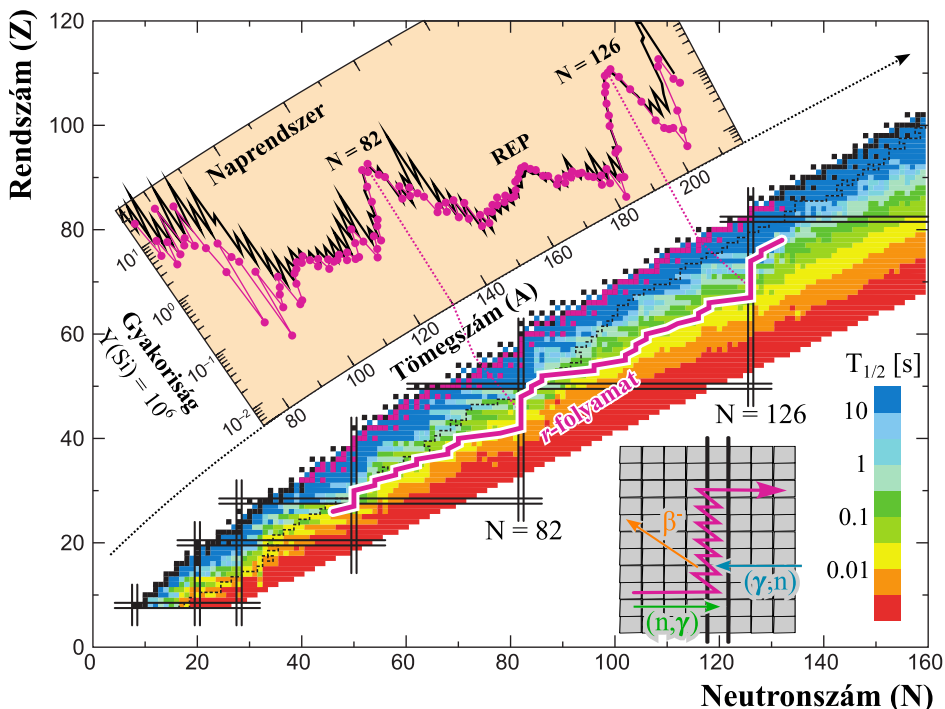
Az elméleti számítások során kapott felezési időket és neutronkibocsátási valószínűségeket arra használtuk, hogy a 6. fejezetben bemutatott asztrofizikai r -folyamat hálózatszámításai során az ismeretlen magfizikai paramétereket becslésekkel pótoljuk, illetve hogy az új kísérleti eredményekkel összehasonlítva a magmodellek bizonytalanságait, és alkalmazhatóságának korlátait megismerjük.

1.3. A béta-bomlás szerepe az r -folyamat során

Az univerzumban megtalálható vasnál nehezebb elemek döntő többsége neutronbefogás során keletkezik. Több ilyen neutronbefogással járó nukleoszintézis folyamat is ismert, elsődleges kategorizálásuk az időskálájuk alapján történik. A lassú, a stabilitás völgyét követő folyamatot s -folyamatnak, a robbanásszerű, a stabilitás völgyétől gyorsan eltávolodó folyamatot pedig r -folyamatnak nevezzük [23]. Az utóbbi folyamatot magas neutronsűrűség ($n > 10^{20} \text{ cm}^{-3}$), rendkívül rövid időskála ($t \sim$ másodperc) és magas hőmérséklet ($T \sim$ GK) jellemzi.

Az r -folyamat az izotóptérképen az 1.3 ábrán látható utat járja be, elsősorban a sorozatos neutronbefogások ((n, γ) reakció), az ellene dolgozó fotobomlások ((γ, n) reakció), és amikor az előbbi két reakció egyensúlyra lép, akkor β^- -bomlások által. Mivel a β^- -bomlás sokkal lassabb, így várakozási pontoknak nevezzük azokat a helyeket, ahol a bomlás felezési ideje megakasztja a folyamatot. Az r -folyamat karakterisztikus jellemzője az izotópok előfordulási gyakoriságának két csúcsa (az $A \approx 130$ és $A \approx 195$ tömegszámok környékén), melyek a neutronhég-lezáródások következményei, és nagyjából 10 tömegszámmal előzik meg az s -folyamat hasonló csúcsait. Ennek oka, hogy a stabilitás völgyétől távol, alacsonyabb tömegszámmal érik el az $N = 82$ és $N = 126$ héglezáródásokat. Ezek a héglezáródások

az 1.3 ábrán jól látható módon megakasztják az r -folyamatot, várakozási pontok sorozataként foghatóak fel, így ezeken a tömegszámokon felhalmozódnak a magok. A folyamat robbanásos jellege miatt gyorsan lecsökken a hőmérséklet és a neutronfluxus, ekkor a tömegszámok gyarapodása megáll, és β^- -bomlások sorozatával elérik a magok a stabilitás völgyét (ezt nevezük kifagyási szakasznak), így a héjlezárodásoknál felhalmozódott magok a végső előfordulási görbén is megmaradnak.



1.3. ábra. Az r -folyamat ösvényét lila vonallal jelöltem az izotóptérképen, a lila négyzetek a kifagyási szakasz után létrejövő magokat jelölik stabilitás völgyében. A neutronús izotópok felezési idejét logaritmikus színskálával jelöltem, a fekete négyzetek a stabil izotópokat jelölik. Az eredményezett előfordulási gyakoriságeloszlás a bal felső ábrán látható, a Naprendszerben megfigyelhető gyakoriságokkal összehasonlítva. A karakterisztikus csúcsokat szintén jelöltem az előfordulási gyakoriságok görbéjén. A jobb alsó ábrán kinagyítva látható az r -folyamat ösvénye és a résztvevő reakciók a héjlezárodások környékén. Az ábra elkészítéséhez felhasznált adatok és részábrák forrása: [24, 25].

Egy kisebb csúcs is elhelyezkedik a korábban említett csúcsok között, amit ritkaföldfémcsúcsnak (*rare-earth peak*, röviden REP) nevezünk [24].

Héjlezárodásokkal az utóbbi csúcs létezése nem magyarázható. Valószínűleg a kifagyási szakasz során keletkezik, így megértéséhez a résztvevő izotópok magparamétereinek pontosabb ismerete szükséges [26].

Az r -folyamat modellezése rendkívül komplex feladat, úgynevezett hálózatszámítások segítségével történik. Amennyiben az asztrofizikai folyamat, és a résztvevő izotópok magfizikai tulajdonságai is jól ismertek, a magreakciók párhuzamos modellezésével az egyes izotópok gyakorisága nyomon követhető az r -folyamat során, és így a végállapoti előfordulási gyakoriság is meghatározható.

Az r -folyamat domináns asztrofizikai helyszíne azonban a mai napig tudományos vita tárgya. A két legígéretesebb jelölt a neutroncsillagok összeolvadása, és a szupernóvarobbanások egyes magösszeomlással járó osztályai (például *collapsar* és *hypernova* események) [25]. Az előbbi helyszínt erősíti egy, a LIGO és a Virgo kollaboráció által észlelt neutroncsillagok összeolvadását követő gravitációs hullám esemény (GW170817), mellyel párhuzamosan a Fermi Gamma-ray Burst Monitor csapata egy rövid gamma-kitörést (GRB 170817A) észlelt. A megfigyelt fénygörbe alapján az r -folyamat lejátszódására lehet következtetni [27, 28]. A robbanás során keletkezett és a csillagközi térbe juttatott anyag elektromágneses spektrumának vizsgálatával később bizonyították számos az r -folyamatra jellemző elem jelenlétét, így bizonyítást nyert, hogy lezajlott az r -folyamat az összeolvadás során [29, 30].

Néhány asztrofizikai megfigyelés azonban megkérdőjelezi a neutroncsillagok összeolvadásának domináns szerepét az r -magok (vagyis a kizárólag az r -folyamat során keletkező izotópok) szintézisében. A galaxisunk legöregebb (≈ 13 milliárd éves) csillagai, illetve számos törpegalaxis a Naprendszerünkével közel megegyező vasontúli elemösszetétellel rendelkezik, miközben a születésükkor még nem állt rendelkezésre elegendő idő neutroncsillagok összeolvadásának megtörténtéhez [31, 32]. Emellett a fémszegény (melyet a vas és hidrogén előfordulásának arányával számszerűsítünk) csillagok elemösszetételének szisztematikus vizsgálata is azt bizonyítja, hogy az r -folyamat sokszor megelőzi a vas és az α -elemek szintézisét, ami szintén ellentmondásba kerül a neutroncsillagok keletkezése és összeolvadása okozta időkéssleltetéssel [33].

A szupernóvák részvétele az r -magok létrehozásában egyelőre megfigyelésekkel nem alátámasztott. Az elméleti számítások alapján azonban az egyes események során sokkal nagyobb a kibocsátott anyag mennyisége, mely kompenzálhatja a rendkívüli ritkaságukat. Emiatt az univerzumban megtalálható r -magok akár 80%-a is szupernóvából származhat egyes becslések szerint

[34].

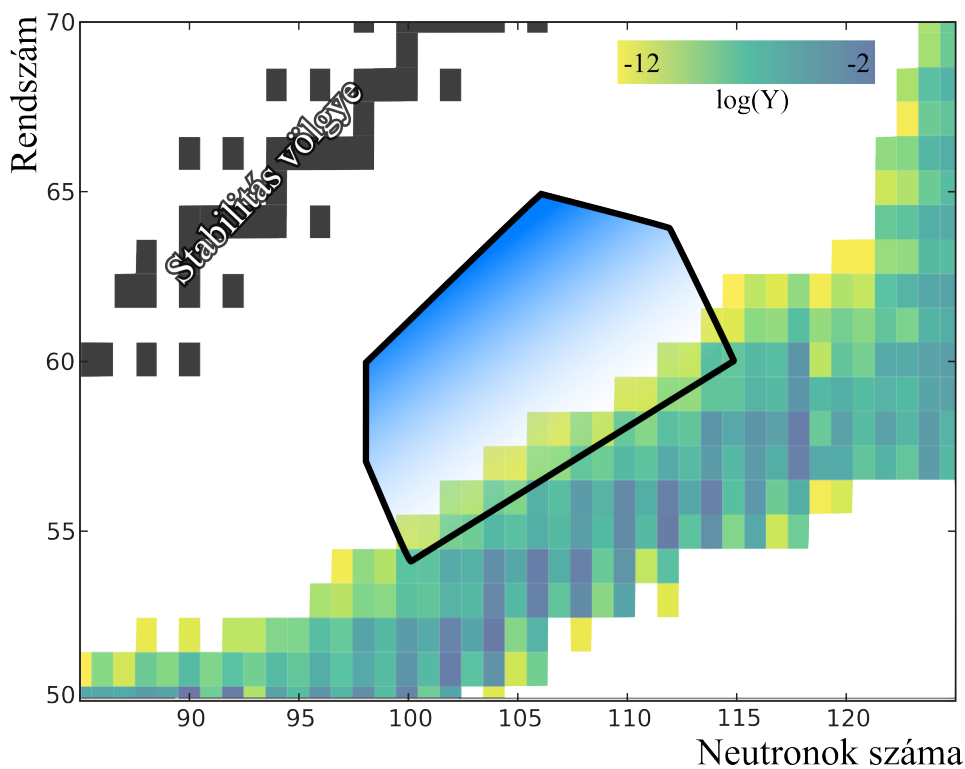
Mivel a pontos asztrofizikai környezet nem ismert, így az r -folyamat hálózatszámításai során különböző környezeti paraméterekkel (mint például hőmérséklet, neutronsűrűség, vagy az időskálát jellemző paraméterek) is elvégezzük a számításokat, amik a lehetséges környezeteket jelképezik. A kezdeti szakasz során a legfontosabb magfizikai paraméterek a magtömegek, és az abból származtatott S_n (neutronszeperációs energia) értékek, illetve a várakozási pontokon a felezési idők, melyek az r -folyamat késleltetését, és az izotópok felhalmozódását okozza. A magfizikai paraméterekre ideális esetben kísérleti értékeket használnánk, ám az r -folyamat kezdeti szakasza olyan messze zajlik a stabilitás völgyétől, mely magtartomány a jelen kísérleti eszközeinkkel nem elérhető. Így jellemzően elméleti számításokat alkalmazunk ezen paraméterek becslésére.

A REP többek között azért került a tudományos érdeklődés célkeresztjébe, mert létrejött valószínűleg nem a kezdeti, hanem a kifagyási szakaszban résztvevő, kísérletileg jobban elérhető izotópok magparamétereire érzékeny [26]. A korábban említett tulajdonságokon felül jelentős hatása van a kifagyási szakasz során az izotópok β -késleltetett neutronkibocsátásának is. Amellett, hogy az r -folyamat ösvényét is befolyásolja, újra szabad neutronokat juttat a kifagyási szakaszban a környezetbe, ezzel hozzájárulva a REP létrejöttéhez [35]. Mumpower munkája azonosította az izotópok azon régióját, melyek felezési ideje, és neutronkibocsátási valószínűségei a legnagyobb hatást gyakorolhatják a REP kialakulására a hálózatszámítások alapján [36].

Egy másik munkájában Mumpower azonban arra is rámutat, hogy a maghasadás is fontos szerepet játszhat a REP kialakulásában a neutroncsillagok összeolvadása esetén, mivel a hasadványok éppen a csúcs kialakulásában résztvevő magok számát növelik [38]. Goriely és társai egy független munkájukban szintén arra jutottak, hogy a neutroncsillagok összeolvadása esetén a maghasadás önmagában is magyarázhatja a REP létrejöttét [39].

Feltételezve, hogy nem a maghasadás a domináns forrása a REP csúcsnak, a magfizikai paraméterek szűkítésével az asztrofizikai környezet visszakövetkeztethető lehet a két legígéretesebb környezet (neutroncsillagok összeolvadása és szupernóva) modellezésével. Ennek oka, hogy a két környezetben a ritkaföldfém-csúcs kialakulása csak jelentősen különböző paraméterek mellett lehetséges [40].

A dolgozat második témája egy radioaktív ionnyalábbal végzett kísérlet, ahol az 1.4 ábrán bemutatott régióban állítottunk elő izotópokat, hogy a hálózatszámításokban precízebb bemeneti magfizikai paramétereket tudjunk használni.



1.4. ábra. A ritkaföldfémcsúcs kialakulásáért felelős régió az izotóptérképen kiemelve [36]. Minél kéőbb, annál jelentősebb az adott izotóp hatása. Színskálával a kifagyás pillanatában az izotópok gyakoriságát jelöltem [37].

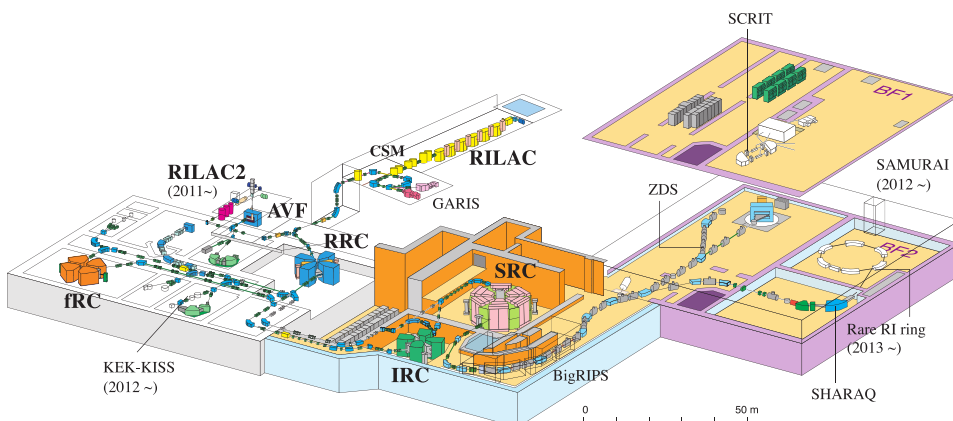
1.4. Célkitűzések

A kutatásom célja asztrofizikai és magelméleti jelentőségű, rövid felezési idejű izotópok β -bomlásának vizsgálata volt a RIKEN Nishina Center kutatóintézetben a Radioactive Ion Beam Factory (röviden RIBF) komplexumban végzett kísérletek adatainak feldolgozásával [41]. A dolgozat során két nagy együttműködésben végzett kísérlet adatait dolgoztam fel.

A ^{70}Kr kísérlet célkitűzései

Az első kísérlet 2015 júniusában zajlott, elsődleges célja a protongazdag ^{70}Kr β -bomlásának nagy statisztikájú vizsgálata volt. A kísérlet eredményeit és jelentőségét az 5. fejezetben fogom tárgyalni, rá továbbiakban a ^{70}Kr kísérletként fogok hivatkozni.

Ezt az izotópot korábban már többször létrehozták a felezési ideje vizs-



1.5. ábra. A kísérletnek helyet adó RIKEN Nishina Center, RIBF gyorsítókomplexum sematikus rajza.

gálatának céljából, először a GANIL kutatóintézetben szintén ^{78}Kr nyaláb fragmentációjával nikkel céltárgyon, ám a felezési ideje akkor nem került meghatározásra [42]. Később a CERN-ISOLDE laboratóriumban nióbbium fólia protonnyalábbal indukált spallációjával hozták létre, ekkor már felezési időt is mértek a β -bomlás során keletkező pozitronok detektálásával, ám az alacsony statisztika miatt csak 30% bizonytalansággal tudták azt meghatározni ($t_{1/2} = 57(21)$ ms) [43]. A GANIL kutatóintézetben később szintén meghatározták a felezési időt, ám még nagyobb bizonytalansággal ($t_{1/2} = 42(31)$ ms) [44]. Az első precízebb mérésre még egy évtizedet várni kellett, ami a GANIL kutatóintézetben ^{78}Kr nyaláb fragmentációjával történt, és a korábbi értékekkel konzisztens $t_{1/2} = 40(6)$ ms értéket határoztak meg [45].

Továbbá a ^{70}Kr mag nívósémájának vizsgálatára három kísérletet is végeztek a mi kísérletünk elvégzése óta, ezek során szintén radioaktív ionnyalábos technikával hozták létre a ^{70}Kr magokat, ám β -bomlásuk helyett a gerjesztett állapotainak γ -bomlása során keletkező fotonokat vizsgálták [46–48]. Az első kísérlet során Debenham és társai a Jyväskyläi Egyetemen a $^{40}\text{Ca}(^{32}\text{S}, 2n)^{70}\text{Kr}$ reakció által hozták létre a ^{70}Kr magokat, a második és a harmadik kísérlet során Wimmer és társai a RIKEN Nishina Centerben, ^{78}Kr ionnyaláb fragmentációja által hozták létre a ^{70}Kr magokat.

Az irodalomban számos motiváció volt a ^{70}Kr mag β -bomlásának és gerjesztett állapotainak vizsgálatára. Először is az izotópok ezen régiójában mind diszkosz, mind szivar alakú deformált magok is megjelennek, így a magalakok vizsgálata a figyelem középpontjába került [49]. Wimmer és

társai a korábban említett három kísérlet eredményei alapján azt valószínűsítették, hogy a ^{70}Kr mag alapállapotú alakja különbözik tükörmagjának (a diszkosz alakú ^{70}Se magnak) az alakjától [48]. A magalakok vizsgálatának egy másik közvetett módja, hogy a β -bomlás redukált átmeneti valószínűségeinek kísérletileg meghatározott értékeit a különböző alakokra számolt elméleti értékekkel összehasonlítjuk [50]. Másodszer is a $Z = N + 2$ magok bomlásának vizsgálata az atommag pszeudo- $SU(4)$ szimmetriájának megfigyelésére is alkalmas [14], és az $A = 70$ a legnehezebb ilyen mag, melyet eddig vizsgáltak.

Ezeken felül cél volt az asztrofizikai rp -folyamat hálózatszámításaihoz a bomlási paraméterek – a felezési idő és a protonkibocsátási valószínűsége – meghatározása [51]. Azonban a kísérlet elfogadása, kivitelezése és az adatok analízise között eltelt időben napfényre jutott új információk alapján kiderült, hogy a ^{70}Kr bomlásának az asztrofizikai jelentősége elenyésző, hiszen az rp -folyamat ösvénye elkerüli a magot [52].

Így a kísérlet elsődleges célkitűzése a ^{70}Kr mag bomlási sémájának részletes vizsgálata volt, míg másodlagos célkitűzése a felezési időnek a korábbiaknál pontosabb, a protonkibocsátási valószínűségének pedig az első meghatározása.

A ritkaföldfém-csúcs kísérlet célkitűzései

A második kísérlet 2018 novemberében zajlott, mely kísérletben személyesen is részt vettem. Célja több tucat neutrongazdag ritkaföldfém izotóp felezési idejének ($t_{1/2}$) és β -késleltetett egy-neutronkibocsátási valószínűségének (P_{1n}) meghatározása volt. A 6. fejezetben részletesen bemutatom az eredményeket és azok asztrofizikai jelentőségét, és a továbbiakban REP kísérletként fogok magára a kísérletre hivatkozni.

A kísérletünk során egy olyan másodlagos ionnyaláb létrehozását céloztuk meg, mely a [36] munkában megjelölt – a REP kialakulásáért vélhetően felelős – magtartomány magjait tartalmazza. A mérésünk kezdete előtt a ^{150}La és ^{210}Hg közötti magtartományban a P_{1n} értékek teljesen ismeretlenek voltak, míg a felezési idők tekintetében a vizsgált 28 magból 19 esetén nagy bizonytalansággal, 9 esetén egyáltalán nem volt ismert az irodalomban [53].

Az elsődleges célkitűzése a munkámnak, hogy a létrehozott magoknak a felezési idejét és P_{1n} értékét meghatározzam, majd az új adatok hatását vizsgáljam a REP létrejöttének matematikai leírására. A másodlagos célkitűzés a széleskörűen használt magmodellek jóslatainak összehasonlítása volt az új kísérleti adatokkal, hogy javaslatokat tehessünk azok pontosítására.

2. fejezet

Kísérleti módszerek

Az RIBF intézetben elsődleges ionnyalábok széles választéka elérhető, a jelen dolgozatban bemutatott ^{70}Kr és REP kísérletben ^{78}Kr , illetve ^{238}U elsődleges nyalábokat használtunk, ebben a sorrendben. Az elsődleges ionnyalábot több lépcsőben 345 MeV/nukleon mozgási energiára gyorsítjuk, majd ^9Be céltárggyal ütköztetjük, hogy a kísérlethez szükséges rövid felezési idejű izotópok keletkezzenek [41]. Az ehhez használt gyorsítók vázlatos rajza az 1.5. ábrán látható. Ezen atommagok újabb gyorsítás nélkül, úgynevezett *in-flight* technikával szétválaszthatóak és azonosíthatóak a BigRIPS szeparátorral [54]. A stabilitás völgyétől távoli izotópok széles spektruma így elérhető, mind a neutron-, mind a protongazdag oldalán az izotóptérképnek.

A céltárggyon való ütköztetés során létrejött másodlagos nyaláb erősen ionizált, maximum néhány elektronnal rendelkeznek az ionok. A szeparátorban a kísérlet szükségleteinek megfelelően lehetőségünk van néhány izotópra szűkíteni a másodlagos nyalábot, vagy többtucatnyi magot is átengedni rajta (mely utóbbit koktélnyalábnak nevezzük). Az ionok mozgási energiája ~ 100 MeV/nukleon, vagyis a fénysebesség $\sim 60\%$ -ával haladnak a szeparátort elhagyva. Közegben haladva egy ideig ionizáció során fokozatosan adják le a kinetikus energiájukat, majd hirtelen a Bragg-csúcsként ismert jelenségként koncentráltan adják le annak maradékát és megállnak. Ezt a jelenséget kihasználva lehetővé vált, hogy alumínium rétegek segítségével lelassítsuk implantáció előtt az ionokat, és így finomhangoljuk, hogy hol történjen a detektoron belül az ionok beágyazódása.

Mindkét kísérlet során szegmentált szilícium – úgynevezett *double-sided silicon strip detector* (továbbiakban DSSD) – rétegekből álló detektorban történt az atommagok beágyazódása (továbbiakban *implantáció*) és a töltött részecskék detektálása (pozitronok vagy elektronok a β -bomlásokból, illetve

β -késleltetett protonok). Ezt a detektorrendszert implantációs állomásnak hívjuk. Előnye, hogy a β -bomlásokat nem csak időben, hanem helyben is tudjuk korrelálni az implantációkhoz. Ezzel nem csak a jel-zaj arányt tudjuk szignifikánsan javítani, de lehetőségünk nyílik párhuzamosan több tucat izotópot vizsgálni, amennyiben koktélnyalábot használunk.

A központi detektort a kísérlet jellegének megfelelően kiegészítő detektorokkal vettük körbe. A ^{70}Kr kísérlet esetén a részletes γ -spektroszkópia érdekében nagy tisztaságú germánium detektorokat használtunk, míg a ritkaföldfém izotópok vizsgálatánál a késleltetett neutronok észlelésére ^3He gázzal töltött proporcionális számlálókkal vettük körbe a szegmentált szilícium detektort.

2.1. Az izotópok azonosítása

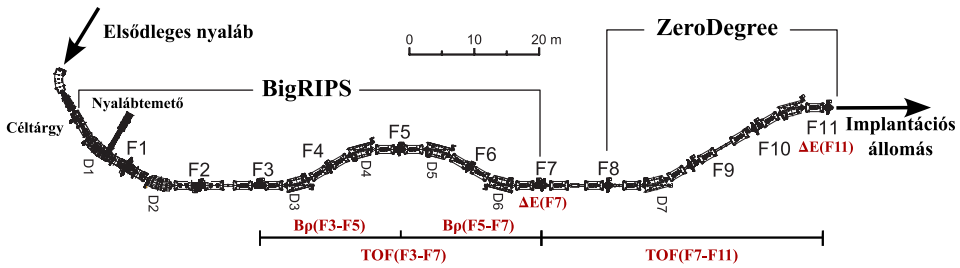
Az izotópok azonosítása a szeparátor két szakaszán a repülési idő (*time of flight* vagy röviden TOF), két szakaszán a mágneses tér általi eltérülés ($B\rho$) és két ponton a leadott energia (ΔE) mérésével történt a 2.1. ábrán jelzett helyeken. Az ionok sebességét a repülési idő (TOF) és a megtett táv (L) segítségével a fénysebesség (c) arányában fejezzük ki, és β -val jelöljük (2.1. egyenlet alapján). Bevezetve a $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ változót, az atomi tömegegység (m_u) segítségével a görbületi sugár (ρ) és a mágneses térerősség nagyságnak (B) szorzatából kiszámítható a tömegszám-töltés arány (A/Q) a 2.2. egyenlet alapján. A rendszám (Z) számításának alapját az F7 és F11 pontokon elhelyezett ionizációs kamrákban leadott energia (ΔE) leírása adja a Bethe-Bloch formulával (lásd 2.3. egyenlet), ahol n az elektronok sűrűsége a közegben, Z az ion rendszáma, I az átlagos gerjesztési potenciál, míg m_e és ε_0 természeti állandók (elektron tömege és vákuum permeabilitás).

$$\text{TOF} = \frac{L}{\beta c} \quad (2.1)$$

$$\frac{A}{Q} = \frac{B\rho}{\beta\gamma} \frac{c}{m_u} \quad (2.2)$$

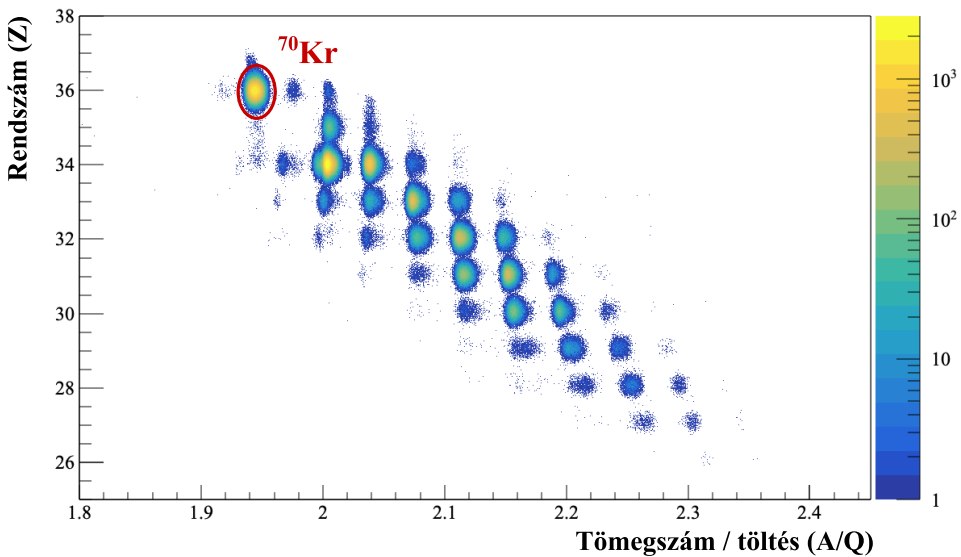
$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = \frac{4\pi}{m_e c^2} \cdot \frac{nZ^2}{\beta^2} \cdot \left(\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0} \right)^2 \cdot \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2}{I \cdot (1-\beta^2)} \right) - \beta^2 \right] \quad (2.3)$$

Az izotópozonosításhoz használt Z és A/Q értékeket a BigRIPS üzemelői kalibrálták számunkra a [54] publikációban részletezett kísérleti és kiértékelési módszerekkel. Példaképpen a ^{70}Kr kísérlet során a 2.2. ábrán látható



2.1. ábra. A BigRIPS szeparátor vázlatos rajza, rajta a legfontosabb mérési pontok jelölésével.

részecskeazonosításhoz jutottak. A rendszám mérésének bizonytalansága $\Delta Z = 0.15$, míg az A/Q mérésének bizonytalansága $\Delta(A/Q) = 0.0024$ volt, mely utóbbi tömegszámban kifejezve a teljesen ionizált kripton magokra $\Delta A = 0.086$ bizonytalanságot jelentett.



2.2. ábra. A ^{70}Kr kísérlet során implantált magok azonosítási ábrája. Az x-koordináta a tömegszám és töltés aránya (A/Q), az y-koordináta a mért rendszám (Z), míg logaritmikus színskálával az implantált magok számát jelöltem.

2.2. A ^{70}Kr kísérlet bemutatása

A kísérlet során ^{78}Kr elsődleges ionnyalábot ütköztettünk 345 MeV/nukleon kinetikus energiával, és 40 pA¹ átlagos intenzitással egy 5 mm vastag ^9Be céltárgynak. Az ütközés során fragmentáció segítségével változatos proton- és neutronszerű izotópok keletkeznek, melyeket a 2.1. fejezetben ismertetett módon *in-flight* technikával szeparáltunk és azonosítottunk. Implantációs állomásnak a következő alfejezetben bemutatott WAS3ABi (**W**ide-range **A**ctive **S**ilicon-**S**trip **S**topper **A**rray for **B**eta and **i**on detection) implantációs állomást használtuk. Az állomásban összesen $N_{\text{imp}}(^{70}\text{Kr}) = 1\,603\,610$ db ^{70}Kr ion beágyazódását észleltük, melyek izotóp azonosítási ábrája a 2.2. ábrán látható.

A kísérlet során használt WAS3ABi implantációs állomás $60 \times 40 \times 1$ mm³ DSSD-kből állt, 60×40 pixelre szilícium szálakkal felbontva, így 1 mm-es pontossággal mind az x -tengelyirányú illetve y -tengelyirányú koordináták meghatározhatóak voltak [55].

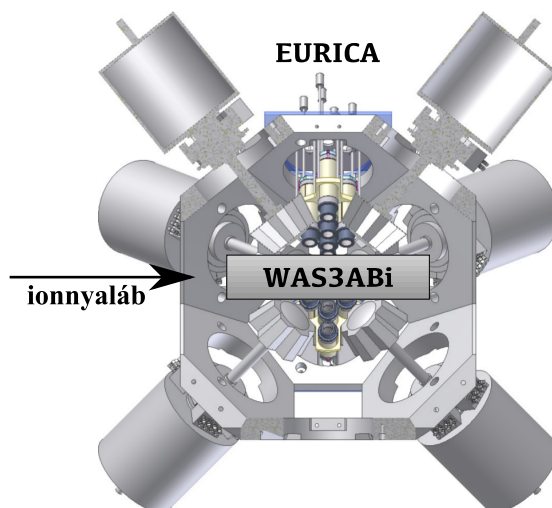
Az implantált atommagok \sim GeV nagyságrendű energiát adnak le a szilícium szálakban, melyek a jelek digitalizációja során az adott szálak telítődését eredményezték (vagyis a legmagasabb csatornaszámot kaptuk), hiszen a jelek erősítése a β -bomlás során jellemzően leadott \sim MeV nagyságrendű energiára voltak beállítva. Az implantáció pozícióját az alapján határozzuk meg, hogy mely x -tengelyirányú illetve y -tengelyirányú szilícium szálak telítődtek legelőször – ugyanis a másodlagos ionizációk miatt a környező szálak is rövidesen jelet adnak, akár telítődhetnek –, és ezek metszéspontját tekintjük az implantáció helyzetének.

A kísérlet során β -késleltetett protonkibocsátást is megfigyeltem, ezek nagyenergiás töltött részecskékként került a DSSD-ben detektálásra. A kísérlet során így a protonkibocsátási valószínűség (ε_p) meghatározása is lehetőségünk adódott.

¹ A *particle nano Ampere* (pA), egy gyakran használt mértékegység ionnyalábok intenzitásának számszerűsítésére, mely a nyalábáram elosztva az ion töltésével, elemi töltésben kifejezve. A mi esetünkben a teljesen ionizált kripton nyaláb töltése 36 elemi töltés, tehát a nyalábintenzitás $I_{\text{nyaláb}} = I_{\text{mért}}/36$. Praktikusságának köszönhető fennmaradása, hiszen az intenzitás mérésének legegyszerűbb módja a nyalábáram mérése, mely a másodpercenként áthaladó töltést jelenti, így azt elosztva az egyes gyorsított részecskék töltésével, megkapjuk a tényleges intenzitást részecske/másodperc formában.

Gamma-fotonok észlelése

Az implantációs állomást körbeölelő EURICA (**E**uroball – **R**IKEN Cluster **A**rray) detektorrendszert használtuk a β -késleltetett γ -fotonok észlelésére [56]. A detektorrendszer 84 nagy tisztaságú germánium detektorból (továbbiakban HPGe detektor) állt, melyek szinte a teljes 4π térszöget lefedték. A detektorrendszer vázlatos rajza a 2.3. ábrán látható.

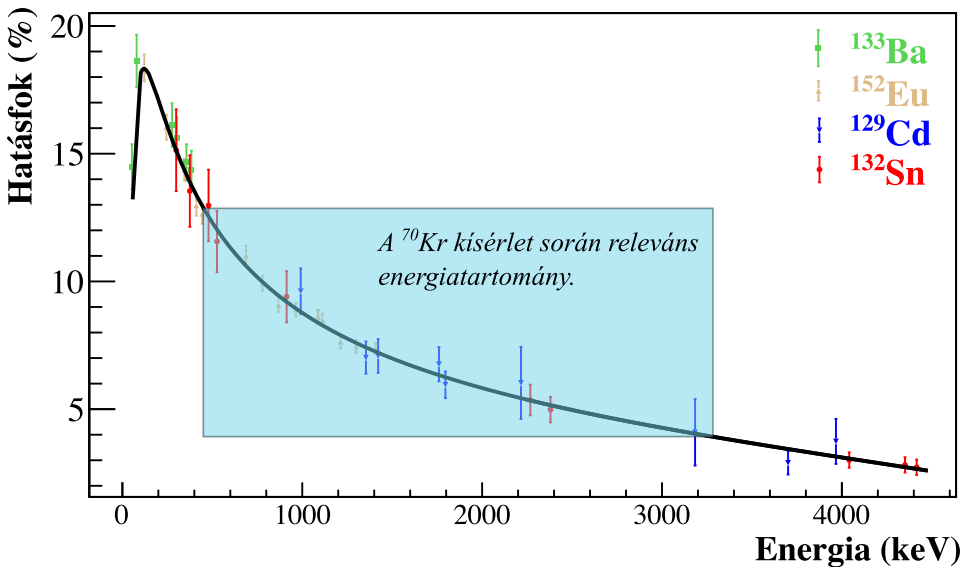


2.3. ábra. Az EURICA detektorrendszer sematikus rajza.

A HPGe detektorok a félvezető detektorok csoportjába tartoznak, magas feszültségen előfeszítve használjuk, cseppfolyós nitrogénnel hűtve, hogy a vezetési sávban ne tartózkodjanak elektronok. A fotonok észlelésekor töltés-lyuk párok jönnek létre, melyek az elektromos tér által begyűjtésre kerülnek, az észlelt jelet integráljuk, mely arányos a detektált foton energiájával. A korábban említett három kölcsönhatási módból csak az első vezet a teljes energia leadásához, a másik kettő esetén a detektor geometriájától és a γ -fotonok energiájától függ, hogy a szóródott foton(oka)t mekkora valószínűséggel észleljük. Mivel több különálló kristályt is használunk, gyakori, hogy a szóródott foton egy másik kristályban kerül detektálásra, ezeket az úgynevezett *add-back* eljárással megkerestük és összeadva az energiájukat az eredeti foton energiáját rekonstruáltuk.

Az összegyűjtött töltést, mint analóg jelet, erősítés után digitalizáltuk, és így csatornaszámokban kaptuk meg az egyes észlelések során leadott energiát. A csatornaszámok energiakalibrációját, illetve az energiatartomány

detektálási hatások meghatározását kalibrációs mérésekkel végeztük el. Az energia–hatásfok függvényt 4 kalibrációs γ -forrás (^{133}Ba , ^{152}Eu , ^{129}Cd és ^{132}Sn), összesen 39 γ -átmenetere kalibráltuk a 2.4. ábrán látható módon. A kísérlet során a detektálási hatások 13% volt a legalacsonyabb ($E_\gamma = 411$ keV) és 4% volt a legmagasabb ($E_\gamma = 3\,251$ keV) energiájú γ -átmenet teljes energiás csúcsának tekintetében, míg a hatások relatív bizonytalansága 3.5% volt ezen az energiartományon.



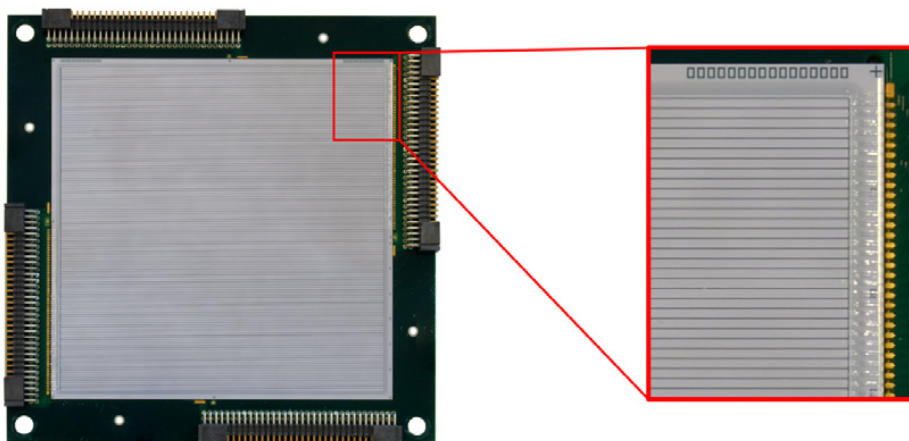
2.4. ábra. Az EURICA detektorrendszer detektálási hatások a γ -átmenet energiájának függvényében. A kísérlet során releváns energiartományt és a hozzátartozó hatások tartományt türkiz téglalappal jelöltem.

2.3. A ritkaföldfém-csúcs kísérlet bemutatása

A ritkaföldfém-csúcs (*rare-earth peak*, továbbiakban REP) kísérlet a BRIKEN (**B**eta-delayed neutrons at **RIKEN**) kampány része volt, mely során koktélnyalábos kísérletekkel az RIBF-ben összesen több száz neutrondús izotóp β -késleltetett neutronkibocsátását vizsgáltuk. A 140 db neutronszám-lálóból álló BRIKEN detektorrendszer magas hatásfokának köszönhetően az egzotikus két vagy több neutron kibocsátás vizsgálatára is alkalmas. A kísérletsorozat célja a neutronkibocsátás jelenségének szisztematikus vizsgálata volt [57].

A REP kísérlet során a REP kialakulásának megértése szempontjából jelentős régió izotópjainak létrehozását céloztuk meg Mumpower munkája alapján [36]. A kísérlet során $I_{\text{nyaláb}} = 60$ pA átlagos nyalábintenzitással, $E_{\text{kin}} = 345$ MeV/nukleon kinetikus energiával ^{238}U ionnyalábot ütköztettünk ^9Be céltárgynak, majd az így létrejövő másodlagos nyaláb szeparálásával a kitűzött régióba eső koktélnyalábot hoztunk létre.

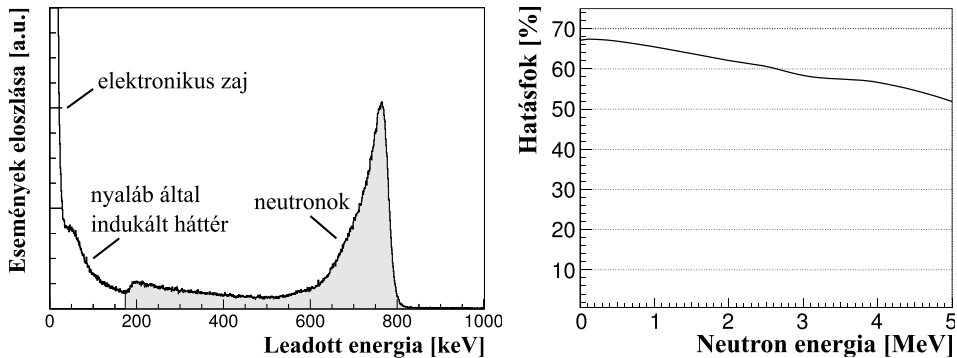
A ritkaföldfém izotópok vizsgálatához végzett kísérlet során az AIDA (Advanced Implantation Detector Array) implantációs állomást [58] helyeztük a detektorrendszer központjába. Az AIDA öt réteg $80 \times 80 \times 1$ mm³ méretű szegmentált szilícium detektorból állt, melyek 128×128 pixelre lettek bontva, így $625 \mu\text{m}$ felbontást elérve. A detektor egyik rétegéről a 2.5. ábrán látható egy fénykép [59]. Ebben a kísérletben egy párhuzamosan kötött második erősítőt alkalmaztunk az implantált magok által leadott energia mérésére, melyben már nem telítődtek a jelek.



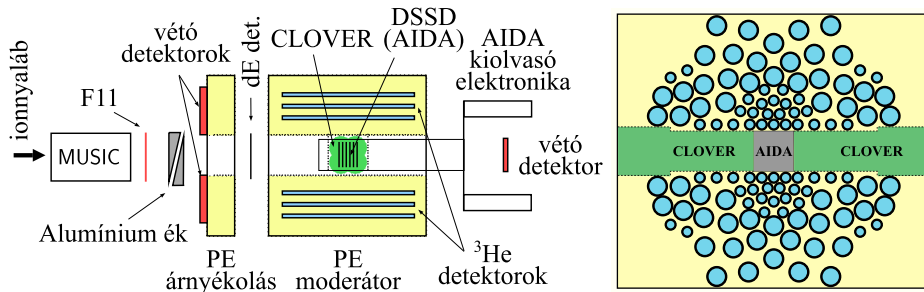
2.5. ábra. Az AIDA egyik DSSD-jéről készült fénykép [59].

Neutronok észlelése

A neutronok észlelése a kísérlet egyik legfontosabb feladata volt, hiszen a mérésünk kezdete előtt a ^{150}La és ^{210}Hg közötti magtartományban a P_n értékek teljesen ismeretlenek voltak [53]. Ezenfelül a P_n értékek a további analízisek során közvetlenül is felhasználásra kerültek, mivel a felezési idő meghatározásánál a bomlási csatornák elágazási arányát ismernünk kellett. Illetve a későbbiekben bemutatott asztrofizikai r -folyamat hálózatszámításaiban az eddig alkalmazott elméleti jóslatokat is kísérleti adatokra cseréltük.

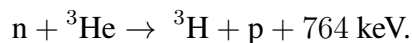


2.6. ábra. A baloldali ábrán a ^3He számlálóban leadott energia eloszlása látható. A 175 keV alatti, illetve a 850 keV feletti eseményeket háttérnek tekintettük, az analízis során elvetettük. A jobboldali ábrán a kalibrációs mérésekkel korrigált szimuláció alapú energia–hatásfok függvény látható.



2.7. ábra. A BRIKEN detektorrendszer oldalnézeti sematikus rajza a baloldalt látható. A jobboldali ábrán az implantációs állomást (AIDA) körbevevő neutrondetektor ketesztmetszeti rajza látható. A polietilén mátrixban két oldalt HPGe (CLARION típusú CLOVER detektor [60]) detektoroknak is helyet hagytunk.

A neutronok semleges részecskék, közvetlenül nem ionizálnak, így az észlelésük jellemzően magreakción keresztül történik. Esetünkben polietilén közeg segítségével termalizáltuk a neutronokat, majd ^3He gázzal töltött proporcinális számlálókkal (továbbiakban neutronszámláló) észleltük őket. A ^3He gáz a lassú neutronokkal az alábbi reakcióba lép:



Az energia véletlenszerűen oszlik el a két kimenő részecske között, a szabad proton pedig ionizálással kisülést kelt a detektorban. A proton kinetikus energiája a töltés gyűjtésével mérhetővé válik, és a 2.6. ábra baloldalán látható eloszlást mutatja. A szürkével jelölt tartományon várjuk az elméleti eloszlás

alapján a protonok energiáját, az azon kívül eső háttéreseemények pedig a kiértékelés során a 4.4 alfejezetben bemutatott módon a háttér egyéb tagjaival együtt levonásra kerültek. A tartomány alsó energiavágásának precíz értéke csak a jel-zaj arányt és a hatásfokot befolyásolja, így arra kellett odafigyelnem, hogy ugyanazt az értéket használjam a később ismertetett eseményválogatás során, mint a kalibrációs mérés során.

A kísérlet során a BRIKEN detektorrendszert használtuk a neutronok detektálására, melynek sematikus ábrája a 2.7. ábra baloldalán látható [57]. A detektorrendszer felépítése során nagy hangsúlyt kapott a magas hatásfok elérése a teljes 4π térszögben, hogy az alacsony statisztikájú, illetve többneutron-kibocsátással járó események detektálása is lehetővé váljon. Emellett szintén fontos szempont volt, hogy a detektálási hatásfok a kibocsátott neutron kezdeti energiájától minél kevésbé függjön, mivel a neutronok energiájának mérésére nem volt lehetőségünk és annak eloszlását az egyes magokra szintén nem volt módunk precízen meghatározni. Ezen igények kielégítésére egy $90\text{ cm} \times 90\text{ cm} \times 75\text{ cm}$ nagyságú polietilén mátrixba összesen 140 darab neutronszámlálót tettünk, melyek a 2.7. ábra jobboldalán látható módon helyezkedtek el az implantációs állomást (AIDA) körbeölelve. Így a kísérlet szempontjából releváns energiatartományon – melyet a létrehozott izotópok $Q_{\beta n}$ értéke határoz meg – a szimulációk alapján laposnak tekinthető hatásfok görbét kaptunk, $66.8 \pm 2.0\%$ átlagos hatásfokot kaptunk, mely az energia függvényében a 2.6. ábra jobboldalán látható.

A nyalábsatornából érkező háttéreseemények csökkentésére polietilén árnyékolást használtunk, az azon átjutó neutronokat pedig az őket jellemzően kísérő ionok észlelésével szűrtük. Erre a célra szilícium detektorokat használtunk, és az ilyen, kifejezetten egyes események szűrésére használt detektorokat vétó detektornak nevezzük. A detektorrendszer hatásfokát a neutronok detektálására GEANT4 szimulációkkal modelleztük és ^{252}Cf neutronforrással megmértük [61].

3. fejezet

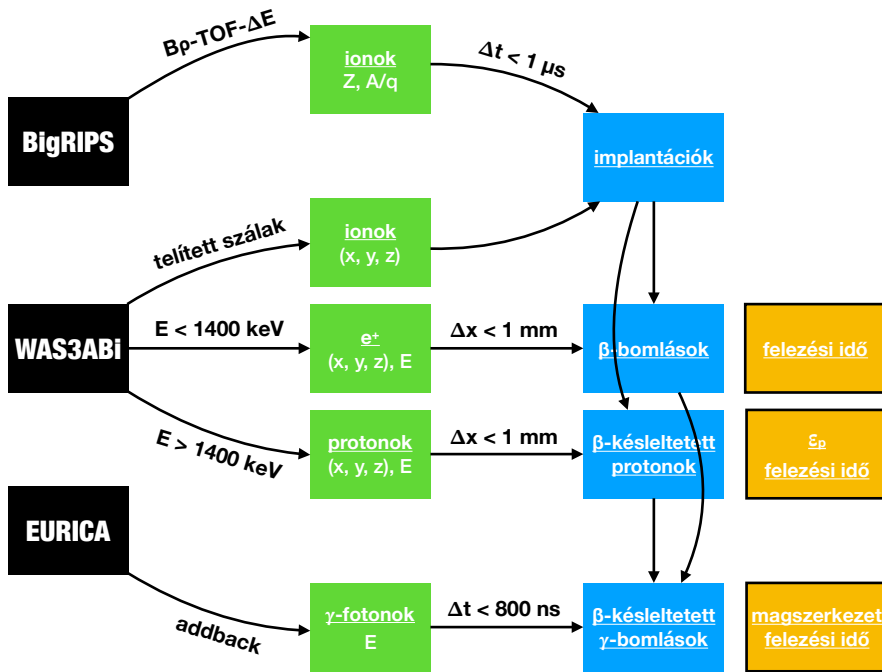
Eseményválogatás

A mérési adatok kiértékelésének első lépése az adatok beolvasását követően az események rekonstruálása és összefésülése volt. Ezt követte a fizikai események szortírozása. A folyamatot összefoglaló néven eseményválogatásnak nevezzük.

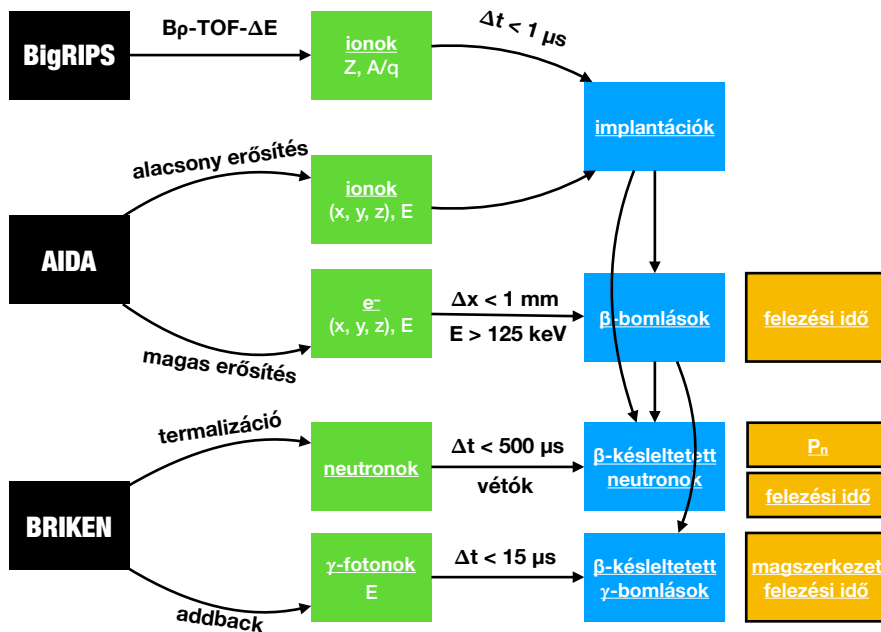
A kísérletek során három alrendszerre bontottuk a teljes detektorrendszert, melyek egymástól függetlenül működtek, az adatok beolvasását is ideértve. Az első ilyen alrendszer a BigRIPS szeparátor, a második az implantációs állomás (WAS3ABi, illetve AIDA), míg a harmadik az implantációs állomást körbeölelő, β -késleltetett részecskék észlelésére szolgáló és a vétő detektorokat is magába foglaló detektorrendszer (EURICA, illetve BRIKEN) volt. Ezen rendszerek kizárólag egy közös órajelen keresztül voltak kapcsolatban egymással, mely biztosította az időbélyegek szinkronizálását. Az adatok begyűjtését (DAQ, *data acquisition*) az egyes alrendszerekre egymástól függetlenül végezték.

Az adatok begyűjtése során szerzett nyers adatokat továbbra is alrendszerre bontva az elemi események rekonstrukciója volt a következő lépés, mely lényege, hogy az egyes alrendszerek detektorainak észlelt jeleiből kalibrációk, összegzések, triggerek és vétők használatával az elemi eseményeket rekonstruáljunk. Ezeket C++ nyelven írt kódokkal végeztem, majd ROOT fájlként mentettem el az adatokat. Az elemi eseményeket ezután összefésültük, vagyis az alrendszerek elválasztását megszüntetve a különböző részeseményeket összekötve végigkövettük egy radioaktív izotóp azonosítását, implantációját és bomlását, majd az adott analízishez kiválogattuk a releváns fizikai eseményeket. Szintén C++ nyelven írt kódokat használtam az események összefésüléséhez, és ROOT fájlként rögzítettem a korrelált adatokat.

Ennek a fejezetnek a célja az, hogy az eseményválogatás folyamatát részletesen ismertessem. A két kísérlet eseményválogatásának teljes folyamatát az átláthatóság kedvéért a 3.1 és a 3.2 ábrán összefoglaltam, a legfontosabb lépéseket kiemelve. Az egyes eseménytípusok felhasználásával nyert eredményeket is megneveztem az ábra jobbszélső oszlopán.

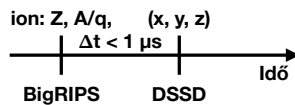


3.1. ábra. A ^{70}Kr kísérlet adatgyűjtésének és eseményválogatásának legfontosabb folyamatainak összefoglaló ábrája. Az eseményválogatás működését és paramétereit a következő fejezetekben részletezem.



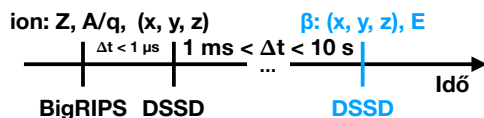
3.2. ábra. A REP (alsó ábra) kísérlet adatgyűjtésének és eseményválogatásának legfontosabb folyamatainak összefoglaló ábrája. Az eseményválogatás működését és paramétereit a következő fejezetekben részletezem.

3.1. Implantációk



A implantált radioaktív magok azonosításához az implantációkat és az izotópok azonosítási eseményeit kellett összefésülni. Ehhez a BigRIPS F11-es fókuszszíkja és az implantációs állomás között eltelt idő mérését használtam, mely távot néhány nanoszekundum alatt tesznek meg a fénysebesség $\approx 60\%$ -ával haladó ionok. Ám az implantáció időpontjának mérési bizonytalansága jelentősen nagyobb volt, emiatt $1 \mu s$ időablakot határoztam meg az azonosítás és az implantáció összefésülése során. A másodlagos nyaláb alacsony árama (~ 100 ion/másodperc) rendkívül valószínűtlenné tette így is az egyes implantációk félreazonosítását.

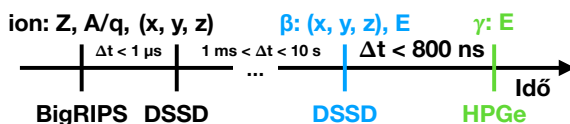
3.2. Béta-bomlások

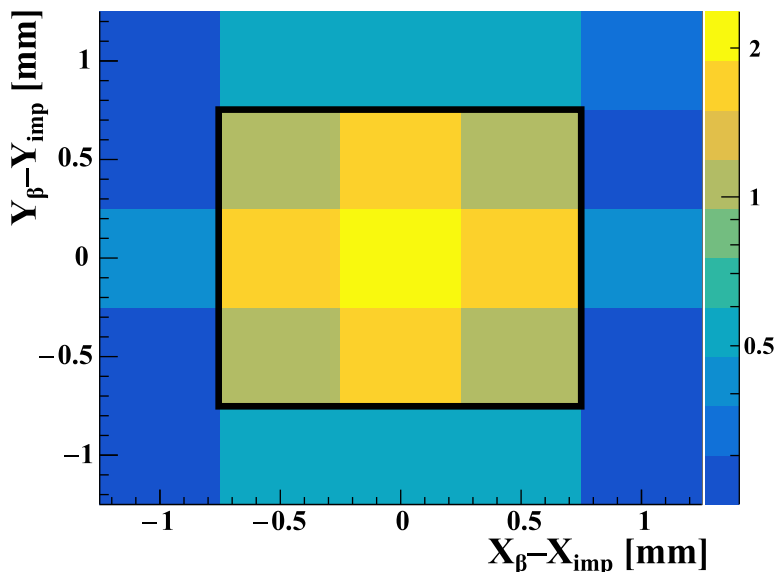


A β -bomlásokat a bomlás során keletkező töltött β -részecskék (elektronok vagy pozitronok) által leadott töltések gyűjtésével észleltük. A DSSD rétegeken áthaladó ionok és a beágyazódott ionok által keltett másodlagos ionizációk, illetve a laborhátér jelentős kis energiájú háttérhez vezetett a releváns energiatartományon. A háttér csökkentésére a kísérlet során egy energiavágást és az eseményválogatás részeként utólagos (*offline*) módszereket is használtunk. Az offline módszer két érdemi részből állt, egyrészt vétő detektorok alkalmazásával kiszűrtük a potenciálisan ionok áthaladásából származó hamis eseményeket, másrészt az azonosított implantációkkal hely- és időbeli korrelációkat végeztünk. Az időbeli korrelációk során 5-20 másodperces időablakot használtunk, hogy a felezési idő méréséhez elegendő részét lássuk a bomlási görbének.

A helybeli korrelációk esetén pedig az implantáció helyét (a ^{70}Kr kísérlet esetén), illetve az implantáció helyét és a szomszédos pixeleket vettük figyelembe (a REP kísérlet esetén), mivel ezek jel-zaj aránya volt a legkedvezőbb (lásd a 3.3 ábrán). Tehát minden olyan észlelt β -eseményt, mely ezen ablakokon kívül esett, elvetettünk. A jel-zaj arányunk így jellemzően 1 és 2 közé, az effektív β -detektálási határfokunk pedig (az energiavágás és az adott magra jellemző Q_β érték függvényében) 25 és 50% közé esett. Ezen értékek precízebb meghatározása nem volt célja az analízisnek, ugyanis minden fizikai mennyiség azonos vágások mellett került meghatározásra, így a határfok minden számításban matematikai értelemben kiesett. A zaj pedig korrelálatlan volt az implantációs eseményekkel, így az a negatív korrelációs idejű mintavételezéssel hatékonyan becsülhető, szükség szerint levonható volt. A háttéresemények kezelését a 4. fejezetben részletesen bemutatom.

3.3. Béta-késleltetett gamma-fotonok



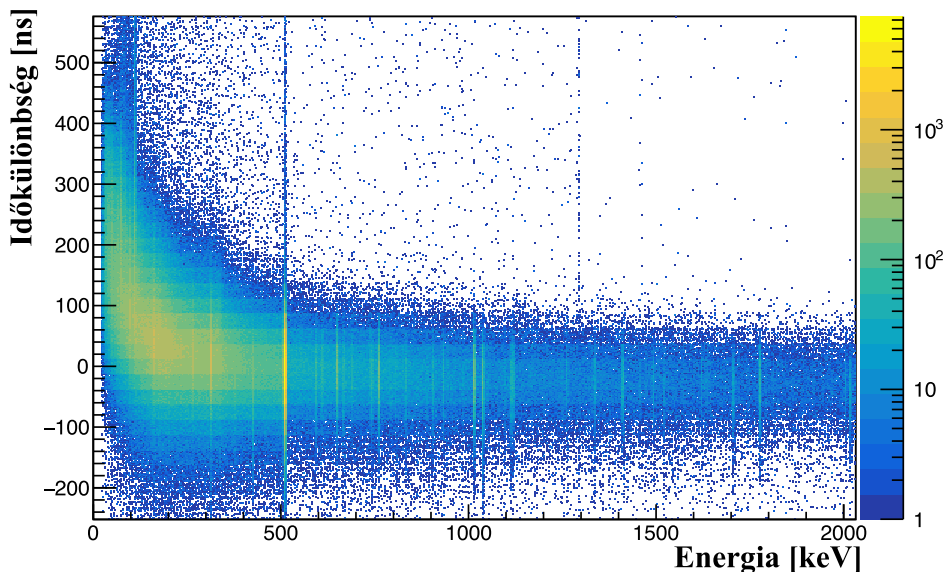


3.3. ábra. Az implantált magokhoz képest a β -bomlások relatív pozíciója a REP kísérlet esetén. Logaritmikus színskálával a β -események jel-zaj arányát jelöltem a vizsgált magtartományon. A jel-zaj arányt úgy definiáltam, hogy a 4.1. alfejezetben részletezett bomlási sorhoz tartozó beütéseket tekintetem a jelnek, a lineáris háttér pedig a zajnak. Fekete téglalappal a korrelációk során használt pozícióbeli vágást jelöltem.

A γ -bomlásokat mindkét kísérlet során HPGe detektorokkal észleltük. A prompt γ -fotonok a β -bomlással egy időben keletkeznek, mégis $\sim \mu\text{s}$ időablak alkalmazásával válogattuk ki az azonosított implantáció- β koincidenenciákhoz tartozó γ -bomlásokat. A viszonylag széles időablak oka, hogy az alacsony energiával rendelkező γ -észlelések később érik el az észleléshez szükséges töltéskorlátot, mint ahogy a 3.4. ábrán látható.

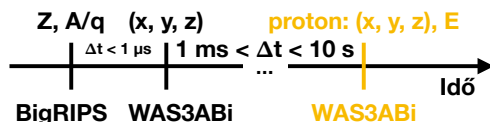
Vétő detektorokkal az ionokkal együtt érkező fotonokat kiszűrtük, így csökkentve a labor háttérét. A fennmaradó háttér az implantációkhoz viszonyítva $t < 0$ tartományon észlelt β -eseményekhez tartozó γ -események vizsgálatával lett meghatározva, mivel azokkal tudjuk mintavételezni a vizsgált mag bomlásától független β -bomlásokból származó háttér.

A ^{70}Kr kísérlet esetén a γ - γ -koincidenenciák vizsgálatára is lehetőségünk adódott, ekkor a $\Delta t < 800$ ns időablakon az egyszerre detektált γ -fotonokat vizsgáltuk a γ -kaszádok megfigyelése érdekében. A REP kísérlet esetén $\sim \mu\text{s}$ felezési idejű izomér állapotok több izotóp esetén is megfigyelhetők voltak, ezért általában a β -eseményekhez képest $15 \mu\text{s}$ időablakot használtuk a γ -események azonosítására.



3.4. ábra. A ^{70}Kr mag β -eseményeinek észlelése és a β -késleltetett γ -események észlelése között eltelt időt ábrázoltam az y-tengelyen a foton által leadott energia függvényében.

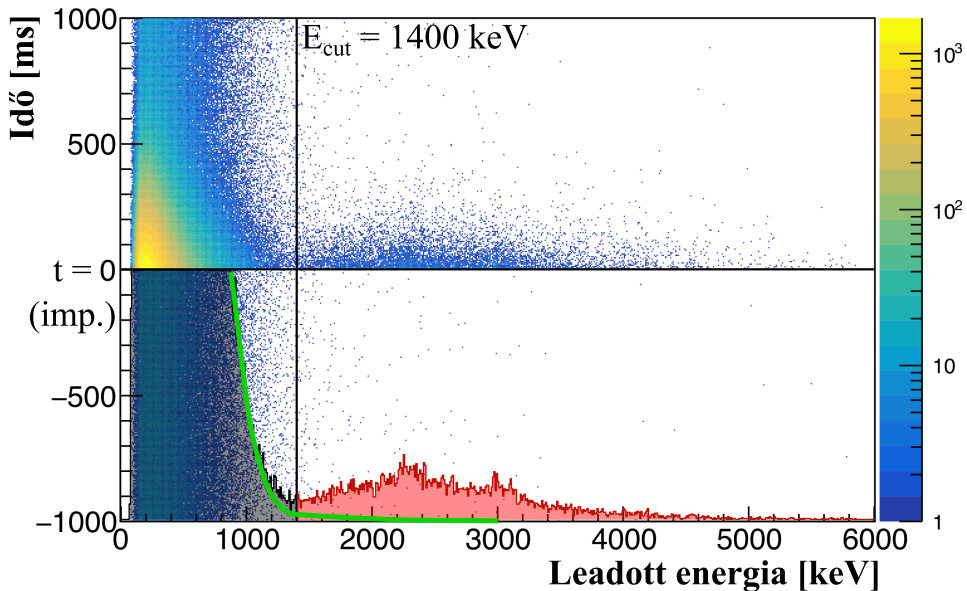
3.4. Béta-késleltetett protonok



A ^{70}Kr kísérlet során a β -késleltetett protonkibocsátás vizsgálata is szükségessé vált. A protonkibocsátás során csak egy szabad részecske keletkezik, így a mag visszalökődését elhanyagolva az energiakülönbséget a proton viszi el. A leadott energia így jóval magasabb, mint a β -részecskék által jellemzően leadott energia a DSSD-ben. A határfok pontos meghatározására nem volt elegendő statisztikánk, így egy olyan szisztematikus hibával terhelt értéket használtunk, mely mind a kollaboráció tagjai által végzett GEANT4 szimulációk eredményeivel, mind az irodalomban hasonló környezetekben használt értékekkel konzisztens. A kollaborációnk tagjai korábban 100% határfokot használtak a szimulációik alapján, Waniganeththi és társai $90\% \pm 7\%$ protondetektálási határfokra jutottak nagyon hasonló (de jelentősen vékonyabb szilícium detektorral rendelkező) kísérleti berendezésük esetén egy proton kibocsátással bomló referencia mag (^{73}Sr) vizsgálatával, míg Rogers

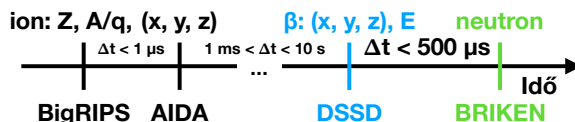
és társai GEANT4 szimulációkkal azt találták, hogy 3 MeV energiáig 90% feletti a protondetektálási hatások az általuk használt DSSD detektorban [62, 63]. Így a $95\% \pm 5\%$ értéket választottuk a detektálási hatásoknak, mely konzisztens ezekkel a különböző módokon meghatározott értékekkel.

Mivel egyszerre történik a detektálása a protonnak a bomlás során kibocsátott pozitronnal, a két részecske elválasztása nem volt lehetséges az eszközeinkkel. Magukat a proton kibocsátással is járó eseményeket úgy tudtuk hatékonyan elválasztani a tisztán pozitronok kibocsátással járó eseményektől, hogy energiavágást alkalmaztunk, mely az irodalomban jellemzően alkalmazott módszer [62, 64]. A 3.5 ábrán jól látható, hogy a két részecske energiaeloszlása ezen bomlás esetén egy $E_{cut} \approx 1400$ keV vágással végezhető el. A β -események nagy energiájú farkát exponenciális függvényvel extrapoláltam, ezek hamis proton-eseményekként jelentek meg az analízisben.

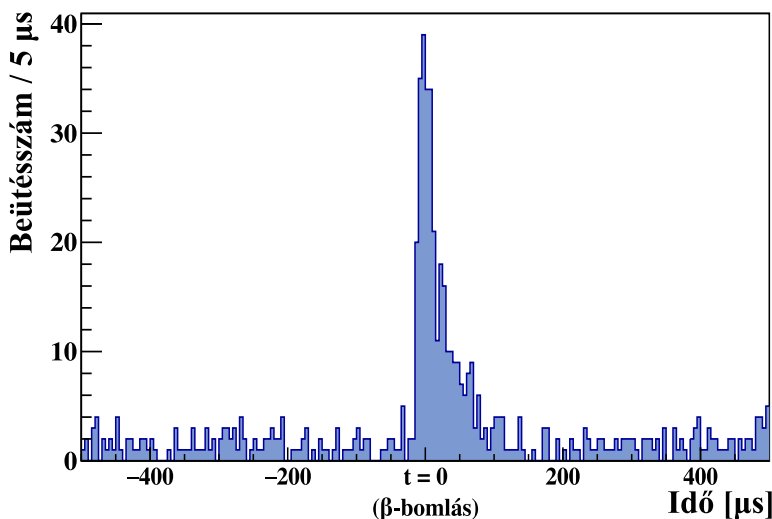


3.5. ábra. A β -késleltetett protonok energiájának eloszlása, az implantáció- β idő-korreláció függvényében. Fekete függőleges vonallal a választott $E_{cut} = 1400$ keV energiavágást jelöltem. Az alsó ábrán az x-tengelyre vett projekció látható logaritmus skálán, és a β -eseményeket exponenciális illesztéssel extrapoláltam (vastag zöld vonal).

3.5. Béta-késleltetett neutronok



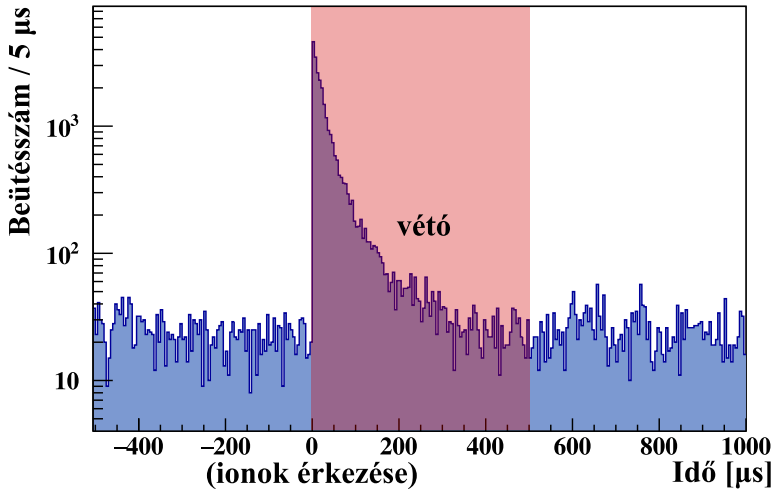
A BRIKEN detektorrendszerrel észlelt neutronokat a β -eseményekkel korreláltam, a 3.6. ábrán egy ilyen példa látható a ^{162}Pm izotóp β -bomlásaira. Az analízis során a $[0 \mu\text{s}, 500 \mu\text{s})$ időablakot használtam a korrelált neutronok, míg a $[-500 \mu\text{s}, 0 \mu\text{s})$ időablakot a korrelálatlan háttéresemények kiválasztására. A neutron eseményeket a neutronszámlálóban leadott energia tekintetében pedig a 175 keV és 850 keV közötti ablakon tartottam meg, a 2.3. alfejezetben kifejtett okoknál fogva.



3.6. ábra. A β -késleltetett neutronok és β -események közötti időkorrelációk. A β -események és a neutron események időbélyegjei között egy állandó $\approx 10 \mu\text{s}$ csúszást tapasztaltunk a kísérlet során, illetve a β -események észlelésének időbélyege körülbelül $5 \mu\text{s}$ bizonytalansággal lett meghatározva, ezért a negatív időtartományba átcusúsztam a korrelált neutronok egy részét. Ezt úgy korrigáltam, hogy egy új $t_0 = -15 \mu\text{s}$ nullpontot vezettem be, és ehhez viszonyítva alkalmaztam a vágási időablakokat.

Mivel a β -eseményektől teljesen függetlenül, termalizálás után detektáltuk a neutronokat, így csak időbeli korrelációkat tudtunk használni a β -bomlásokkal a háttér események szűrésére. A háttér neutronok döntő többsége az ionnyalábbal együtt a gyorsítóból érkezett, nagyságrendileg a hasznos

jellel összevethető mennyiségben. A különböző vétó detektorokat viszont nagyon hatékonyan találtuk a laboratóriumi háttér csökkentésére, ugyanis a gyorsítón áthaladó ionok észlelését használtuk a velük együtt érkező neutronok azonosítására.



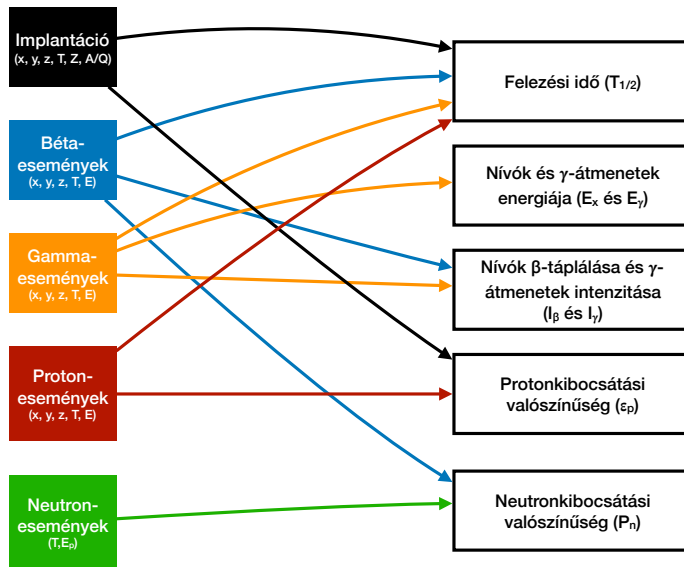
3.7. ábra. A neutronok és a vétójelek közötti időkorrelációk.

A 2.7. ábrán jelzett detektorok közül az izotóp azonosításhoz használt F11 és dE detektorokon túl a kifejezett vétó detektorok segítségével is észleltük töltött részecskék érkezését, melyek potenciálisan hamis neutron jeleket eredményezhettek. A hosszú termalizációs idő miatt $500 \mu\text{s}$ széles időablakot választottuk a vétó időablakának, hogy az ionokkal együtt érkező neutronokat lényegében teljes mértékben elimináljam. Az időablak meghatározására az időkorrelációkat vizsgáltam a vétó jelekkel, a 3.7. ábrán látható módon. A neutronok detektálásában ez egy holtidőt jelentett, így a valódi neutronok 14.2%-át is elveszítettük.

4. fejezet

Kiértékelési módszerek

Az eseményválogatás elvégzésével elemi és korrelációs eseményekhez jutottam, melyeket ROOT fájlokban tároltam. Az adatok kiértékelése C++ nyelven írt programokkal történt, a ROOT segédkönyvtárainak használatával. A kiértékelések során jellemzően függvényeket illesztettem időbeli vagy energiaeloszlásokra, majd a függvény paramétereinek illesztett értékeit használtam fel a fizikai mennyiségek meghatározására. A 4.1. ábrán összegzem, hogy az ebben a fejezetben részletesen bemutatott kiértékelési módszerekkel milyen fizikai mennyiségeket határoztam meg.



4.1. ábra. A munkám során vizsgált események és mennyiségek kapcsolata.

4.1. Béta-részecskék

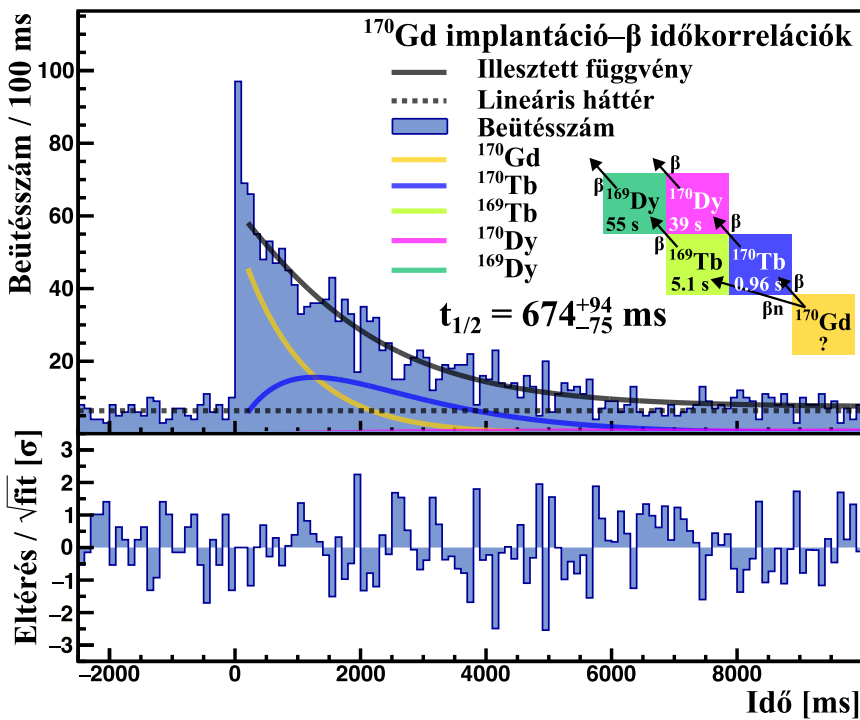
A felezési idő meghatározásának elsődleges módja a β -bomlások során észlelt β -részecskék (pozitron vagy elektron) és az implantációk időbeli korrelációjának vizsgálata volt mindkét kísérlet esetén. A módszer során az izotópunkhoz tartozó implantáció- β -korrelációkat az alább bemutatott aktivitás görbével modelleztem, és függvényillesztés során határoztam meg a felezési időt. Az egyes izotópok aktivitása t időpontban a Harry Bateman által 1910-ben publikált a 4.1. képlet alapján számolható, ahol A_n egy bomlási lánc n -ik tagja, λ_i az i -ik tagjának bomlási állandója, N_i az i -ik tag magyszáma a $t = 0$ időpontban, és végül ε_j^{j+1} a j -ik tag elágazási aránya mely a $j + 1$. tagra vezet [65]. Amennyiben egy izotóp több bomlási lánc tagjaként is létrejöhet, úgy az összes ilyen bomlási lánc összege adja ki a tényleges aktivitást.

$$A_n(t) = \lambda_n \sum_{i=0}^n N_i \left(\prod_{j=i}^{n-1} \lambda_j \varepsilon_j^{j+1} \right) \left(\sum_{j=i}^n \frac{e^{-\lambda_j t}}{\prod_{p=i, p \neq j}^n (\lambda_p - \lambda_j)} \right) \quad (4.1)$$

Az eljáráshoz ismerni kell az adott izotóp bomlási csatornáit, és a bomlási láncban található magok felezési idejét is. Mivel ezek rendszerint jelentős bizonytalansággal voltak ismertek az irodalomban, nem rögzített paraméterként, hanem a publikált érték 95%-os konfidencia intervallumán belül szabad paraméterként kezeltem őket, vagyis korlátosan rögzítettem őket. Ahol lehetséges volt, ott az irodalmon felül saját eredményeimet is felhasználtam az izotóplánc paramétereinek a korlátos rögzítéséhez. Az egyes izotópok aktivitásán túl a korrelálatlan β -események is egy háttérre képeztek a bomlási görbén. Ezt a hozzájárulást az implantációhoz képest negatív idővel észlelt – vagyis az implantáció előtt történt, így azzal semmilyen összefüggésben nem álló – β -események segítségével mintavételeztem, majd egy lineáris függvénnyel megillesztettem. A meredekség paraméter annak ellenőrzésére szolgált, hogy valóban korrelálatlan-e a háttér. A nyalábintenzitás ingadozása miatt egy, az implantáció időpontjára szimmetrikus, és ahhoz közeledve enyhén növekvő háttérre tapasztaltam minden esetben, amennyiben a meredekség hibahatáron belül nem-zérusnak bizonyult, összhangban a RIKEN Nishina Centerben végzett korábbi kísérletek során tapasztaltakkal [61].

Első lépésként az időkorrelációkból hisztogramot hoztam létre. A binméret – vagyis a hisztogram egyes binjeinek szélessége, mely egy *ad hoc* paramétere az analízisnek – választásánál két szempontot kellett figyelembe venni, először is a mag felezési idejére legérzékenyebb időablakban minél

több pontra kell illeszteni az aktivitásfüggvényt, másodszer is az egyes binokban minél nagyobb statisztikát szeretnék elérni, hogy a valós eloszlását a beütésszámoknak minél jobban becsülje a matematikai modell. Így azt a döntést hoztam, hogy a vizsgált izotóp előzetesen becsült felezési idejének tizenhatoda és negyede között öt különböző binméretet választva is elvégezve az analízist, az így kapott eredmények szórását, mint szisztematikus bizonytalanságot vettem figyelembe. A hisztogram létrehozása során a β -bomlás során leadott energia vágásával – egy küszöbérték bevezetésével – javítottam a jel-zaj arányt. Ennek pontos értéke egy újabb ad hoc paramétere lett az analízisnek, így egy tapasztalati úton meghatározott alkalmas energiatartományon öt különböző értékkel elvégeztem az analízist, majd a szórást szintén a szisztematikus bizonytalanság vizsgálatára használtam.



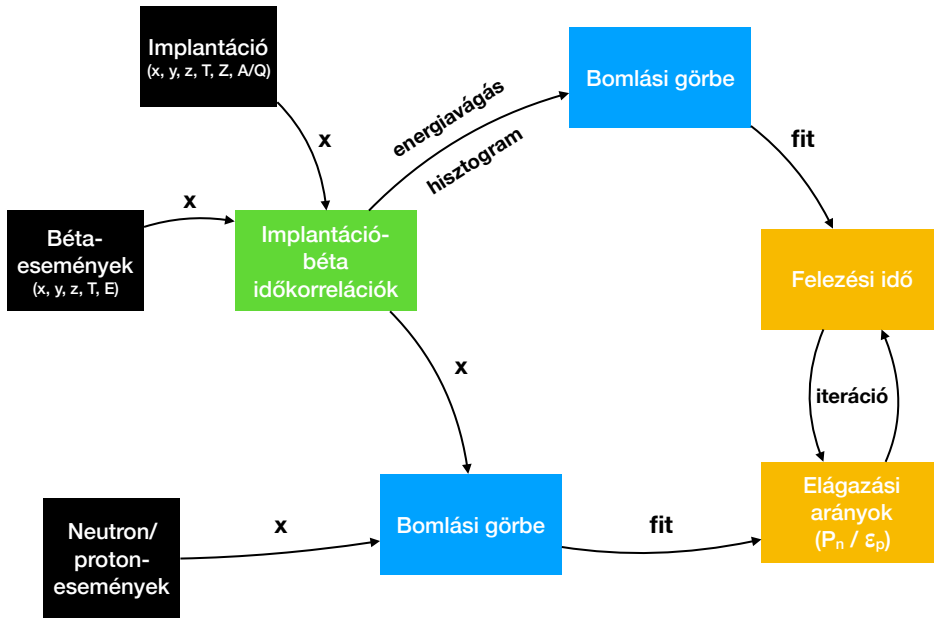
4.2. ábra. Bateman-illesztés a ^{170}Gd implantációk és béta-események közötti időkorrelációkon. A folytonos fekete vonal a teljes illesztett függvény, a színes vonalak a bomlási lánc izotópjainak az aktivitásai, a szaggatott fekete vonal pedig a háttérre illesztett lineáris függvény. Az illesztés szisztematikus bizonytalanságainak ellenőrzésére a hisztogramtól való eltérést a függvény négyzetgyökével elosztva ábrázoltam az alsó ábrán.

Második lépésként a modell illesztését *maximum log-likelihood* mód-

szerrel elvégeztem, Poisson-eloszlást feltételezve az adott binekben. Ehhez a ROOT környezetben C++ nyelven írt kódomat használtam, és az illesztést a MINUIT2 könyvtárral végeztem, míg a hibák számítását a MINOS könyvtárral [66]. A függvényillesztés tartományának kezdeti és végpontja két újabb ad hoc paramétert eredményezett. Az implantáció utáni első bint mindig elhagytam a beágyazódott ion keltette ionizációk miatt. Ezen felül sose kezdtem az illesztést a felezési idő felénél később, hogy ne veszítsek túl nagy statisztikát. E két szélsőség között szintén öt különböző értékkel végeztem el az analízist, majd a szórását szisztematikus bizonytalanságként vettem figyelembe. A végpontot sose helyeztem korábbra, mint a felezési idő négyszerese, hogy ne veszítsek túl nagy statisztikát, de sose állítottam későbbre, mint a felezési idő nyolcszorosa, hogy ne dominálja túl statisztikailag a háttér és a lánymagok aktivitása a mag bomlásait. Így szintén öt különböző paraméterrel végeztem el az analízist, majd az eredmények szórását szisztematikus bizonytalanságnak vettem. A 4.2. ábrán látható egy példa az ilyen illesztésre.

Az ad hoc paraméterek variációját egymástól függetlenül végeztem, vagyis minden kombinációt külön-külön megvizsgáltam, összesen $5^4 = 625$ függvényillesztést elvégezve, mely hatását a felezési időkre az 5. fejezet 5.4 ábrán bemutatom. Az így kapott az illesztések eredményeit külön-külön Gauss-eloszlású becsléseként tekintettem a valódi felezési időnek, majd az eloszlásokat összegeztem. Az összegzett eloszlás középpontját vettem a felezési idő középpértékének, míg a $\pm 1\sigma$ konfidenciaszinteket az alsó és a felső hibának.

A ^{70}Kr kísérlet esetén a protonkibocsátási ág, a REP kísérlet esetén pedig a neutronkibocsátási ág meghatározása szintén a saját adataink alapján történt, ugyanis az irodalomban nem állt rendelkezésre ezekre mérési eredmény. Az egyes példákon majd részletesen bemutatott okoknál fogva ezek kölcsönösen összefüggésben álltak a β -bomlások számával, illetve a felezési idővel. Így a harmadik lépés a proton illetve neutron analízis elvégzése volt, majd az új elágazási arányokkal a Bateman-illesztés megismétlése. Így egy iterációs eljárással addig ismételttem ezen paraméterek meghatározását, amíg a statisztikai bizonytalanságnál nagyságrendileg kisebbek nem lettek a lépések közötti különbségek. A teljes folyamatot az áttekinthetőség kedvéért a 4.3. folyamatábrán mutatom be.



4.3. ábra. A β -analízis folyamatábrája. Rövidítések: x – korrelációk vagy adatok összefésülése; fit – adatok matematikai modellel való illesztése.

4.2. Béta-késleltetett gamma-fotonok

A β -késleltetett γ -fotonok detektálása egy széleskörűen használt módszer a β -bomlások felezési idejének kísérleti vizsgálatára, ugyanis a közvetlenül kibocsátott elektronokkal szemben karakterisztikus az energiájuk, így az izotópokra jellemző csúcsokat azonosítani tudjuk. A felezési idő megbízható mérésén túl információk nyerhetők a β -bomlás által a lánymagban populált energiaszintekről.

A β -késleltetett γ -fotonok energiaspektrumát előállítottam, melyre látható egy példa az 5.5. ábrán az 5. fejezetben. Ezután azonosítottam a mag bomlásához tartozó legintenzívebb γ -átmeneteket. A háttér események becsléséhez az implantációhoz képest negatív idővel észlelt β -események γ -spektrumát használtam. Amennyiben rendelkezésre állt irodalom a korábban azonosított γ -átmenetekről, azokat megkerestem a γ -spektrumban. A ^{70}Kr esetén egyetlen β -késleltetett γ -átmenet volt ismert az irodalomban. Az ismert illetve a legnagyobb intenzitású átmenet(ek)et használtam az analízis kiindulópontjának a későbbiekben ismertetett módon, ezeket referencia átmeneteknek nevezem.

A referencia γ -átmenetek időkorrelációs görbéje alapján exponenciális

illesztéssel meghatároztam a mag felezési idejét. A módszer és a szisztematikus hibák ellenőrzése közel megegyezett a Bateman-illesztés során alkalmazottal, azzal a különbséggel, hogy a β -események energiavágását nem variáltam, illetve a bomlási görbe előállításánál a γ -csúcsok közvetlen környezetében mintavételeztem a Compton-hátteret, mely a bomlási lánc bármely tagjának β -késleltetett γ -átmeneteinek Compton-szórásából állt össze. Így három tartományt hoztam létre minden csúcs esetén, egy a csúcshoz, kettő pedig a Compton-háttérhez tartozott a csúcs előtt és után a γ -spektrumon.

Az implantáció–(β - γ) időkorrelációkat mindhárom energiatartományhoz létrehoztam, majd a Compton-háttér időeloszlását a tartományok szélességének normalizálása után levontam a csúcs időeloszlásából, így korrigálva a csúcs alatti Compton-járulékot. Az egyes binék bizonytalanságát a 4.2. egyenlet alapján számoltam.

$$\sigma(N_i^*) = \sqrt{\sigma(N_i^{\text{csúcs}})^2 + \sigma(N_i^{\text{Compton}})^2}, \quad (4.2)$$

Az adott tartományok kiválasztása szintén egy *ad hoc* paramétere lett az analízisnek, így azt minden csúcshoz öt különböző tartományválasztással elvégeztem, és a különböző eredmények szórását szisztematikus bizonytalanságként vettem figyelembe. Az illesztéshez exponenciális függvényt alkalmaztam lineáris háttérrel, mely utóbbit itt is a negatív idővel észlelt eseményekre illesztettem. Amennyiben az így kapott felezési idő konzisztens volt a β -analízis során nyert értékkel, az adott átmenetet igazoltnak tekintettem. Egy ilyen illesztés látható az 5. fejezet 5.6. ábráján.

Következő lépésként az igazolt referencia átmenetekkel koincidenciában levő γ -átmeneteket vizsgáltam. Ehhez γ -energiaspektrumokat építettem azon detektált γ -fotonokról amelyek koincidenciában álltak a csúcs vagy valamely Compton-tartományon észlelt fotonnal. A Compton-tartománnyal koincidenciában levő spektrumot levonva megkaptam az adott csúcs koincidenciaspektrumát.

Ezután meghatároztam az összes igazolt késleltetett γ -átmenetét az adott β -bomlásnak az alábbi feltételek alapján:

- Az adott átmenet felhasználásával a mag felezési ideje meghatározható maximum 10% bizonytalansággal és az konzisztens a β -események időkorrelációs görbéjéből meghatározott értékkel.

ÉS/VAGY

- Egy már igazolt γ -átmenettel igazolható koincidenzában áll, vagyis egy γ -kaszkádban szerepelnek.

Az egyes igazolt γ -átmenetek beütésszámát meghatároztam a γ -csúcs alatti terület integrálásával, majd a belső konverziós együtthatók¹, a detektálási hatások és detektor holtidők figyelembevételével azt korrigáltam, így a korrigált beütésszámához jutva az egyes átmeneteknek. Az összes β -bomlás számával elosztva korrigált beütésszámot, megkaptam az I_γ abszolút intenzitását az átmeneteknek. A β -események detektálási hatások az osztás során kiesik, így a 4.3. egyenlethez jutottam.

$$I_\gamma(\gamma_0) = \frac{N_{\beta\gamma}(\gamma_0)}{N_\beta \varepsilon(\gamma_0) I_{IC}(\gamma_0)} \quad (4.3)$$

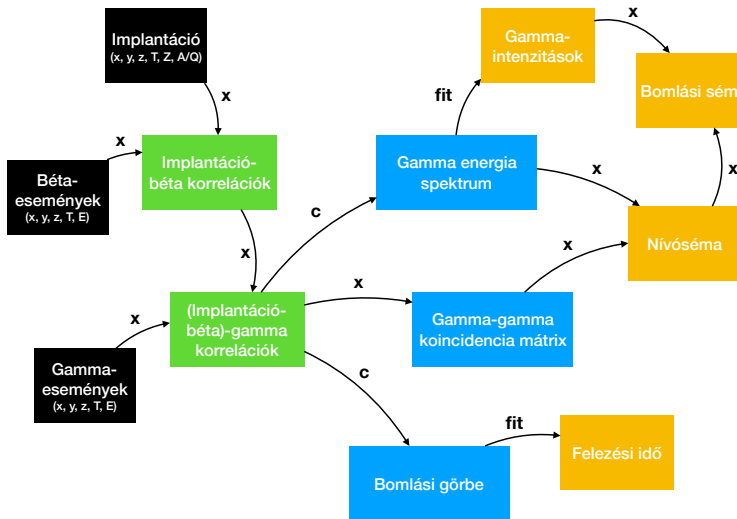
Majd a $\gamma - \gamma$ -koincidenzák figyelembevételével felépítettem a lánymag-nak az igazolt γ -átmeneteket tartalmazó nívósémáját, feltételezve, hogy a koincidenzában levő γ -átmenetek egy kaszkádkhoz tartoznak. Ebben segítségemre szolgáltak az egyes átmenetek abszolút intenzitásai, hiszen a nívók legerjesztődésének összegzett abszolút intenzitásának legalább akkorának kell lennie, mint az adott nívóra érkező átmenetek összességének.

Az abszolút intenzitások segítségével meghatároztam az egyes nívók populációs mérlegét, vagyis a ki- és beérkező γ -átmenetek abszolút intenzitásának különbségét, 4.4 egyenlet alapján. Ezt az adott nívó β -táplálásának (I_β) tekintetem, vagyis azt feltételeztem, hogy a hiányzó populációja az adott nívónak mind β -bomlásokból közvetlenül származik. Ennek a feltételezésnek az alapja az, hogy minden a kísérleti módszerünk érzékenysége alatti nívóról származó γ -átmenet magasabb renden tiltott β -bomlásokból táplálódna, és ez által nagyságrendileg maradna el az azonosított γ -átmenetek abszolút intenzitásától. Amennyiben ez a feltételezés nem áll meg, azt pandemonium effektusnak hívják az irodalomban, melynek elsődleges oka a HPGe detektorok hatásfokának meredek csökkenése a magas energiákon, mely jól látható a 2. fejezet 2.4. ábráján [69]. Éppen ezért a későbbiekben még vizsgálni fogom ennek a feltételezésnek a megbízhatóságát.

$$I_\beta(E_x) = \sum I_\gamma^{\text{out}}(E_x) - \sum I_\gamma^{\text{in}}(E_x) \quad (4.4)$$

A teljes folyamatot az áttekinthetőség kedvéért a 4.4. folyamatábrán mutatom be.

¹ A belső konverzió során nem γ -fotonok kibocsátásával, hanem kötött elektronok kilökésével gerjesztődik le az adott állapot. A belső konverziós együtthatót Kibédi és társai munkája alapján készült programkóddal számoltam, és az összes átmenetre 1% alatt volt [67, 68].

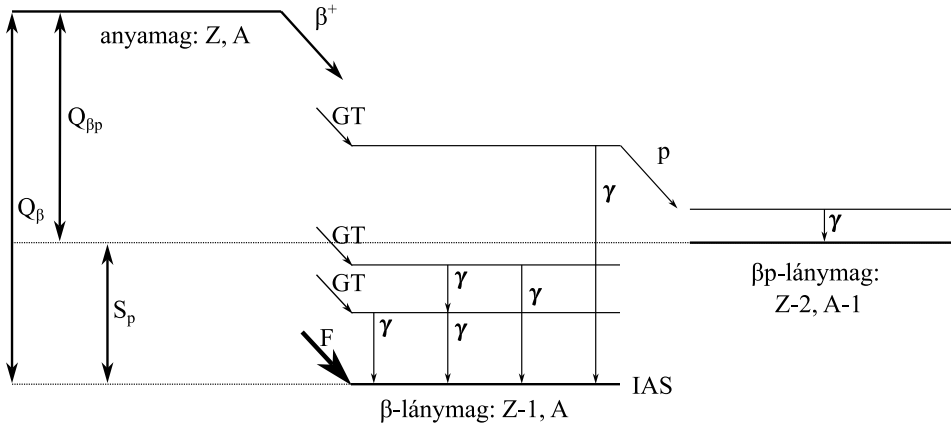


4.4. ábra. A gamma analízis folyamatábrája. Rövidítések: x – korrelációk vagy adatok összefésülése; c – adatok számlálása és spektrumon való ábrázolása; fit – adatok matematikai modellel való illesztése.

Redukált átmeneti valószínűségek

Az egyes nívók populálásának összehasonlítása hagyományosan az 1.2 alfejezetben bemutatott ft értékeken keresztül történik, ahol $t = \frac{t_{1/2}}{I_{\beta}(E_x)}$ a parciális felezési ideje az adott nívóra vezető β -átmenetnek, míg f az intenzitás energia és töltésfüggő tagjait kompenzáló mennyiség [70]. Az f értékek elméleti úton minden egyes átmenetre kiszámítható mennyiségek, mely célra a National Nuclear Data Center programját használtam [71].

Azzal az egyszerűsítéssel élve, hogy minden nívóra egy darab tisztán Fermi vagy Gamow–Teller átmenet vezet, a 4.5 képlet alapján számítható a kísérleti I_{β} intenzitásokból a $B(GT)$ redukált átmeneti valószínűség [72]. A Gamow–Teller átmenetek csatolási állandója különbözik a Fermi átmenetekétől, de nem egyezik meg az arány a szabad neutron esetére számolttal, így az ebben az izotóprégióban szokásos $q \approx 0.74$ értéket használtuk [73]. Az alapállapotra vezető Fermi átmenet intenzitását úgy határoztam meg, hogy az összes β -bomlás számából levontam a gerjesztett állapotokra vezető átmenetek intenzitását, ebből a $B(F)$ meghatározása szintén a 4.5 képlet alapján történt. A páros tömegszámú neutronszegény magokra a 4.5. ábrán bemutatom a jellemző bomlási csatornákat, melyeket felhasználva a redukált átmeneti valószínűségeket kiszámoltam.



4.5. ábra. A páros tömegszámú neutronszegény magok β -bomlása során a mag alapállapotának izobár analóg állapota jellemzően a lánymag alapállapota, így oda vezet a szuper-engedélyezett Fermi átmenet (F). A gerjesztett állapotokra érkező Gamow–Teller átmenetek (GT) intenzitását tudtam kísérletileg meghatározni, majd az összes bomlás számából azokat levonva megkaptam a Fermi átmenet intenzitását.

$$B(F/GT) = |\langle \Psi_f | \mathcal{M}_{F/GT} | \Psi_i \rangle|^2 = \frac{6961 \text{ s}}{F : 1; GT : q^2} \frac{I_\beta(E_x)}{ft_{1/2}} \quad (4.5)$$

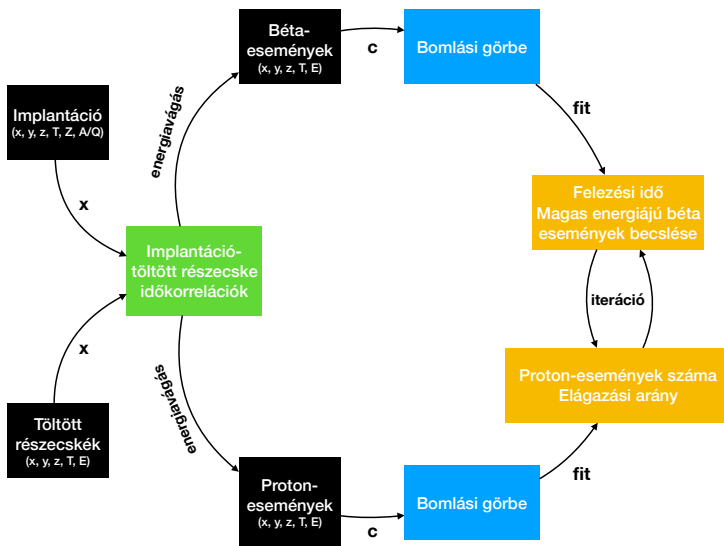
4.3. Protonkibocsátás

A ^{70}Kr mag a protonelhullatási vonal közelében helyezkedik el. A lánymag protonszeparációs energiája elérhető a β -bomlás során így a protonok kibocsátásának lehetősége megnyílik ($Q_\beta(^{70}\text{Kr}) = 10\,325 \text{ keV}$, míg $S_p = 2\,280(^{70}\text{Br}) \text{ keV}$) [74].

Az implantáció–proton időkorrelációk vizsgálatával egy független felezési idő meghatározására lett lehetőségem, ezenfelül a ^{70}Kr mag eddig ismeretlen protonkibocsátási valószínűségének (ε_p) meghatározását is elvégeztem.

Az eseményválogatást a 3.4. fejezetben ismertetett módon, energiavágás alkalmazásával végeztem. A felezési idő és a ε_p meghatározása párhuzamosan történt az implantáció–proton időkorrelációk vizsgálatával. Az időkorrelációkat a korábbiakhoz hasonlóan hisztogramon ábrázoltam. A pozitronok nagyenergiás farkának időbeli eloszlását az energiavágás során alkalmazott küszöbérték alatti események időkorrelációival mintavételeztem, és az energiaeloszlás extrapolálásával skáláztam, majd az illesztendő hisztogramból

a 4.2. fejezetben ismertetett Compton-háttérrel analóg módon levontam.



4.6. ábra. A proton analízis folyamatábrája. Rövidítések: x – korrelációk vagy adatok összefésülése; c – adatok számlálása és spektrumon való ábrázolása; fit – adatok matematikai modellel való illesztése.

A korrigált hisztogramot egy exponenciális és egy lineáris függvény összegével modelleztem, majd illesztéssel eljárással meghatároztam a felezési időt, illetve a protonok számát. A protonok számát a detektálási határfokkal és a detektorok holtidejével korrigáltam, majd az implantációk számával elosztottam, és így megkaptam a kibocsátási valószínűséget (ε_p). A szisztematikus hibák vizsgálatának céljából az extrapolációhoz alkalmazott energiataromány alsó határát öt különböző értéken variáltam, míg az eseményválogatáshoz használt küszöbértéket ± 100 keV tartományon szintén variáltam. Az energiavágás variációjának hatását a protonok számára az 5.4 ábrán mutatom be, mely a meghatározott ε_p szisztematikus bizonytalanságát növelte.

Az ad hoc paraméterek variálásával vizsgáltam a szisztematikus hibákat. Minthogy az illesztés során is meghatározásra került a protonok száma, az ellenőrzésként szolgált az integrálásos eljárás során kapott értékhez.

Miután a felezési időt konzisztensnek találtam a 4.1. fejezetben taglalt módszerrel kapott eredménnyel, a szintén ott ismertetett iterációs eljárással meghatároztam a lehető legpontosabb felezési időt és ε_p értéket. A teljes folyamatot az áttekinthetőség kedvéért a 4.6. folyamatábrán mutatom be.

4.4. Neutronkibocsátás

A REP kísérlet során a neutrondús izotópok β -bomlása sokszor a lánymagnak a neutron szeparációs energia feletti nívóira vezetett, ezzel megnyitva a lehetőséget a β -késleltetett neutronkibocsátásnak. Általánosságban nem csak egy, hanem több neutron kibocsátása is lehetséges, amennyiben a két vagy több neutron szeparációs energiát is meghaladja a Q_β érték. Az általunk vizsgált magtartományon azonban a kétneutron-kibocsátási csatorna zárt volt, így a továbbiakban az egyneutron-kibocsátási valószínűséget értem a neutronkibocsátási valószínűség alatt, és P_{1n} módon jelölöm.

A β -késleltetett neutron eseményeket a 3.5. fejezetben tárgyalt módon válogattam az adott izotópokra. A P_{1n} érték meghatározása a 4.6. képlettel történt, ahol N_{neu} a detektált β -késleltetett neutron események száma, N_β a mag detektált β -bomlásainak a száma, és ε_{neu} az effektív neutron detektálási hatásfok. Az N_β meghatározása a 4.1. fejezetben bemutatott módon, a 4.1. képlet illesztésével történt. Mivel az ad-hoc paraméterek közül az energiatávágás értéke befolyásolja az effektív β -hatásfokot, így arra ügyelni kellett, hogy azonos energiatávágás mellett határozzam meg az N_β és N_{neu} értékeket². A ε_{neu} két tag szorzatából állt, a detektálási hatásfokból és a vétő detektorok alkalmazásából származó holtidő okozta hatásfokból.

A neutronszámlálókból álló detektorrendszer hatásfoka enyhén energiatávágásfüggő, mint ahogy 2.6. ábrán látható, ezért minden izotóp esetén a Möller és társai által számolt elméleti magfizikai paraméterek alapján a $Q_{\beta n}$ energiaablakon vett átlagos energián vettük a detektálási hatásfokot [75], míg az energiaablakon vett szélsőértékeit a detektálási hatásfoknak szisztematikus hibaként vettük figyelembe.

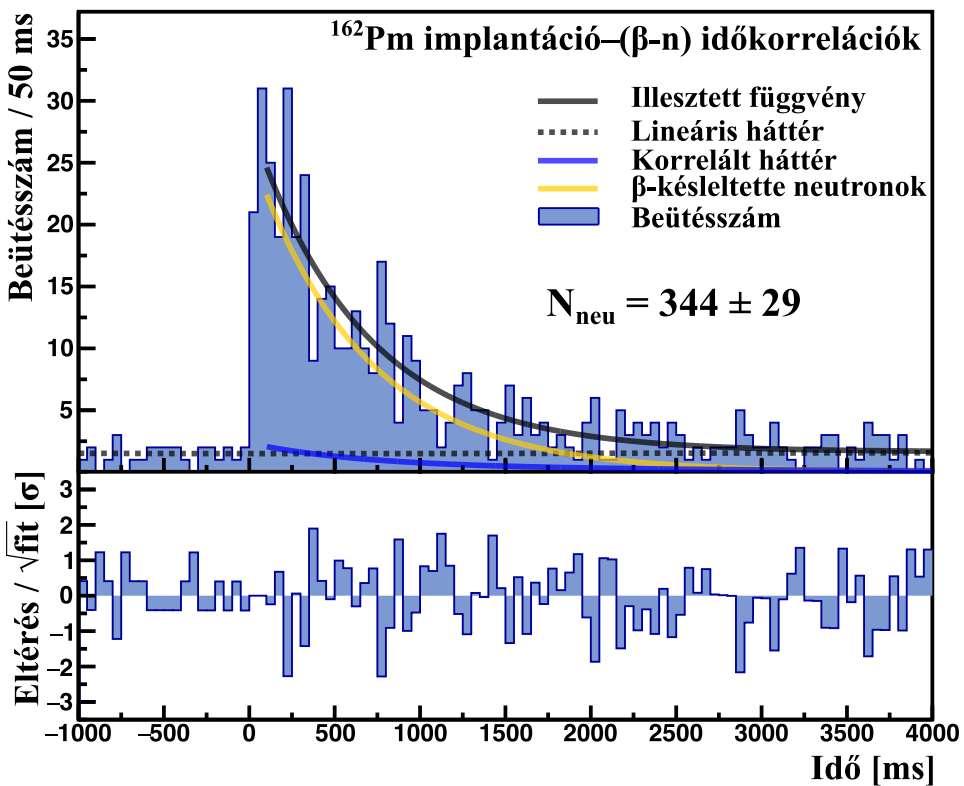
$$P_{1n} = \frac{1}{\varepsilon_{\text{neu}}} \frac{N_{\text{neu}}}{N_\beta} \quad (4.6)$$

A neutronok számának meghatározása a Tolosa-Delgado és társai által publikált módszeren alapult [61], melynek lényege, hogy a β -késleltetett neutronok implantációhoz képest vett időkorrelációs hisztogramját három komponens összegeként fogjuk fel. Az első komponens egy lineáris háttér, mely az implantációtól független β -eseményekből származik. A második komponens egy korrelált háttér, mely a bomlási sor tényleges β -bomlásainak

² Mivel a magas energiatávágásokkal valójában a $Q_{\beta n}$ energiaablakba is belevágtam volna, ezért a lehető legalacsonyabb energiatávágást használtam, ami már kiértékelhető jel-zaj arányokhoz vezetett.

a konstans neutron háttérrel való véletlen koincideneciáiból származik. A harmadik komponens maga a keresett jel, a tényleges β -bomlásokhoz tartozó valódi β -késleltetett neutronok eloszlása. A három komponenst a 4.7 ábrán külön-külön is ábrázoltam a ^{162}Pm mag β -késleltetett neutronjaira.

A Tolosa-Delgado és társai publikációjában bemutatott módszer során ezeket a komponenseket függvényillesztésekkel határozzák meg külön-külön. Az általunk vizsgált régióban jellemző relatív alacsony P_{1n} értékek, illetve a kis statisztikával létrejött izotópok miatt egy új – azzal analóg – módszert dolgoztam ki, mely numerikus integrálással határozza meg a β -késleltetett neutronok számát. A két módszert párhuzamosan fogom bemutatni.

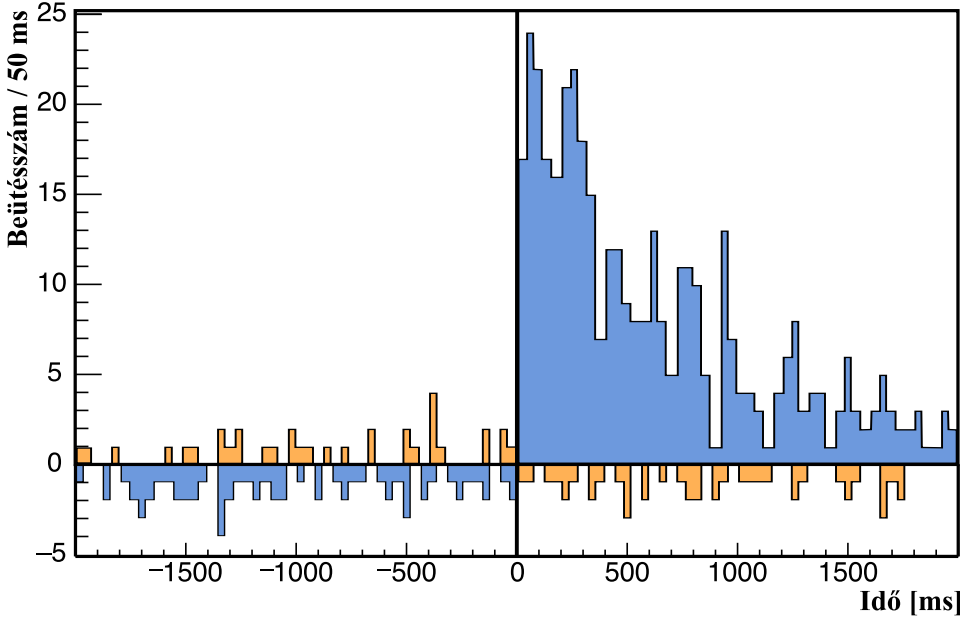


4.7. ábra. A β -késleltetett neutronok, a korrelált háttér és a lineáris háttér összegének illesztése a ^{162}Pm mag β -bomlása esetén.

Első lépésként a következő implantációktól számított időkorrelációkat tartalmazó hisztogramokat kellett létrehozni, ahol x egy adott β -neutron koincidencia során az észlelt neutronok számát jelöli, $\Delta t_{\beta n}$ pedig a β -neutron észlelések időkülönbségét:

- $h_{i\beta}$: implantáció – β korrelációk,

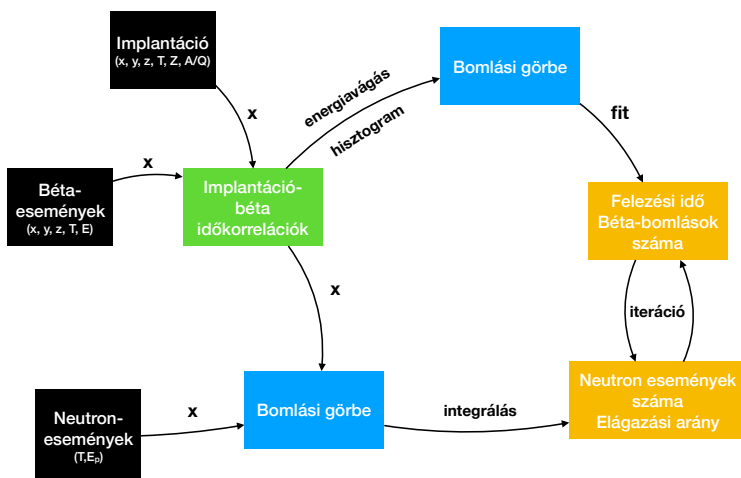
- $h_{i\beta xn}^-$: implantáció – ($\beta - x$ neutron, $x > 0$, $\Delta t_{\beta n} < 0$) korrelációk,
- $h_{i\beta 1n}^+$: implantáció – ($\beta - x$ neutron, $x = 1$, $\Delta t_{\beta n} > 0$) korrelációk,
- $h_{i\beta 1n}^-$: implantáció – ($\beta - x$ neutron, $x = 1$, $\Delta t_{\beta n} < 0$) korrelációk.



4.8. ábra. A ^{162}Pm mag β -késleltetett neutronjai számának meghatározásához felhasznált $h_{i\beta 1n}^+$ hisztogramot kék színnel, a $h_{i\beta 1n}^-$ hisztogramot pedig narancssárga színnel jelöltem. Azon a tartományon, ahol negatív előjellel szerepel az adott hisztogram a 4.10 egyenletben, ott negatív beütésszámokat jelöltem az ábrán. Így a valódi neutronok száma az ábrán jelölt hisztogramok binenként vett előjeles összege, egy $\frac{1}{1-r_x-r_1}$ korrekciót leszámítva.

Második lépésként bevezettem két állandót, r_x -et, mely annak a valószínűsége, hogy egy β -bomláshoz egy vagy több háttér neutronot társítunk, illetve r_1 -et, mely annak a valószínűsége, hogy egy β -bomláshoz pontosan 1 darab háttér neutronot társítunk. Ezen állandók a kísérletünk során minden egyes izotópra külön-külön kiszámítandóak a 4.7 képlet alapján egy tetszőleges, de a statisztika növelése érdekében minél szélesebb időtartományon (az analízis során a [-5 s, 5 s] tartományt választottam).

$$r_{1/x} = \frac{\int h_{i\beta 1/xn}^-(t) dt}{\int h_{i\beta}(t) dt} \quad (4.7)$$



4.9. ábra. A neutron analízis folyamatábrája. Rövidítések: x – korrelációk vagy adatok összefésülése; hisztogram – adatok spektrumon való ábrázolása; integrálás – hisztogramok binenkénti összegzése; fit – adatok matematikai modellel való illesztése.

Harmadik lépésként az új állandók segítségével, a 4.1. fejezetben illesztéssel meghatározott β -aktivitás függvényvel ($f_{i\beta}$), az elméleti 1 darab neutron kibocsátásával járó aktivitás függvényvel ($f_{i\beta 1n}$) és egy lineáris háttérrel kifejeztem a $h_{i\beta 1n}^+$ hisztogramot a 4.8. egyenleten látható módon. Az egyenlet baloldala figyelembe veszi az effektív detektálási hatásfokot, a jobboldal első tagja ($1 - r_x$) korrekciót alkalmaz a véletlen neutronok miatt $x = 1$ helyett $x > 1$ módon detektált β -neutron koincidenciákra, a második tag figyelembe veszi a neutronkibocsátással nem járó β -események $x = 1$ módon való detektálását a véletlen neutron koincidenciák miatt, míg az utolsó tag egy lineáris háttér, melynek meredeksége előjelet vált az implantáció időpontjában.

$$\frac{h_{i\beta 1n}^+(t)}{\varepsilon_{\text{neu}}} = (1 - r_x) f_{i\beta 1n}(t) + r_1 (f_{i\beta}(t) - f_{i\beta 1n}(t)) + m \operatorname{sgn}(t) t + b \quad (4.8)$$

A negyedik lépés az N_{neu} meghatározása, melyet a Tolosa-Delgado és társai módszere alapján a $f_{i\beta 1n} = N_{\text{neu}} \times \lambda_0 e^{-\lambda_0 t}$ illesztésével tennénk meg a $h_{i\beta 1n}^+(t)$ hisztogramon. Az illesztésre látható egy példa a 4.7. ábrán. Az új, integráláson alapuló módszer itt tér el az illesztéses eljárástól. A 4.8

egyenletet átrendeztem, hogy a baloldalon a $f_{i\beta 1n}(t)$ mennyiség álljon, majd az egyenlet mindkét oldalának $(0, \infty)$ tartományon való integrálásával szintén az N_{neu} mennyiséget kapjuk. A lineáris tag integráltja megegyezik a $\int_{-\infty}^0 h_{i\beta 1n}^+(t) dt$ mennyiséggel, mivel a többi tag $t < 0$ tartományon zérus. Így a 4.9 egyenlethez jutottam.

$$\begin{aligned} N_{neu} &= \varepsilon_{neu} \int_0^{\infty} f_{i\beta 1n}(t) dt \\ &= \frac{\int_0^{\infty} h_{i\beta 1n}^+(t) dt - \int_{-\infty}^0 h_{i\beta 1n}^+(t) dt - r_1 \int_0^{\infty} f_{i\beta}(t) dt}{1 - r_x - r_1} \end{aligned} \quad (4.9)$$

Kihasználva, hogy $h_{i\beta}(t) = f_{i\beta}(t) + m_{\beta} \operatorname{sgn}(t) t + b_{\beta}$, a lineáris tag itt is külön vizsgálható a $t < 0$ tartományon, így a

$$\begin{aligned} r_1 \int_0^{\infty} f_{i\beta}(t) dt &= r_1 \int_0^{\infty} h_{i\beta}(t) dt - r_1 \int_{-\infty}^0 h_{i\beta}(t) dt \\ &= \int_0^{\infty} h_{i\beta 1n}^-(t) dt - \int_{-\infty}^0 h_{i\beta 1n}^-(t) dt \end{aligned}$$

helyettesítés is elvégezhető. Ekkor a 4.10 egyenlethez jutottam, mely már nem tartalmaz egyetlen illesztett függvényt se, tisztán a hisztogramok numerikus integrálásával kiszámítható. Az integráláshoz használt hisztogramok a ^{162}Pm példáján a 4.8. ábrán láthatóak.

$$N_{neu} = \frac{1}{1 - r_x - r_1} \int_{-\infty}^{+\infty} \operatorname{sgn}(t) (h_{i\beta 1n}^+(t) - h_{i\beta 1n}^-(t)) dt \quad (4.10)$$

Az N_{neu} -t visszahelyettesítve a 4.6 egyenletbe, megkaptuk a P_{1n} értéket, mely viszont a Bateman illesztés során meghatározott N_{β} értéktől függ. Így egy iterációs eljárást kellett alkalmaznom, melyet a 4.1. fejezetben tárgyaltam. Az N_{β} számítása során a β -részecskék energiájának küszöbértékét nem variáltam, hanem a neutronok válogatása során használt $E_{thr.} = 150$ keV fix értékét használtam. A kezdeti N_{β} érték meghatározásához a Möller és társai által számított elméleti P_{1n} értéket használtam a Bateman-illesztés során [75]. A gyakorlatban két-három iteráció elég volt ahhoz, hogy kisebb eltérések legyenek két iterációs lépés között, mint a statisztikai bizonytalansága a mért mennyiségeknek. A teljes folyamatot a 4.9. folyamatábrán mutatom be.

5. fejezet

A ^{70}Kr mag béta-bomlása

A ^{70}Kr mag β -bomlásának nagy statisztikájú vizsgálata céljából a 2.2 fejezetben bemutatott kísérletet végeztük el. A kísérleti adatok eseményválogatásának részleteit a 3. fejezetben mutattam be.

A kiértékelés során a felezési idő meghatározása külön figyelmet kapott. A magas statisztikának és az EURICA magas határfokának köszönhetően nem csak a pozitronok időkorrelációs görbéjének vizsgálatával, hanem az általam igazolt β -késleltetett γ -átmenetek időkorrelációs görbéjéből is a korábbiaknál pontosabban meg tudtam határozni a felezési időt.

A γ -spektroszkópiai vizsgálat során 15 β -késleltetett γ -átmenetet igazoltam, melyekből felépítettem az izotóp bomlási sémáját, 11 gerjesztett állapottal. A bomlási séma felépítése során az egyes nívók betöltésének arányából a Fermi és a Gamow-Teller átmenetek redukált átmeneti valószínűségeit is meg tudtam határozni, melyeket az elméleti számításokból származó értékekkel összehasonlítva információt nyertünk a ^{70}Kr mag alapállapotú alakjáról, illetve igazoltuk az úgynevezett pszeudo-SU(4) szimmetria egy részleges megjelenését a β -bomlás során.

A β -késleltetett proton kibocsátás vizsgálatára is lehetőségem adódott, mely során az ε_p első mérésén felül egy harmadik módszerrel is meghatároztam a ^{70}Kr mag felezési idejét.

5.1. Felezési idő

A korábbi felezési idő eredmények mind az ionok és a pozitronok időkorrelációin alapultak [43–45]. Mivel a ^{70}Br lánymag felezési ideje körülbelül csak kétszer hosszabb a ^{70}Kr mag felezési idejénél, ezért a pozitronok időkorrelációs görbéjének Bateman-illesztése során igen jelentős a lánymag

β -bomlásából származó pozitronok járuléka, ami szisztematikus bizonytalanságokhoz vezet. Az analízis során a szisztematikus bizonytalanságok csökkentése érdekében három különböző módszerrel határoztam meg a felezési időt [76]:

- a β -részecskék (pozitronok) időkorrelációs görbéjének Bateman-illesztésével,
- a β -késleltetett protonok időkorrelációs görbéjének exponenciális illesztésével,
- és az igazolt γ -átmenetek időkorrelációs görbéjének exponenciális illesztésével.

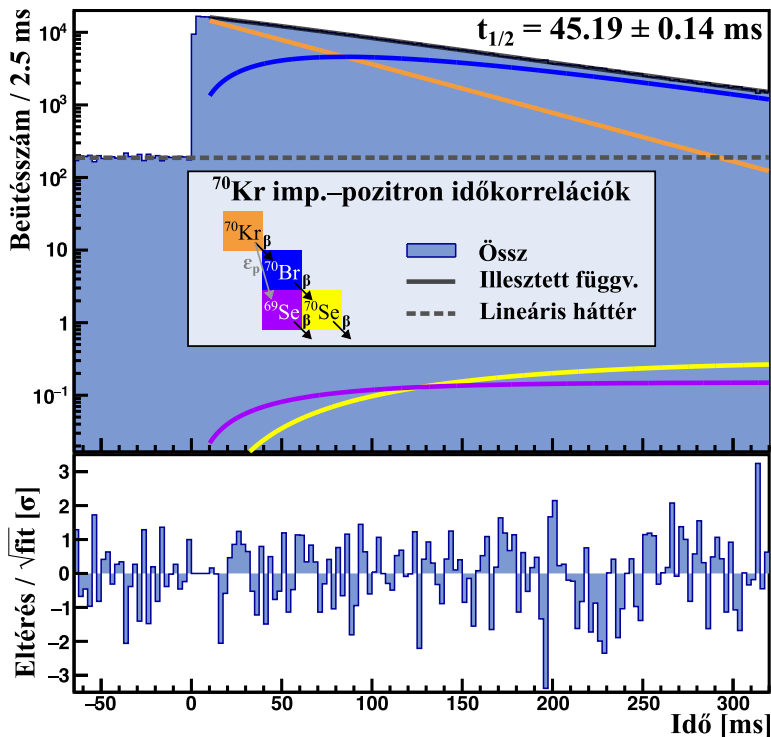
Az első két módszer nem teljesen független, a 4.1 és a 4.3 alfejezetekben ismertetett iterációs eljárást használtam, a felezési idő és a protonkibocsátási valószínűség párhuzamos meghatározásával.

Pozitronok időkorrelációs görbéje

A β -bomlások implantációkhoz viszonyított időbeli eloszlását (röviden időkorrelációs görbe) a 4.1. alfejezetben részletezett módon a Bateman-egyenlettel lehet matematikailag leírni. Ehhez ismerni kell a bomlási lánc tagjainak felezési idejét, illetve az esetleges elágazási arányokat (esetünkben a protonkibocsátási valószínűséget). A β -részecskéket és a protonokat a 3.4. alfejezetben ismertetett módon választottam el egymástól már az eseményválogatás során, így a protonkibocsátással járó események közvetlenül nem adtak járulékot a bomlási görbéhez, csak a ^{70}Se lánymag β -bomlásán keresztül. A protonok időkorrelációs görbéjét pedig egy külön analízisben a protonkibocsátási valószínűség meghatározásához használtam, majd az onnan kapott értéket használtam a bomlási lánc matematikai leírásához. A második iteráció és a szisztematikus bizonytalanságok vizsgálata után a

$$t_{1/2}^{i\beta} = 45.19 \pm 0.13^{\text{stat}} \pm 0.06^{\text{sys}} \text{ ms} = 45.19 \pm 0.14 \text{ ms}$$

felezési időre jutottam [77]. A függvényillesztés eredménye 5.1. ábrán látható.



5.1. ábra. A ^{70}Kr mag bomlása során $E_{\text{DSSD}} < 1400$ keV vágással meghatározott β -események időkorrelációs görbéjének illesztése. Az egyes izotópok aktivitását külön-külön színes vonalakkal, az illesztett háttérrel szaggatott szürke vonallal, míg a teljes illesztett függvényt folytonos fekete vonalal ábrázoltam. A hisztogram és az illesztett függvény különbségeit a statisztikus bizonytalanság arányában ábrázoltam az alsó ábrán.

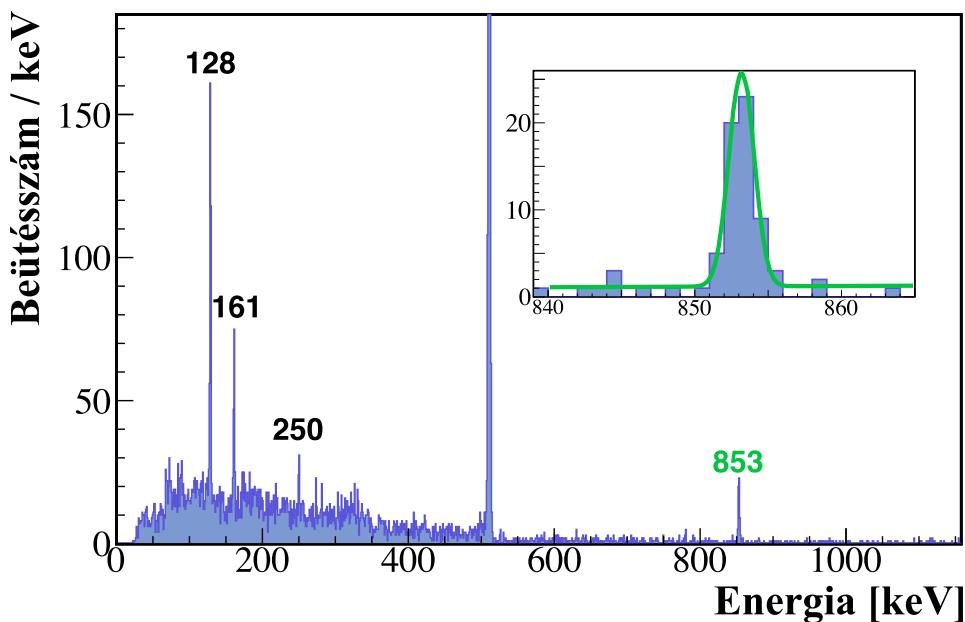
Protonkibocsátás

A proton kibocsátást kísérő γ -fotonok energiaspektrumának vizsgálata során egy szennyeződés (^{69}Kr magok) jelenlétére utaló csúcsot láttunk, mely az 5.2. ábrán jól látható $E_\gamma = 853$ keV energián¹.

A ^{69}Kr mag felezési ideje 28(1) ms és β -bomlása során ^{69}Br mag keletkezik, mely protonkibocsátás útján azonnal ^{68}Se magra bomlik [63].

A ^{69}Kr mag összes β -bomlása proton kibocsátással jár, és az általunk észlelt $E_\gamma = 853$ keV átmenet relatív intenzitása az összes β -bomláshoz képest $I_\gamma(853) = 53(7)\%$ [52]. Így a γ -csúcs területének meghatározása

¹ A szennyeződés legvalószínűbb forrása, hogy az implantáció során a $^{70}\text{Kr}(X, n)^{69}\text{Kr}$ reakció révén jöttek létre a ^{69}Kr magok.



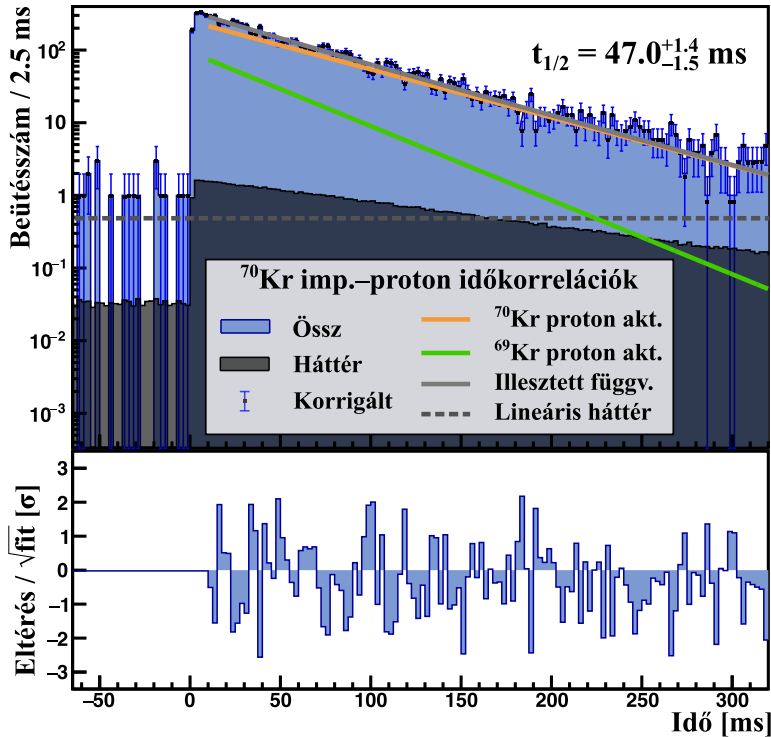
5.2. ábra. A ^{70}Kr mag β -késleltetett protonkibocsátásait kísérő γ -fotonok energiaeloszlása. A fekete címkével ellátott átmenetek a ^{69}Se ismert átmenetei, míg a zöld címkével ellátott a ^{68}Se ismert átmenete. A belső ábrán kinagyítva az utóbbi átmenet teljes energiás csúcsa, és annak területének meghatározásához alkalmazott Gauss-illesztés látható.

után az 5.1 egyenlet alapján a ^{69}Kr magok száma és a kibocsátott protonok száma is meghatározható.

$$N(^{69}\text{Kr}) = \frac{N_{\gamma}(853)}{\varepsilon_{\gamma}(853) I_{\gamma}(853)} = 1600 \pm 300 \quad (5.1)$$

A ^{70}Kr mag β -késleltetett protonjainak illesztése során a ^{69}Kr mag időkorrelációs görbét hozzávettem az illesztendő függvényhez. A felezési időt az irodalmi érték, a magszámot pedig az $N(^{69}\text{Kr})$ 95%-os konfidencia intervallumán szabad értékek tekintetem az illesztés során. Az iterációs eljárást az így módosított időkorrelációs görbével folytattam a 4.1 és a 4.3 alfejezetek alapján, és az illesztés eredménye az 5.3. ábrán látható.

A szisztematikus bizonytalanságok részletes vizsgálatát az 5.4. ábrán mutatom be. Az illesztés kezdetének variálása jelentős, de a statisztikus bizonytalanságtól elmaradó mértékű változást okozott a mért felezési időben (0.1 ms különbség a két véglet között). A protonok energiavágásának 7%-os variálása is csak 3%-os, a statisztikus bizonytalanságon belüli, változást



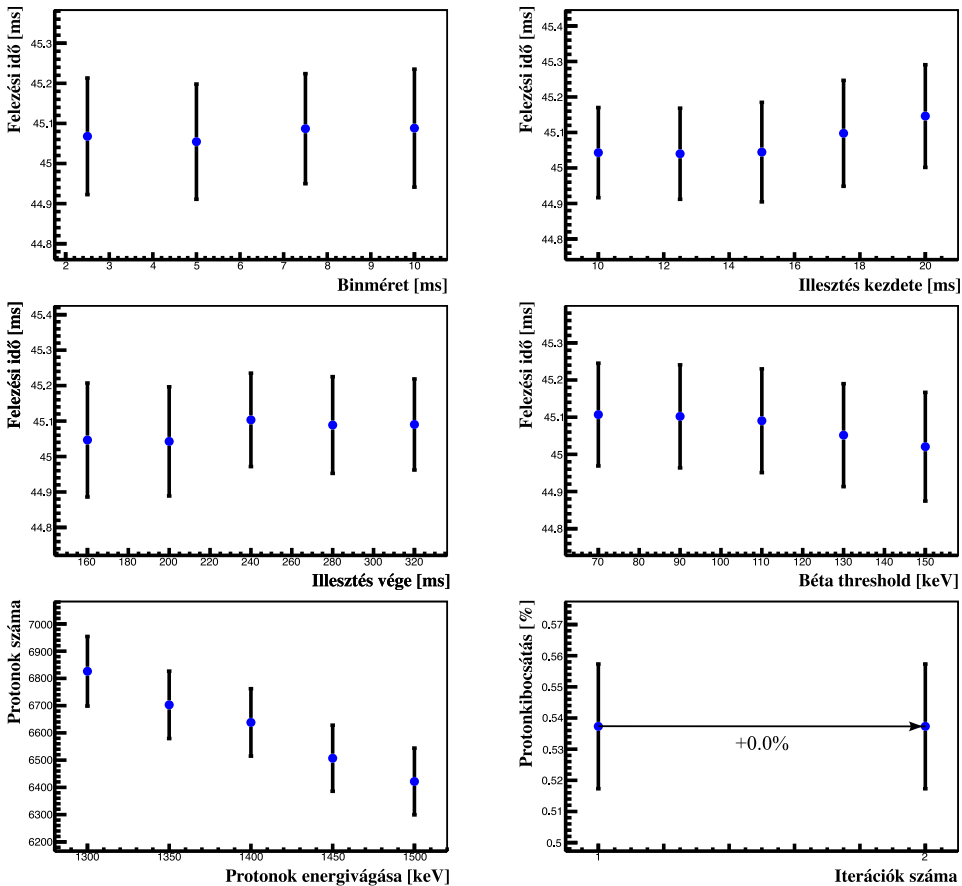
5.3. ábra. A ^{70}Kr bomlása során $E_{\text{DSSD}} > 1400$ keV proton kibocsátással járó β -események illesztése.

okozott a protonok számában. A második iteráció már nem okozott mérhető változást a vizsgált kimeneti értékekben, így a további iterációk szükségtelenek. A protonkibocsátási valószínűség $\varepsilon_p = 0.545 \pm 0.023$ %-nak adódott az iteráció végére (mely a szisztematikus bizonytalanságokat is tartalmazza), a felezési idő a protonok időkorrelációs görbéje alapján pedig

$$t_{1/2}^{ip} = 47.0 \pm 0.6 \begin{matrix} \text{stat} \\ \text{sys} \end{matrix} \begin{matrix} +1.2 \\ -1.4 \end{matrix} \text{ ms} = 47.0 \begin{matrix} +1.4 \\ -1.5 \end{matrix} \text{ ms}.$$

Gamma-átmenetek időkorrelációs görbéje

A harmadik módszerként a legintenzívebb β -késleltetett γ -átmenetek időkorrelációs görbéjének az exponenciális illesztését alkalmaztam a 4.2 alfejezet alapján. A felezési idő meghatározására vizsgált γ -átmenetek az 5.5 ábrán láthatók. A felezési időt külön-külön is meghatároztam az egyes átmenetekre, az 5.6 ábrán látható egy példa a felezési idő meghatározására, majd a időkorrelációs görbék összegére is megismételtem az analízist. A γ -átmenetekre

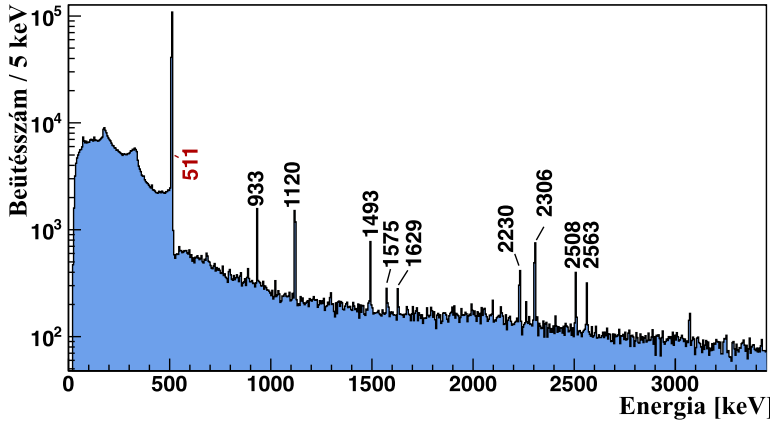


5.4. ábra. A ^{70}Kr mag felezési idejének vizsgálatának szisztematikus bizonytalanságai a teljes iterációs eljárás során.

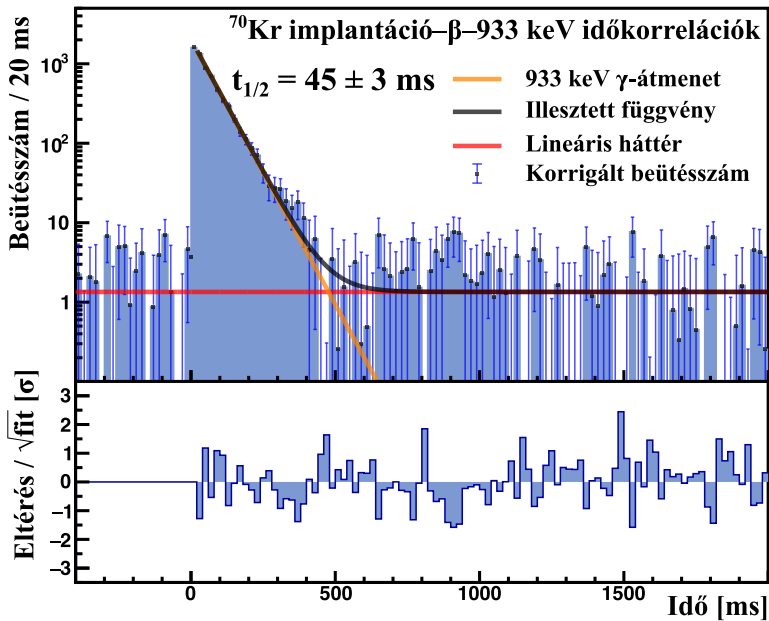
külön-külön kapott felezési időket az 5.7 ábrán mutatom be. Az összegzett időkorrelációs görbe alapján

$$t_{1/2}^{i\beta\gamma} = 44.9 \pm 0.7^{\text{stat}} \pm 0.9^{\text{sys}} \text{ ms} = 44.9 \pm 1.1 \text{ ms}.$$

Az egyes átmenetekre meghatározott felezési idők az összegzett időkorrelációs görbe alapján számolt felezési idővel konzisztensek, az 5.7 ábrán a sötét szürke vonallal jelölt 1σ , illetve világos szürke vonallal jelölt 2σ konfidenciaszinthez tartozó burkolót konzisztensen követik az értékek.



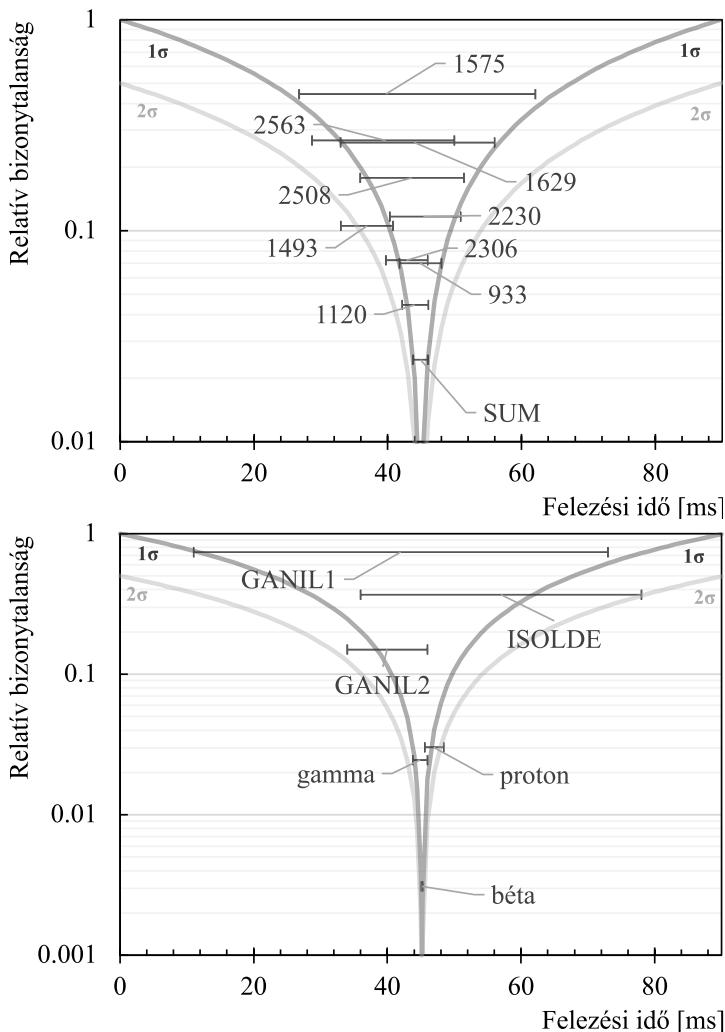
5.5. ábra. A ^{70}Kr mag β -bomlása során észlelt γ -fotonok energiaspektruma, melyen bejelöltem a felezési idő meghatározásához használt legintenzívebb γ -átmeneteket. Az 511 keV-es csúcs a pozitronok annihilációjából származik.



5.6. ábra. Az $E_\gamma = 933$ keV csúcs időkorrelációs görbéje, exponenciális függvény (narancssárga vonal) és lineáris háttér (piros vonal) összegének illesztésével.

Összefoglalás

A felezési időt három különböző módszerrel megmérve mind egymással, mind az irodalomban ismert eredményekkel konzisztens eredményt kaptam, ami jól látszódik az 5.7 ábrán. Így a ^{70}Kr mag új felezési idejének a pozitronok időkorrelációs görbéje alapján számított $t_{1/2}^{i,\beta} = 45.19 \pm 0.14$ ms értéket javaslom [77].



5.7. ábra. Felső ábra: az 5.5 ábrán jelölt γ -átmenetek alapján számolt felezési időt a relatív bizonytalanságok függvényében ábrázoltam, az összegzett időkorrelációs görbe alapján meghatározott értékkel összehasonlítva. Alsó ábra: az irodalomban ismert felezési időket és a három módszerrel meghatározott új értékeket ábrázoltam azonos módon [43–45].

5.2. Béta-késleltetett gamma-fotonok

A ^{70}Kr mag β -bomlása során keletkező, $N = Z$ mag (^{70}Br) gerjesztett állapotainak megismerése céljából három jelentős kísérletet végeztek korábban. Az első ilyen kísérlet során a Lawrence Berkeley National Laboratory ciklotronjával gyorsított ^{32}S nyalábot ütköztették egy ^{40}Ca céltárgyon, így $^{40}\text{Ca}(^{32}\text{S}, pn)^{70}\text{Br}$ reakcióval létrehozva az izotópot. A magasabb spinű állapotok vizsgálatára ($J \geq 8$) egy második kísérletet is végeztek $^{40}\text{Ca}(^{36}\text{Ar}, \alpha pn)^{70}\text{Br}$ reakcióval az Argonne National Laboratory ATLAS gyorsítójával. E két kísérlet során összesen 32 gerjesztett állapotból ($E_x < 22$ MeV és $J \leq 29$) álló nívósémát építettek fel, melyeket együtt publikáltak [78]. Egy későbbi kísérlet nem talált újabb nívókat [79].

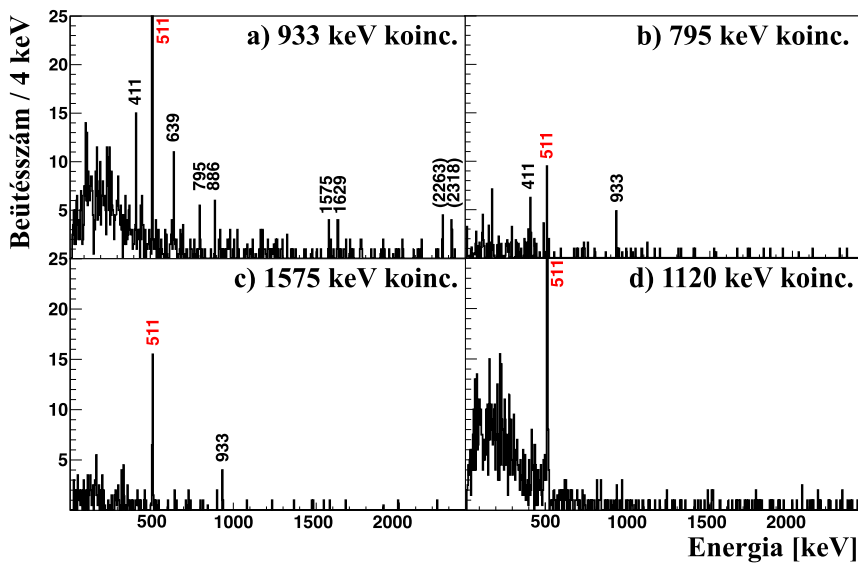
A korábban vizsgált páros tömegszámú $Z = N + 2$ magok alapján (pl. ^{62}Ge bomlási sémája [80, 81]) a β -bomlás során várunk egy nagy intenzitású Fermi-átmenetet ($S = 0$) a ^{70}Br 0^+ alapállapotára, ezenfelül jelentősen alacsonyabb intenzitással Gamow–Teller-átmeneteket ($S = 1$) az 1^+ állapotokra. Mivel egyetlen 1^+ állapotot sem láttak a korábbi kísérletek során, így több új 1^+ nívó felfedezését vártuk a β -bomlás során. A korábbi $^{70}\text{Kr} \rightarrow ^{70}\text{Br}$ β -bomlás kísérletek során pedig egyáltalán nem publikáltak a β -bomlást követő γ -átmeneteket [43–45].

A β -bomlást követő γ -foton kibocsátásokat a 4.2 alfejezetben részletezett módszerrel vizsgáltam. Először megvizsgáltam a legmagasabb statisztikájú γ -csúcsokat, melyek az 5.5 ábrán láthatóak. Az azonosított γ -átmenetek közül egyedül az $E_\gamma = 933$ keV átmenet volt ismert, mely a ^{70}Br mag első gerjesztett állapotának legerjesztődése során kerül kibocsátásra [78]. Ezt a nívót részben M1+E2 γ -átmenetekkel magasabb energiájú 1^+ állapotok is gerjeszthették, részben másodrendű tiltott átmenettel ($L = 2$, $\Delta I = 2$) közvetlenül is táplálhatta a β -bomlás. Így a többi γ -átmenet igazolásának és a nívóséma felépítésének ez az átmenet lett az egyik kiindulópontja.

Ebben a fejezetben bemutatom az átmenetek igazolásának folyamatát, a γ -kaszádok azonosítását, ezek alapján a nívóséma felépítését. Ezt követően a nívósémát és az abszolút γ -intenzitásokat felhasználva az egyes nívókra irányuló β -átmenetek intenzitásának, és az azzal analóg $\log ft$ értékeknek a meghatározását ismertetem. Végül az eredmények magelméleti értelmezését tárgyalom.

Nívóséma

A β -bomlás során keletkező mag nívósémájának felépítése három, nem teljesen független részfeladatból állt. Először azonosítani kellett a γ -átmeneteket, másodsor azonosítani kellett a γ -kaszádokat, harmadszor a szerzett információkkal konzisztens nívósémát kellett felépíteni. A γ -átmenetek azonosítását a 4.2 alfejezetben ismertettem. Az egyetlen irodalomban ismert átmenet az $E_\gamma = 933$ keV volt, így azt, valamint a felezési idő mérésére felhasznált nagyobb statisztikájú γ -átmeneteket használtam referencia átmeneteknek az analízis során. A további átmenetek keresése a már azonosított átmenetekkel való koincideneciák keresésével zajlott. Erre látható egy példa az 5.8 a) ábrán, ahol az $E_\gamma = 933$ keV átmenettel koincideneciában levő γ -fotonok energiaspektrumát ábrázoltam. Az ábrán a statisztikailag szignifikáns csúcsokat megkerestem, ezek potenciális γ -átmenetei a lánymag-nak. A kaszkádok felkutatása érdekében az újonnan megtalált γ -átmenetek koincidenecia-spektrumát is elkészítettem, melyre az 5.8 b) és c) ábráján látható két példa.



5.8. ábra. Az $E_\gamma = 933$ keV, 795 keV, 1575 keV és 1120 keV átmenetekkel koincideneciában levő γ -fotonok energiaspektruma.

Az 511 keV-es fotonok a pozitronok annihilációjából származnak, ám ezek időben szintén egyszerre történnek a β -bomlással, így szintén megjelennek a koincidenecia-spektrumban. Azokat a γ -átmeneteket, amik kölcsönösen koincideneciában álltak egymással, úgy tekintettem, hogy egy kaszkádhoz

tartoznak. Emellett számos olyan átmenetet is találtam, amik nem mutattak koincidenciát statisztikailag szignifikáns módon egyetlen másik γ -átmenettel se, erre látható egy példa a legintenzívebb $E_\gamma = 1120$ keV esetén az 5.8 d) ábráján, ezeket a továbbiakban egyedülálló átmeneteknek nevezem.

A nívóséma felépítése során az alábbiakból indultam ki:

- A 933 keV-es első gerjesztett állapot az irodalomból szilárdan ismert, és a saját adataim alapján sincs okom abban kételkedni.
- A kaszkádok összenergiáját nívójelölteknek tekintettem.
- Az egyedülálló γ -átmenetek energiájának megfelelő energiánál nívójelöltet neveztem ki, melyek más nívóra nem, csak egyenesen az alapállapotra gerjesztődnek le.

Ezek mentén azt a lehető legegyszerűbb nívósémát kerestem, mely ellentmondásoktól mentes, és az azonosított egyedülálló átmenetek és kaszkádok mindegyikét tartalmazza. Ehhez az $E_x = 933$ keV első gerjesztett állapotot vettem kiindulási pontnak, ugyanis az összes azonosított kaszkádban részt vett, amiből következik, hogy az összes kettős kaszkád ("C", "D", "E" jelzéssel az 5.9 ábrán) köztes nívója az $E_x = 933$ keV, míg a felső nívója az $E_x = E_\gamma + 933$ keV². Ezenkívül két darab hármás kaszkádot ("A", "B" jelzéssel az 5.9 ábrán) azonosítottam, ahol az első köztes energiaszint ugyanúgy a $E_x = 933$ keV kellett, hogy legyen, hiszen az $E_\gamma = 933$ keV átmenet is tagja volt a kaszkádnak. A másik köztes nívó azonosításához azt használtuk fel, hogy a két kaszkád csak egy átmenetben különbözött egymástól, az $E_\gamma = 411$ keV átmeneten is osztoztak. Így egy közös köztes nívó létezését feltételeztük $E_x = 933 + 411 = 1344$ keV energián. A felhasznált átmeneteket és a végeredményként kapott nívósémát az 5.9 ábrán bemutatom.

² A kaszkádok esetén a köztes nívók sorrendje nem mindig állapítható meg pusztán logikai következtetésekkel a koincidenciák vizsgálatából. Ehhez az abszolút γ -intenzitások nyújthatnak segítséget, hiszen az nem lehetséges, hogy egy nívóból kevesebb legerjesztődés történjen, mint amennyi táplálja azt. Emellett az analízis során az egyes nívók táplálásának és legerjesztődésének mérlege ellenőrzésre is szolgál a nívóséma igazolása során.

5.3. Redukált átmeneti valószínűségek

Az egyes állapotok spin-paritását és az őket tápláló átmenetek típusát a következők alapján határoztam meg:

- Az alapállapot spin-paritása a korábbi kísérleti eredmények alapján 0^+ [78].
- Az első gerjesztett állapot spin-paritása a korábbi kísérleti eredmények alapján 2^+ [78].
- Minden olyan gerjesztett állapot, melyre számottevő β -táplálást mértem ($\log ft < 5.9$), vélhetően egy engedélyezett Gamow–Teller átmenettel populált, és amennyiben az alapállapotra közvetlenül legerjesztődik, úgy 0^+ nem lehet, tehát spin-paritása (1^+).
- Azon állapotok, melyek erős β -táplálást mutatnak, engedélyezett átmenet eredményei kell hogy legyenek, de csak az alapállapotra gerjesztődnek le, így egészen biztosan 1^+ állapotok.
- Az $E_x = 1344$ keV állapot vélhetően (0^+) állapot, ugyanis nagyon gyenge a β -táplálása, és az alapállapotra közvetlenül nem gerjesztődik le.

A Fermi-féle és a Gamow–Teller-féle redukált átmeneti valószínűségeket a 4.2 fejezetben részletezett módon meghatároztam a ^{70}Kr mag β -bomlására.

A kapott β -táplálás ellenőrzésében segítségemre volt, hogy a Fermi-átmenetekre a $|\langle \Psi_f | \mathcal{M}_F | \Psi_i \rangle|^2$ mátrixelem vezetőrendben kizárólag az izobár analóg állapotok között nem zérus, arra viszont $B(F) = |N - Z|$ (amit *Fermi összegzési szabálynak* is nevezünk) értéket vesz fel, így egy úgynevezett szuperengedélyezett átmenetet eredményez [9, 10]. Ez által egyetlen átmenetre, modellfüggetlen módon tudjuk a kísérleti redukált átmeneti valószínűséget ellenőrizni. A ^{70}Kr magra $|N - Z| = 2$, tehát az egyetlen engedélyezett, az alapállapotokat összekötő, Fermi-átmenetnek $B(F; 0_1^+ \rightarrow 0_1^+) = 2$ elméleti megfontolásokból a β -erőssége. A kísérleti eredményekből az ezzel konzisztens $B(F) = 2.23(24)$ eredményre jutottam, mely azt jelenti, hogy az alapállapotra kísérletileg meghatározott β -táplálás konzisztens az elméletből várttal. Mivel azt nem közvetlenül mértem, hanem a gerjesztett állapotok β -táplálásának összegéből származtattam, ez azt is megerősíti, hogy a pandemonium effektus nem jelentős a kísérletünk során a gerjesztett állapotokra sem. Kijelenthető tehát, hogy $I_\beta > 0.5\%$ érzékenység

mellett a ^{70}Kr magnak a teljes bomlási sémáját meghatároztam, 10 új nívót azonosítva.

A Gamow–Teller átmenetekre is létezik összegzési szabály $\sum B(GT) = 3|N - Z|$ [82], viszont az számtalan állapotra eloszlik, így az összes GT átmenetet azonosítani kéne alkalmazásához. A 3 MeV feletti állapotok β -táplálását elnyomják a csökkenő f értékek – a 4.5 egyenlet átrendezéséből $I_\beta \sim fB(GT)$ –, illetve a nívók azonosítását lényegében ellehetetleníti 3 MeV felett a HPGe detektorok határfokának a meredek csökkenése, így a gyakorlati alkalmazása nehézségekbe ütközik.

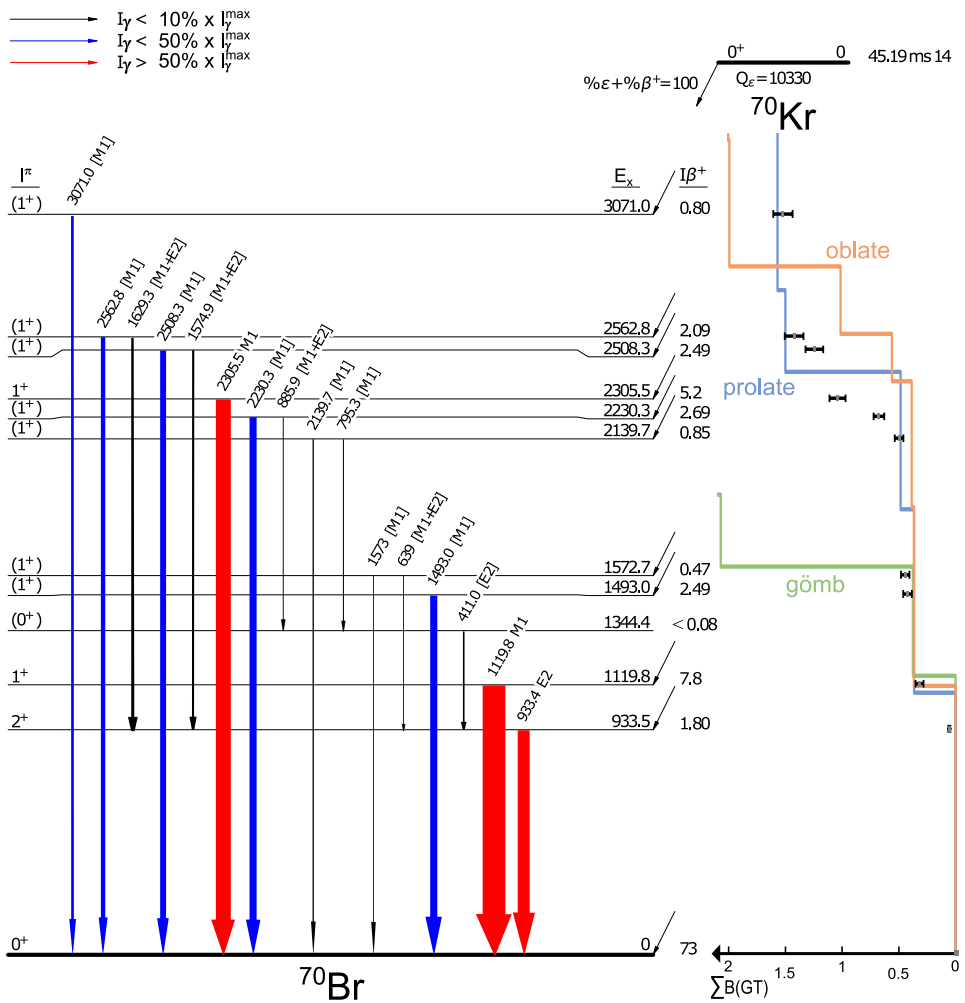
A $B(GT)$ eloszlása a különböző nívók között alkalmas arra, hogy elméleti számítások eredményeivel összehasonlítsuk, így bizonyos modellparamétereket megerősítsünk vagy elvessünk, melynek elméleti hátterét bemutattam az 1.2. alfejezetben. Az összegzett redukált átmeneti valószínűséget használtam az összehasonlítások során, ahol $[\sum B(GT)](x) \equiv \sum_{E_x=0}^x B(GT)$, melynek célja a kísérleti és elméleti energiaszintek közti kisebb különbségek elhanyagolása. A bomlási sémát, az egyes nívókra számított I_β értékekkel együtt az 5.10 ábrán ábrázoltam. Az ábra jobb oldalán a kísérleti $[\sum B(GT)](x)$ eredmények láthatóak elméleti számítások eredményeivel összehasonlítva.

Az összehasonlításhoz egy módosított héjmodell segítségével végezte a hullámfüggvények és a redukált átmeneti valószínűségek számítását a kollaborációnk egyik tagja (Piet Van Isacker, GANIL). A számítás részletei a [14] publikációban találhatóak, lényege, hogy a pseudo-SU(4) szimmetriát teljesítő Hamilton-operátorral és a szimmetriának megfelelően módosított héjakkal és alhéjakkal dolgozott. A sematikus Hamilton-operátor a pseudo-spintérben \tilde{d} pályákon (zérus energián), és \tilde{s} pályákon ($\epsilon_{\tilde{s}}$ energián) alapult, a nukleon-nukleon kölcsönhatást a delta kölcsönhatás izoskalár és izovektor csatornáival vette figyelembe, a deformációból származó elektromágneses tagot pedig egy kvadrupólus tag képviselte.

Három különböző számítást végeztünk a $B(GT)$ mátrixelemek eloszlásáról. Az első számítás során egy gömbszimmetrikus mag bomlását vizsgáltuk (az 5.10. ábrán zöld vonal), a második számítás során egy szivar alakú magot vizsgáltunk (az 5.10. ábrán kék vonal), míg az utolsó számítás során egy diszkosz alakú magot vizsgáltunk (az 5.10. ábrán narancssárga vonal). Mindhárom számítás során a Hamilton-operátor egyes kölcsönhatásainak együtthatóit úgy választottuk meg, hogy az $E_x(2^+_{+1}) - E_x(0^+_{+1})$ és $E_x(1^+_{+1}) - E_x(0^+_{+1})$ energiakülönbségek megegyezzenek a ^{70}Br mag esetén a kísérletileg meghatározottal, míg a ^{70}Kr magra pedig a kívánt deformációt kapjuk.

A gömbszimmetrikus esetben túl nagy mátrixelemeket kapunk 1.5 MeV környékétől, melyet a kísérleti eredmények nem támasztanak alá. A deformált magok esetén az *oblate* alak magasabb energiák felé tolja a $B(GT)$ eloszlását, de a kísérleti eredményeink bizonytalansága nem enged egyértelmű következtetést hozni a deformáció irányáról.

A deformációtól függetlenül viszont az 1_1^+ ($E_x = 1120$ keV) nivóra összpontosul a $B(GT)$ jelentős része mindhárom számítás során. A páros-páros $Z = N + 2$ magok β -bomlása esetén elméleti számítások alapján $B(GT; 0_1^+ \rightarrow 1_1^+) \approx \frac{2}{3}q^2 \approx 0.37$. A kísérleti eredmény $B(GT; 0_1^+ \rightarrow 1_1^+)^{\text{exp.}} = 0.26(3)$ megközelíti az elméletileg várt értéket, és körülbelül négyszeres növekedést mutat az ezzel a szimmetriával nem rendelkező, szintén $Z = N + 2$ mag ^{62}Ge bomlásának $B(GT; 0_1^+ \rightarrow 1_1^+)$ értékéhez képest. Így arra a következtetésre jutottunk, hogy a pszeudo-SU(4) szimmetria az $A = 58$ magok után újra megjelenik az $A = 70$ magok esetén, míg a köztük levő $A = 62$ és $A = 66$ esetekben jelentősen sérül [14].



5.10. ábra. A protonkibocsátással nem járó β -bomlások bomlási sémája, az ENSDF formátumának megfelelően [83]. A $\sum B(GT)$ értékeket az ábra jobb oldalán mutatom be, az elméleti számítások eredményeivel összehasonlítva. Részletek a szövegben.

6. fejezet

A ritkaföldfém-csúcs kialakulása

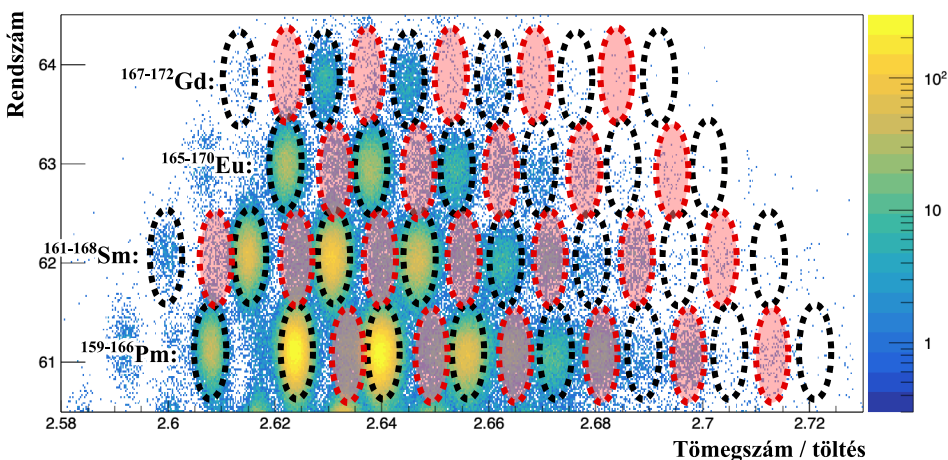
A REP kísérlet során a ritkaföldfém-csúcs kialakulásának megértése szempontjából jelentős régió izotópjainak létrehozását céloztuk meg Mumpower munkája alapján [36]. A mérés közvetlen célja a felezési idők ($t_{1/2}$) és az egyneutron-kibocsátási valószínűségek (P_{1n}) meghatározása volt a régióban. A kiértékelésem során vizsgált 28 izotóp ($^{159-166}\text{Pm}$, $^{161-168}\text{Sm}$, $^{165-170}\text{Eu}$ és $^{167-172}\text{Gd}$) magtartományán egyetlen kísérletet végeztek korábban a felezési idők mérésére. Wu és társai összesen 62 izotóp felezési idejét határozták meg¹, melyből 19 izotóp volt átfedésben az általam vizsgált izotópokkal [84]. A kísérletük szintén a RIKEN Nishina Center intézetben, ^{238}U elsődleges nyalábbal történt, az ebben a dolgozatban korábban bemutatott WAS3ABi és EURICA detektorrendszer segítségével, így a neutronok vizsgálatára nem volt lehetőségük. A mi kísérletünk így két módon különbözött, először is neutrondúsabb izotópokra koncentráltunk – melyeknek nagyobb az asztrofizikai jelentősége –, és másodsor a P_{1n} értékek mérését is elvégeztük.

Ebben a fejezetben bemutatom a kísérleti eredményeimet, azokat ahol lehetséges összehasonlítom a Wu és társai által közöltekkel és a legkorszerűbb elméleti számítások jóslataival. Végül bemutatom az új kísérleti értékek hatását az r -folyamat számított előfordulási gyakoriság görbéjére és ismertetem azon izotópokat, melyek bomlási paraméterei érzékenyen befolyásolják a létrejövő előfordulási gyakoriságokat [85].

¹ Wu és társai kísérleti berendezése nem volt alkalmas a β -késleltetett neutronok vizsgálatára, így a Bateman-illesztések során az elágazási arányokra elméleti számítások eredményeit használták, így szisztematikus hibával terheltek lehetnek.

6.1. A bomlási paraméterek

A kísérlet kiértékelése során a koktélnyaláb izotópjainak egyértelmű azonosítása kihívást jelentett, ugyanis ahogy a 6.1 részecske azonosítási ábrán (PID) is látszódik, az egyes izotópok nem különültek el teljesen egymástól a hagyományosan használt azonosítási ábrán. A teljesen ionizált izotópokon felül vélhetően egy vagy több elektront is magával ragadó ionok (úgynevezett töltés állapotok) is átjutottak a BigRIPS szeparátorban, ugyanis a PID ábrán a teljesen ionizált izotópok között is ionok jelentek meg, azonos mért Z értékkel, de $A/Q = A/(Z - 1)$ értékkel, a 6.1 ábrán pirossal kiemelve.

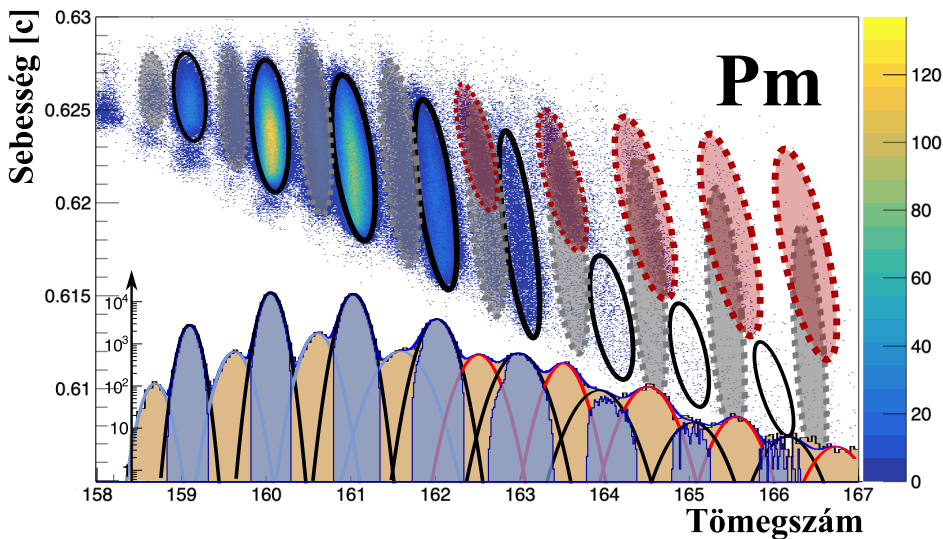


6.1. ábra. Az izotópok grafikus válogatása a PID ábrán. A fekete szaggatott vonallal jelölt magok a teljesen ionizált ionokat, míg a piros szaggatott vonalak a töltésállapotokat jelölik.

A megbízható izotópozonosítás kulcskérdés volt a kiértékelés során, ezért a 2.1 alfejezetben bemutatott módszerhez egy további lépést hozzáadva, három dimenzióban történt az ionok azonosítása és grafikus vágása. A harmadik dimenzió az ionok sebessége volt, mely a különböző izotópokra más-más eloszlású, ezért segítséget nyújtott az egyes izotópok, és a töltésállapotok elkülönítésében. Az izotópozonosítás így két lépésben történt. Először a hagyományos PID ábrán a 6.1 ábrán látható módon kijelöltem az egyes izotópokat, majd az egyes rendszámokra külön-külön létrehoztam az ionok sebességét a tömegszámuk függvényében ábrázoló diagramokat. Ezeken az ábrákon szintén grafikus vágásokkal kijelöltem az izotópokat, ügyelve arra, hogy csak az egyéb izotóptól jól elkülöníthető foltokat tartalmazza a grafikus vágás.

A második lépést a prométium izotópok példáján mutatom be a 6.2 ábrán, mely alsó felén a tömegszám tengelyére vett projekciót ábrázolom logaritmikus skálán. A nagy intenzitású magok ($^{159-163}\text{Pm}$) esetén a módszer elsődleges előnye, hogy tágabb grafikus vágás mellett se kell tartanunk az átfedő szennyeződésektől. Az alacsonyabb intenzitású magok ($^{164-166}\text{Pm}$) esetén viszont olyan nagy mértékű a töltésállapotok átfedése, hogy a nagy sebességű ionok teljes elhagyása teszi egyáltalán lehetővé az izotópok tiszta válogatását. A többi rendszám esetén is hasonló tendenciákat találtam.

A kiértékelés során így csak azokat az implantációkat használtam fel, amelyekhez rendelt ionok mind a tömegszám/töltés–rendszám, mind a tömegszám–sebesség diagramon teljesítették a grafikus vágást.



6.2. ábra. A felső ábrán az izotópok grafikus válogatása látható a tömegszám–sebesség diagramon. Fekete folytonos vonallal a tisztán az általunk vizsgált izotópokat, piros szaggatott vonallal a töltésállapotokat, míg szürke szaggatott vonallal a szomszédos rendszámokból átszóródó izotópokat jelöltem. Az $A = 158 - 160$ tartományon alacsonyabb sebességgel is észleltünk ionokat, ezek eredete ismeretlen, így elhagytam őket. Az alsó ábrán az x-tengelyre való vetület látható, logaritmikus skálán. Narancssárgával az összes prométium izotópként azonosított ionok számát, míg kézzel az egyes grafikus vágásokat teljesítő ionok számát jelöltem. A narancssárga hisztogramot Gauss-függvények összegével megillesztettem (a felső ábrának megfelelő színhasználattal), hogy az egyes prométium izotópok és a szennyeződések hozzájárulásait összehasonlíthatóvá tegyem. Jól látható, hogy az összes izotóp esetén jelentős átfedések láthatók a szennyeződésekkel, és a $^{164-166}\text{Pm}$ magok esetén csak a statisztika jelentős csökkentésével tudtam elválasztani a töltésállapotokat.

A kiválasztott 28 izotóp felezési idejét ($t_{1/2}$) és egyneutron-kibocsátási valószínűségét (P_{1n}) meghatároztam a 4.1 és a 4.4 alfejezetekben ismertetett módon az implantáció- β és az implantáció-(β -neutron) korrelációk segítségével. Sok bomlás esetén a bomlási lánc tagjainak felezési ideje is csak nagy bizonytalansággal ($>10\%$) volt ismert az irodalomban², így a gadolíniummal kezdve rendszám szerint csökkenő sorrendben haladtam, és ahol lehetséges volt, ott már az irodalmi értékeknek a saját eredményeimmel vett súlyozott átlagát használtam a bomlási lánc tagjainak felezési idejére.

A meghatározott eredményeket a 6.1 táblázatban összegeztem. A szisztematikus bizonytalanságok jelentős része a bomlási lánc további tagjainak felezési idejének bizonytalanságából származott, ugyanis sok esetben a 10%-ot is meghaladta azok relatív hibája. A jellemzően aszimmetrikus szisztematikus bizonytalanságokat a 4.1. fejezetben részletezett módon, az illesztési paraméterek variációjával vizsgáltam, és a 6.1 táblázatban a szimmetrikus statisztikai bizonytalanságtól elkülönítettem. A ¹⁶⁰Pm mag példáján bemutatom a szisztematikus hibák vizsgálatát a 6.3 ábrán.

6.1. táblázat. A REP kísérlet során vizsgált izotópok felezési ideje ($t_{1/2}$) és egyneutron-kibocsátási valószínűsége (P_{1n}), a β -bomlások számát (N_β), és az észlelt egyneutron-kibocsátások száma (N_{neu}). A csillaggal (*) jelölt izotópok felezési ideje esetén felmerül a hosszú életidejű izomerek jelenléte, a kereszt (†) jellel ellátott felezési idő pedig a szövegben részletezett két módszer súlyozott átlagából származik.

Izotóp	$t_{1/2} \pm \sigma_{\text{stat}} \pm \sigma_{\text{sys}}$ [ms]	$P_{1n} \pm \sigma_{\text{tot}}$ [%]	$N_\beta \pm \sigma_{\text{tot}}$	$N_{\text{neu}} \pm \sigma_{\text{stat}}$	
¹⁵⁹ Pm	1648† ±5	+43 -42	≤ 0.55	19660±1255	16±18
¹⁶⁰ Pm*	874 ±2	+16 -12	≤ 0.11	128508±1414	-21±47
¹⁶¹ Pm	724 ±2	+20 -12	1.09±0.11	106391±906	608±50
¹⁶² Pm	467 ±2	+38 -18	1.79±0.19	36128±599	344±29
¹⁶³ Pm*	362 ±5	+42 -30	5 ^{+0.73} _{-0.74}	5427±284	139±15
¹⁶⁴ Pm	280 ±10	+37 -31	6.18 ^{+1.8} _{-1.79}	733±59	23±6
¹⁶⁵ Pm	297 ±27	+108 -97	13.26 ^{+6.23} _{-6.15}	122±24	8±3
¹⁶⁶ Pm	228 ±42	+124 -104	≤ 51.58	29±10	3±2
¹⁶¹ Sm	4349† ±13	+425 -441	≤ 2.69	996±441	(-2±4)
¹⁶² Sm	3369† ±13	+200 -303	≤ 1.04	28620±1735	(44±22)

Folytatás a következő oldalon.

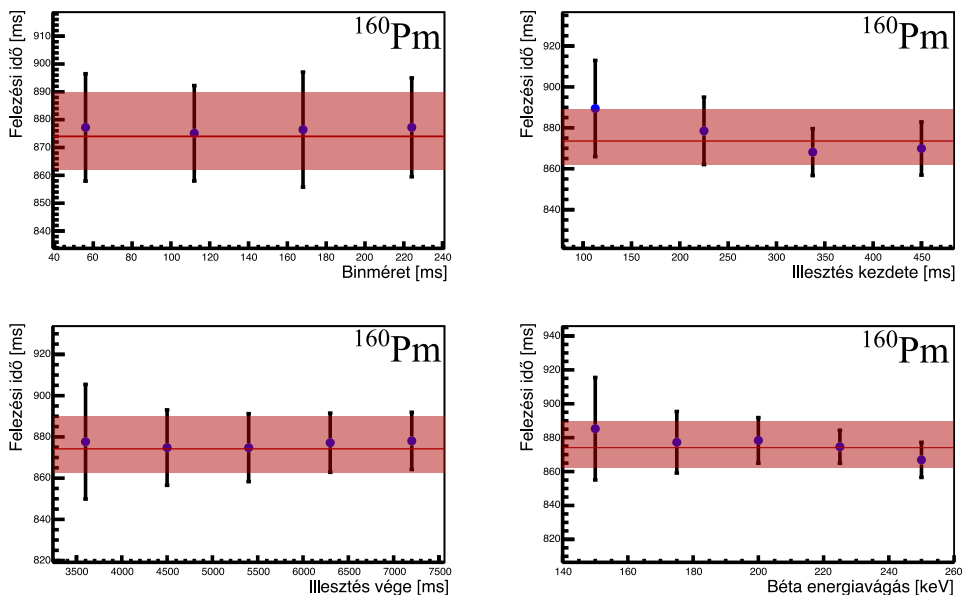
² Az irodalmi értékeket a National Nuclear Data Center (Brookhaven National Laboratory) adatbázisából és/vagy Wu és társai eredményeiből használtam [83, 84].

A 6.1 táblázat folytatása.

Isotóp	$t_{1/2} \pm \sigma_{\text{stat}} \pm \sigma_{\text{sys}}$ [ms]	$P_{1n} \pm \sigma_{\text{tot}}$ [%]	$N_{\beta} \pm \sigma_{\text{tot}}$	$N_{\text{neu}} \pm \sigma_{\text{stat}}$	
¹⁶³ Sm	1744 ±9	⁺¹⁸⁰ ₋₂₀₄	≤ 0.14	41806±1044	(-28±25)
¹⁶⁴ Sm	1422 ±8	⁺⁵³ ₋₅₈	≤ 0.65	29667±742	(42±18)
¹⁶⁵ Sm	592 ±8	⁺⁵⁰ ₋₅₄	1.36±0.4	5002±230	37±11
¹⁶⁶ Sm	396 ±12	⁺⁵⁵ ₋₆₂	4.38 ^{+1.25} _{-1.38}	1021±205	24±5
¹⁶⁷ Sm	334 ±25	⁺⁷⁹ ₋₇₄	≤ 16.06	178±95	6±3
¹⁶⁸ Sm	353 ±52	⁺²⁰³ ₋₁₅₆	≤ 21	46±13	2±1
¹⁶⁵ Eu*	2163 ±18	⁺¹³⁸ ₋₁₁₉	≤ 0.41	15050±535	2±12
¹⁶⁶ Eu	1277 ±10	⁺⁹⁹ ₋₁₄₅	0.63±0.17	16060±504	51±14
¹⁶⁷ Eu	852 ±10	⁺⁷⁵ ₋₅₃	1.95±0.38	6678±265	67±12
¹⁶⁸ Eu	440 ±11	⁺⁴⁷ ₋₄₆	3.95±0.83	1666±32	34±6
¹⁶⁹ Eu	389 ±28	⁺⁸⁸ ₋₈₃	14.62 ^{+5.82} _{-5.09}	189±40	14±4
¹⁷⁰ Eu	197 ±32	⁺⁶⁷ ₋₆₄	≤ 23.43	39±8	1±2
¹⁶⁷ Gd	2269 ±153	⁺¹⁸¹¹ ₋₉₇₆	≤ 12.09	219±79	(3±3)
¹⁶⁸ Gd	2947 ±44	⁺⁴⁶⁵ ₋₃₈₄	≤ 0.76	4420±336	(2±4)
¹⁶⁹ Gd*	926 ±23	⁺⁹² ₋₉₉	≤ 0.67	1557±130	0±3
¹⁷⁰ Gd	675 ±24	⁺⁹¹ ₋₇₁	≤ 2.95	803±38	4±4
¹⁷¹ Gd	392 ±35	⁺¹⁴¹ ₋₁₃₁	≤ 9.78	126±24	3±2
¹⁷² Gd	163 ±38	⁺¹⁰⁶ ₋₉₁	≤ 49.61	18±9	1±2

A 6.1 táblázatban a háttérlevonás miatt a neutronok száma esetén negatív értékek is megjelennek. Azon izotópok esetén melyekre a $Q_{\beta n} < 0$ a Möller és társai számításai alapján, tehát a β -késleltetett neutronkibocsátás elméletileg tiltott, zárójelbe helyeztem a neutronok számát a 6.1 táblázatban [19]. A P_{1n} értékek bizonytalanságai esetén a teljes bizonytalanságot jelöltem, mely tartalmazza a neutrondetektálási hatásfok statisztikus és szisztematikus bizonytalanságát, illetve az N_{β} statisztikus és szisztematikus bizonytalanságát is a neutronok számának statisztikus bizonytalansága mellett. Amennyiben a relatív bizonytalanság meghaladta az 50%-ot, csak felső határértéket adtam meg, 95%-os konfidenciaintervallum mellett.

Néhány izotópnál (¹⁶⁰Pm, ¹⁶³Pm, ¹⁶⁵Eu és ¹⁶⁹Gd) a szisztematikus bizonytalanságok becslése során a függvényillesztés tartományának variálásától jelentősebb (de mindenhol 2σ alatti) függését találtam a felezési időnek,

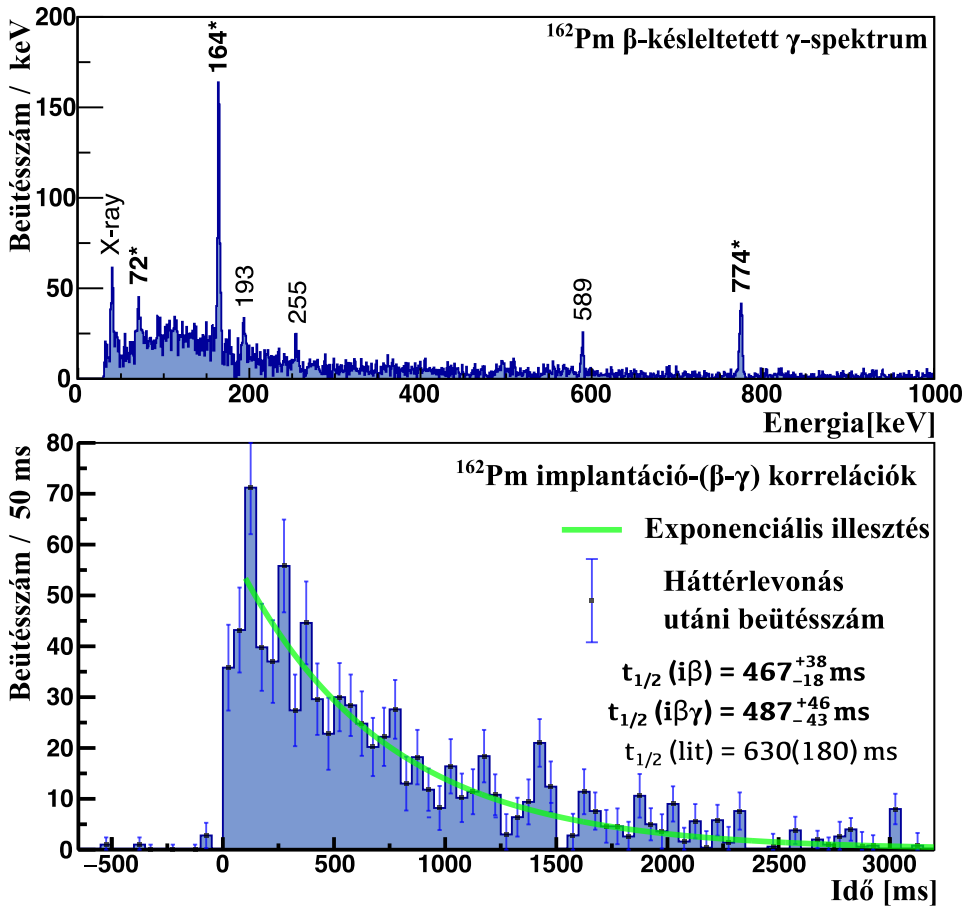


6.3. ábra. A szisztematikus hibák vizsgálata a ^{160}Pm mag felezési ideje esetén. Piros vonallal a publikált felezési időt ($t_{1/2}(^{160}\text{Pm}) = 874_{-12}^{+16}$ ms), halvány piros téglalappal annak teljes bizonytalanságát ($\pm 1\sigma$) jelöltem. Az illesztés kezdetétől a középértékek 1σ -n kívüli függését tapasztaltam, ami hosszú felezési idejű izomer jelenlétére utalhat a bomlási sor valamely tagjának esetén.

ami hosszú életű izomerek ³ jelenlétére utalhat. A ^{160}Pm esetén Orford és társai fel is fedeztek korábban egy >100 ms felezési idejű izomer állapotot $E_x = 190(11)$ keV gerjesztési energián [87]. A 6.3 ábrán látható, hogy az illesztés kezdetének függvényében csökkenő tendenciát mutat a kapott felezési idő, de a középértékek közti különbségek éppen hogy meghaladják az 1σ értéket, így a mérési módszerünk bizonytalansága még önmagában is magyarázhatja az anomáliát. Az izomer állapotok esetleges hatását az alapállapot felezési idejére a szisztematikus hiba magában foglalja, az érintett izotópokat csillag (*) jellel láttam el a 6.1 táblázatban.

Ezenfelül három izotópnál (^{159}Pm , ^{161}Sm és ^{162}Sm) a felezési idő bizonytalanságának csökkentése céljából egy független felezési idő értéket is meghatároztam úgy, hogy a ^{159}Nd , ^{161}Pm és ^{162}Pm mint anyagok bomlását vizsgáltam, és mind az anyagok, mind az elsődlegesen vizsgált lányma-

³ Az izomer állapotok egy adott izotóp olyan gerjesztett állapotai, melyek γ -átmenetei az összes alacsonyabban fekvő állapotra erősen tiltottak, ezért a szokásos gerjesztett állapotokétól eltérően hosszú felezési idővel rendelkeznek. Az általunk vizsgált magtartományban korábban számos izomert találtak [86, 87].



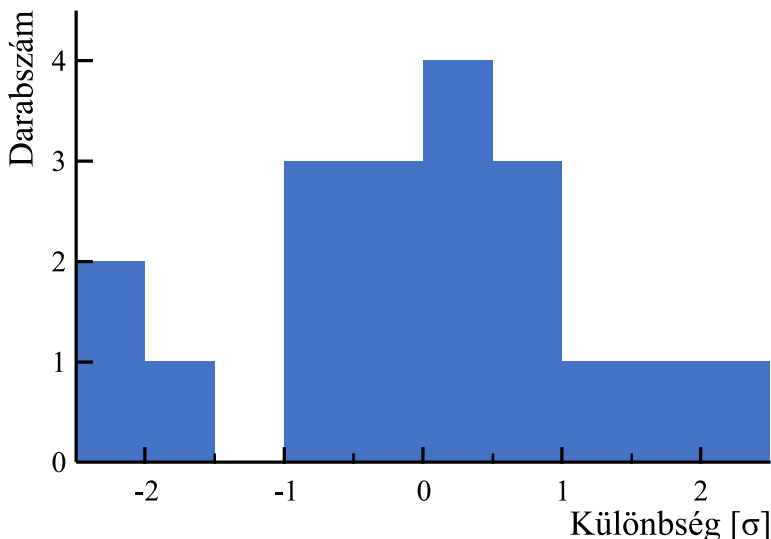
6.4. ábra. A ^{162}Pm mag β -késleltetett γ -fotonjainak energiaspektruma látható a felső ábrán. A felezési idő meghatározása a csillaggal megjelölt átmenetek alapján történ. Az illesztés eredménye az alsó ábrán látható az implantáció- β korreláción alapuló eredménnyel, illetve a Wu és társai eredményével összehasonlítva.

gok felezési idejét szabad paraméterként tekintetem a Bateman illesztés során. A több szabad paraméter természetesen nagyobb szisztematikus bizonytalanságokat eredményez, ezért csak ennél a néhány nagy statisztikájú magnál tudtam alkalmazni. A végső felezési idő a két módszerrel mért eredmény hibákkal súlyozott átlaga lett, ezeket kereszt (\dagger) jellel láttam el a 6.1 táblázatban.

A régióban három izotóp ($^{161,162,163}\text{Pm}$) esetén rendelkezésre állt elegendő γ -esemény ahhoz, hogy γ -átmeneteit azonosítsam, és azok alapján a felezési időt szintén meghatározzam a 4.2 fejezetben ismertetett módszerrel [88]. Egy példa a β -késleltetett γ -spektrumok vizsgálatára és az azonosított

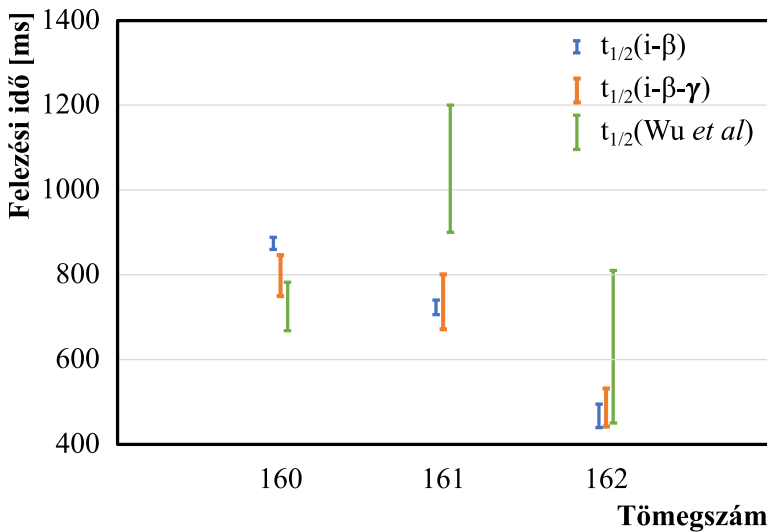
átmenetek alapján a felezési idő meghatározására a 6.4 ábrán látható a ^{162}Pm magra.

A Wu és társai által korábban meghatározott és az új eredmények közti különbségeket σ -ban kifejezve gyakorisághistogrammon ábrázoltam a 6.5 ábrán. A 19 izotópból 16 esetén a különbségek 2σ -n belüliek, és a különbségek eloszlása is konzisztens egy zérus középpontú 1σ szórású Gauss-eloszlással. A ^{160}Pm , a ^{161}Pm és a ^{168}Eu izotópok esetén azonban 2σ -n kívüli eredményekre jutottunk. Bár a különbségek nem érik el a 3σ -t, ám tisztán statisztikai alapon a 19 izotópból valószínűtlen, hogy 3 esetén is ekkora eltérést kapjunk. A $^{161,162,163}\text{Pm}$ magokra a 6.6 ábrán összehasonlítottam a implantáció- β korrelációk alapján számolt, az implantáció- $(\beta-\gamma)$ korrelációk alapján számolt és a Wu és társai által számolt felezési időket. A ^{160}Pm esetén a $t_{1/2}^{ib\gamma}(^{160}\text{Pm}) = 798 \pm 48$ ms nem döntőerejű, ám a ^{161}Pm esetén kapott $t_{1/2}^{ib\gamma}(^{161}\text{Pm}) = 736 \pm 65$ ms az új eredményt erősíti, majdnem 2σ különbséget mutat Wu és társai eredményéhez képest. A ^{161}Pm esetén konzisztensek az eredmények. A különbségek részben statisztikus, részben szisztematikus eredetűek is lehetnek, például ha a Bateman-illesztések során más paramétereket használtak Wu és társai.



6.5. ábra. A Wu és társai eredményeinek és ennek a munkának az eredményeinek a különbsége mindkettőnk által vizsgált 19 izotóp esetén, a mérési bizonytalanságok nagyságával kifejezve (σ).

A felezési idő értékeket emellett három elméleti számítás eredményeivel is összehasonlítottam a 6.7 ábrán, mely számításokat az 1.2 alfejezetben

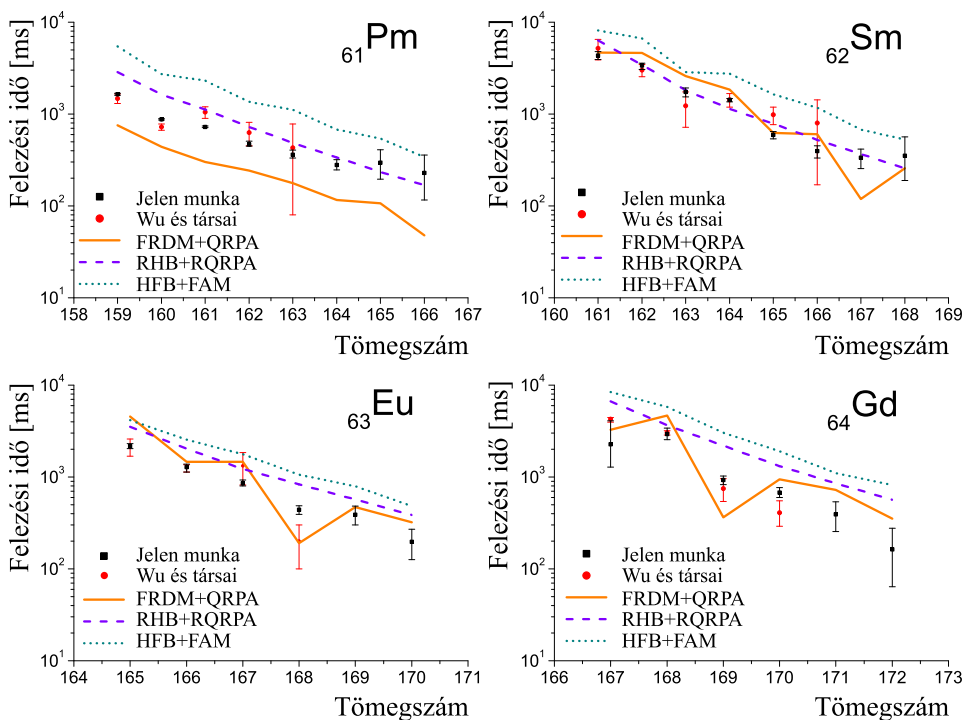


6.6. ábra. Az implantáció- β korrelációk alapján számolt (kék hibasáv), az implantáció- $(\beta-\gamma)$ korrelációk alapján számolt (narancssárga hibasáv) és a Wu és társai által számolt (zöld hibasáv) felezési idők 1σ bizonytalanságai a $^{161,162,163}\text{Pm}$ magokra,

ismerttettem. A Möller és társai FRDM+QRPA számítása a szamárium, európium és gadolínium izotópok felezési idejét szinte bizonytalanságokon belül leírja, ám a prométium izotópokét következetesen alábecsüli. A Marketin és társai RHB+RQRPA számítása a prométium és a szamárium izotópokét többnyire bizonytalanságokon belül becsüli, ám az európium és a gadolínium izotópokét következetesen felülbecsüli. A Ney és társai HFB+FAM számítása pedig az összes izotóp felezési idejét jelentősen felülbecsüli.

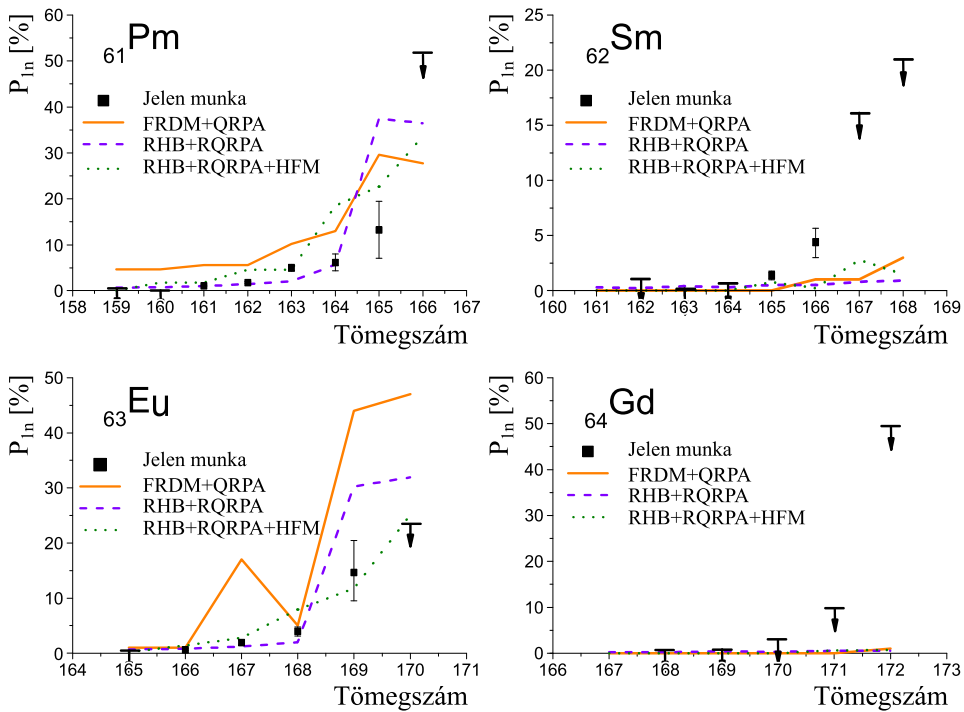
A β -késleltetett egyneutron-kibocsátási valószínűségeket először határoztam meg az összes izotópra. A kapott értékeket szintén 3 számítás eredményével hasonlítottam össze a 6.8 ábrán, mely számításokat az 1.2 alfejezetben ismerttettem. Az FRDM+QRPA számítások a páratlan rendszámú prométium és európium izotópokra általánosságban felülbecsülik a P_{1n} értékeket, és a ^{167}Eu izotópra egy kísérletileg nem látott anomáliát mutat. A páros rendszámú magokra ezzel szemben drasztikusan alábecsüli a P_{1n} értékeket, igaz a gadolínium izotópokra az alacsony statisztika miatt csak felső határokat adtam meg. Az RHB+RQRPA és RHB+RQRPA+HFM számítások a páratlan rendszámú magok P_{1n} értékeit és tendenciáit sokkal jobban követi, de a páros rendszámú izotópokét szintén rendre alábecsüli.

A munkám során 19 izotópra javított, míg 9 izotópra teljesen új felezési idővel gyarapítottam a bomlási paraméterek ismeretét, és mind a 28 izotópra



6.7. ábra. A kísérlet során vizsgált 28 izotóp felezési ideje (fekete négyzetek), ahol elérhető volt, ott Wu és társainak a korábbi kísérleti eredményeivel (piros karikák) összehasonlítva. Emellett három elméleti számítás eredményeit is mutatom az adott izotópok felezési idejére, részletek a szövegben [19–21].

először határoztam meg a P_{1n} értékeket. Az eredményeim alapján kijelenthető, hogy a régióban a P_{1n} értékek elméleti modellezése jelentős korrekciókra szorul. A P_{1n} értékek ekkora eltérése az elméleti jóslatoktól vélhetően abból származik, hogy a β -bomlás Gamow–Teller komponensének átmeneti valószínűségeit ($B(GT)$) pontatlanul becslik az alkalmazott modellek. Éppen ezért javaslatot tettünk ezen magtartományon a $B(GT)$ értékek közvetlen mérésére irányuló kísérletek elvégzésére a *Total Absorption Spectroscopy* (TAS) technikával [89].



6.8. ábra. A kísérlet során vizsgált 28 izotóp β -késleltetett egyneutron-kibocsátási valószínűsége (fekete négyzetek). Emellett három elméleti számítás eredményeit is mutatom az adott izotópok P_{1n} értékeire, részletek a szövegben [19, 20, 22].

6.2. Az előfordulási gyakoriságok

A kollaborációnk asztrofizikus tagjait felkértük, hogy az új bomlási paraméterek hatását vizsgálják meg az r -folyamat során keletkező izotópok eloszlását meghatározó hálózatszámításokra. Itt egy kivonatot fogok bemutatni az alkalmazott módszerekről, és a legfontosabbnak vélt eredményekről, míg a munka teljes terjedelmében a [85] publikációban található.

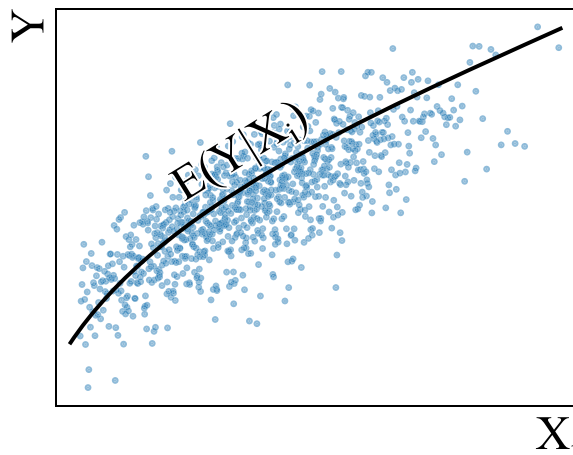
Az új kísérleti eredmények és bizonytalanságuk alapján varianciaalapú érzékenységszámítást végeztünk [90], hogy meghatározzuk az r -folyamat során keletkező magok előfordulási gyakoriság görbéjének (továbbiakban előfordulások) a bomlási paraméterek bizonytalanságra való érzékenységét.

Az eredményül kapott előfordulásokat és bizonytalanságukat ezenfelül a régióban egyetlen – Wu és társai által végzett [84] – kísérlet felezési idejei alapján számolt előfordulásokkal is összehasonlítottuk, hogy ezzel az új felezési idők hatását mérjük. A kísérletileg korábban nem vizsgált izotópok

esetén az FRDM+QRPA jóslatait használtuk [19], a P_{1n} értékekre pedig mindkét számítás során az új kísérleti eredményeket használtuk.

Az érzékenységszámítás során Monte-Carlo módszert használtunk, azaz véletlenszerű bemeneti paramétereket generáltunk a kísérleti eredmények alapján meghatározott középvértékekkel és a mérési bizonytalanságot Gauss-eloszlással modelleztük. Nagy számú generált paraméter halmazzal lefuttatva a hálózatszámításokat az egyes paraméterekre való érzékenység külön-külön becsülhetővé válik. Ennek számszerűsítésére bevezettük az elsőrendű érzékenységi index ($S_i^{(1)}$) fogalmát, mely a 6.1 képlet alapján számolható. A magasabb rendű érzékenységi indexek ebben a munkában nem kapnak hangsúlyt, azok célja a kettő vagy több paraméter együttes hatásának vizsgálata.

$$S_i^{(1)} = \frac{V_i(Y)}{V(Y)} = \frac{V(E_{i \neq j}(Y|X_i))}{V(Y)} \quad (6.1)$$



6.9. ábra. A variációalapú érzékenység indexek számítása az X_i bemeneti paraméterek függvényében ábrázolt Y kimeneti paraméter vizsgálatával történik. Az egyes rögzített X_i értékekre számolt várható értéket fekete görbével jelöltem. Ennek a variációja adja a Monte-Carlo becslését a $V_i(Y)$ értéknek.

A 6.1 képletben a $V(Y)$ a modellünk egy tetszőleges Y kimeneti paraméterének varianciáját jelenti a teljes paraméterhalmazra, míg a $V_i(Y)$ a kizárólag az i . bemeneti paraméterből származó varianciát jelöli. A gyakorlatban ezt úgy számoltuk ki, hogy az X_i minden kiosztott értékére az $X_{i \neq j}$ paraméterek variálásával számoltuk ki az Y várható értékét, és annak X_i szerinti varianciája adta a Monte-Carlo becslést a $V_i(Y)$ értékre, ezt mutatja

be az egyenlet második formája. A számításhoz használt $E_{i \neq j}(Y|X_i)$ görbe meghatározását a 6.9 ábrán egy példa mentén bemutatom.

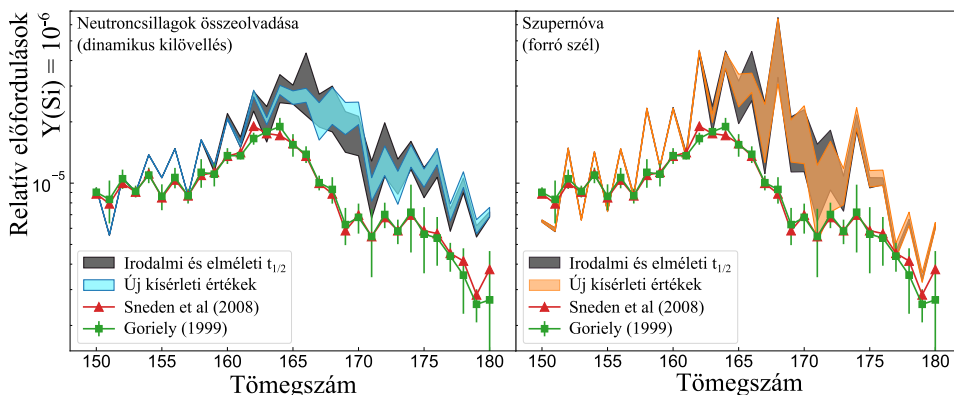
Az irodalomban már többször használták az érzékenységszámítás eljárását, többnyire elméleti magfizikai paramétereknek a teljes r -folyamat előfordulásaira gyakorolt hatása vizsgálatára [91–94]. Ebben a munkában a kísérleti $t_{1/2}$ és P_{1n} értékeknek a ritkaföldfém-csúcs (REP) előfordulásaira gyakorolt hatására koncentráltunk. Módszerünk előnye a korábbi munkákhoz képest először, hogy a variancia számítása nem feltételez se lineáris, se monoton függést a kimeneti paraméterekben a bemeneti paraméterektől. Másodszer, hogy a kísérleti bizonytalanságok hatását az egyes kimeneti tömegszámokra külön-külön vizsgáltuk. Harmadszor, hogy lehetőségünk volt a magasabb rendű összefüggések vizsgálatára is, vagyis több bemeneti paraméter együttes hatásának vizsgálatára.

A számításokat a kifejezetten erre a célra fejlesztett PRISM algoritmussal végeztük el, melynek részletes leírása a [95] kéziratban található. Az algoritmust Mumpower és társai, illetve Côté és társai közösen fejlesztették ki, hogy a neutroncsillagok összeolvadása során keletkező előfordulási görbét modellezzék [96, 97]. Munkánkban az r -folyamat két legígéretesebb asztrofizikai környezetét szimuláltuk, az első a neutroncsillagok összeolvadását követő úgynevezett hideg dinamikus kilövellés, a második a szupernóvák összeomlását követő úgynevezett neutrínók által hajtott forró szél⁴. A dinamikus kilövellés környezeti paramétereit, és azok trajektóriáját Vassh és társai munkájából vettük [98], mely két korábbi szimuláción alapszik [99, 100]. A forró szél környezeti paramétereit pedig Mumpower munkája alapján rögzítettük [91]. A magfizikai paraméterek (mint például a felezési idők, P_{1n} értékek, neutron befogási valószínűségek, maghasadás valószínűsége és a hasadványok eloszlása) megegyeznek a Sprouse és társai 2021-es munkájában használtakkal [101], kivéve ahol új kísérleti eredmények elérhetővé váltak, ideértve a jelen munkában bemutatott eredményeket. A kísérleti értékek keresésére az AME2016 és a Nubase2016 adatbázisokat használtuk [102, 103].

⁴ A hideg dinamikus kilövellés kifejezés arra utal, hogy a neutroncsillagok maguk olyan dinamikusan ütköznek egymásnak, hogy külső rétegeik leszakadnak és a csillagközi térbe távoznak, miközben a folyamat a szupernóvához képest alacsony hőmérsékleten zajlik. A szupernóvák esetén ezzel szemben magfizikai eredetű a kilövellés, ugyanis a csillag magjának összeomlása során keletkező neutrínók lökik ki végül a külső rétegeket a csillagközi térbe.

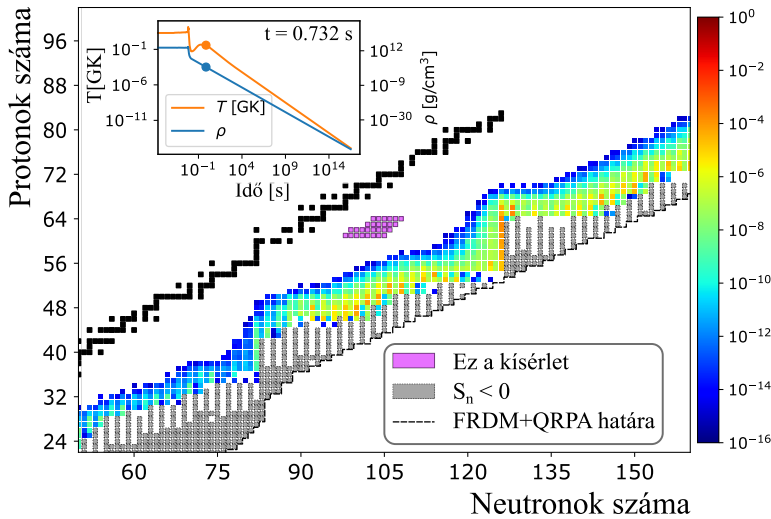
Eredmények

Először a 6.10 ábrán mutatom az érzékenysgszámítás során kapott 2σ bizonytalanságát az előfordulásoknak a $^{159-166}\text{Pm}$, $^{161-168}\text{Sm}$, $^{165-170}\text{Eu}$, és $^{167-172}\text{Gd}$ izotópok felezési idejének és P_{1n} értékeinek variálásával. A 6.10 ábra baloldalán a neutroncsillagok összeolvadását követő dinamikus kilövellés, a jobboldalán a szupernóvákat követő forró szél asztrofizikai környezetét mutatom be. Az egyes ábrákon az egyszínű (kék, illetve narancssárga) sávok az új felezési idők variálásával, a szürke sávok pedig a korábbi irodalmi értékek [84], és az elméleti értékek [19] variálásával készültek ugyanezen 28 izotópra, míg a P_{1n} értékekre mindenhol az új kísérleti értékekre szorítkoztunk. A Naprendszerben megfigyelhető előfordulási görbét szintén ábrázoltam Sneden és társai (piros háromszögek, [24]) és Goriely (zöld négyzetek, [104]) munkája alapján. A kapott előfordulási görbék úgy lettek skálázva, hogy a dinamikus kilövellés görbéje $A = 157$ -nél megegyezzen a naprendszerbélivel.



6.10. ábra. A számított előfordulási görbék bizonytalanságai a REP környékén, a két asztrofizikai környezet esetén. Az új $t_{1/2}$ értékek hatása a színes sávokon (kék, illetve narancssárga) látható a szürkével jelzett irodalmi értékekhez képest. Részletek a szövegben.

A megfigyelhető naprendszerbéli előfordulások görbéjével nem mutat jó egyezést egyik számítás se, de ne feledjük, a bizonytalanságok itt kizárólag a 28 izotóp bomlási paramétereit képviselik, nem pedig a teljes bizonytalanságát a számításoknak. A munka során az a célunk, hogy a kísérletileg elérhető régió izotópjainak hatását vizsgáljuk az előfordulási görbére, így a továbbiakban amikor az előfordulások bizonytalanságairól írok, akkor kifejezetten a variáció hatásait értem alatta.



6.11. ábra. Az r -folyamat ösvényének egy pillanatképe a kifagyási szakasz kezdetén, a neutroncsillagok összeolvadása esetén. A belső ábrán a környezet paramétereinek időbeli változása, és a pillanatkép elhelyezkedése láthatóak.

A 6.10 ábra mutatja, hogy a dinamikus kilövellés esetén látványosan csökkent az előfordulások bizonytalansága az új felezési idők figyelembevételével az egész $A = 162$ -176 tartományon. A hatás kifejezetten jelentős az $A = 162$ -166 és az $A = 169$ -172 tartományokon. A forró szél környezetben kevésbé jelentős a hatás, de az $A = 165$ -167 és $A = 169$ -170 tartományokon jól látszódik az új adatok jelentősége.

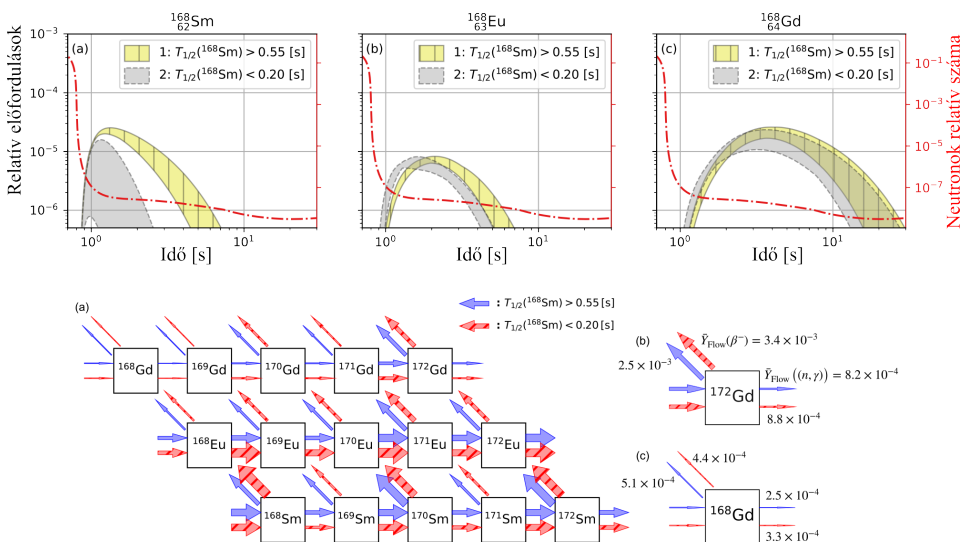
A 6.11 ábrán az r -folyamat ösvényének egy pillanatképe látható a hálózat-számításaink alapján a neutroncsillagok összeolvadása esetén. A kísérletünk során vizsgált izotópok lila négyzetekkel lettek kiemelve, míg a relatív előfordulásai az egyes izotópoknak logaritmikus színskálával látható.

Az egyes izotópok bomlási paramétereinek egyedi hatását a korábban bemutatott elsőrendű érzékenységi indexekkel ($S^{(1)}$) számszerűsítettük. A munka során az $A = 168$ -173 tartomány egyes tömegszámainak a variációjára koncentráltunk, ugyanis ott mindkét asztrofizikai környezetben jelentős az előfordulások érzékenysége a vizsgált bomlási paraméterekre. Az eredmények táblázatos formában a publikált kézirat függelékében találhatóak [85]. Azt láttuk, hogy egyetlen szamárium izotóp (^{168}Sm) és a gadolínium magok ($^{167-172}\text{Gd}$) magparamétereik adják az előfordulások bizonytalanságának döntő többségét a vizsgált tömegtartományon mindkét asztrofizikai környezetben, míg a prométium és az európium izotópok a neutroncsillagok összeolvadása esetén egyszer se, a szupernóva esetén pedig csak egyedül a

^{169}Eu P_{1n} értéke lépi át az $S^{(1)} = 10\%$ küszöböt.

Az egyes tömegszámokra a felezési idők és a P_{1n} értékek érzékenységi indexeit összegezve kaptuk a $S^{(1)}(t_{1/2})$ és $S^{(1)}(P_{1n})$ indexeket, mellyel a paraméterek fajtáinak hatását tudtuk összehasonlítani. Általánosan elmondható, hogy a P_{1n} értékekre érzéketlenek az előfordulások neutroncsillagok összeolvadása esetén, a legmagasabb $S^{(1)}(P_{1n}) \approx 11$ az $A = 171$ tömegszámnál. A szupernóva környezetben az alacsonyabb neutron-sűrűség miatt megnő az érzékenysége a P_{1n} értékekre, de az továbbra is jelentősen elmarad a felezési idők hatásától.

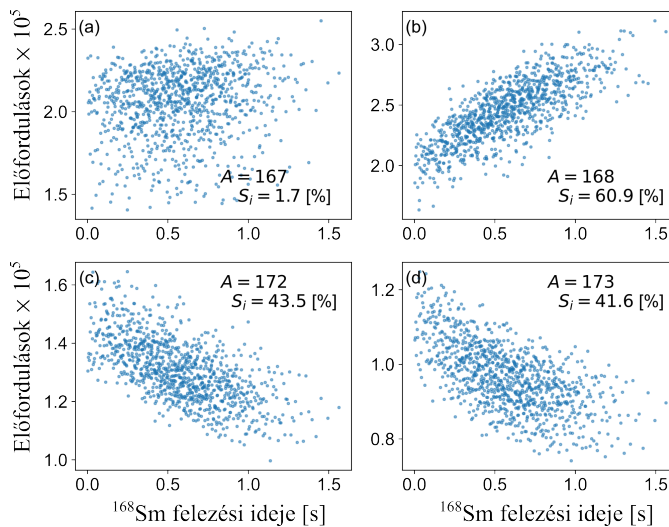
Külön kiemelkedik a ^{168}Sm felezési ideje, mely a neutroncsillagok összeolvadása esetén az $A = 168$ és $A = 169$ tömegszámokra, míg a szupernóva környezetben az $A = 172$ kivételével az összes vizsgált tömegszámra az érzékenységi indexek többségét adja.



6.12. ábra. A felső ábrákon az előfordulások időbeli változása látható a ^{168}Sm , ^{168}Eu és ^{168}Gd izotópokra. A sárga görbe a hosszú, míg a szürke a rövid felezési idejű esetet mutatja. Az alsó ábrán az egyes reakció csatornák integrált gyakoriságait ábrázoltam a két esetre, kék nyilakkal a hosszú, míg piros nyilakkal a rövid felezési idő esetén.

A ^{168}Sm mag különleges jelentőségének megértésére a felezési idejének 1σ bizonytalanságának két végét vizsgáltuk, vagyis hogy az 1) hosszabb, mint 0.55 másodperc, illetve 2) rövidebb mint 0.20 másodperc. Külön-külön megvizsgáltuk a relatív előfordulások időbeli eloszlását, illetve az egyes reakció csatornák integrált gyakoriságát. A 6.12 ábra felső során a ^{168}Sm és

annak lánymagjának, illetve unokamagjának az időbeli előfordulási görbét mutatom. Az ábrán emellett feltüntettem a neutronok relatív gyakoriságát is, mely az elsődleges oka a felezési idő jelentőségének. Mint látható, a hosszabb felezési idő (sárga görbe) a ^{168}Eu keletkezését eltolja az alacsonyabb neutron-sűrűségű szakaszába a kifagyásnak. Az alsó ábrán jól látható az integrált gyakoriságokból, hogy a ^{168}Sm a kifagyási szakaszban egy várakozási pontként viselkedik, ugyanis miközben a hosszabb felezési idő eltolja a ^{168}Eu lánymag keletkezését, nem nő jelentősen a saját neutronbefogásainak a száma. Megfordítva, a rövidebb felezési idő esetén (piros nyilak) a hamarabb keletkező ^{168}Eu magnak és a magasabb neutron-sűrűségnek köszönhetően az európium magok keletkezése jelentősen eltolódik az (n, γ) reakciók által a nehezebb tömegetartományba.



6.13. ábra. A ^{168}Sm mag felezési idejének korrelációi az $A = 167$; 168 ; 172 és 173 előfordulásokkal a neutroncsillagok összeolvadása esetén.

A ^{168}Sm mag hosszabb felezési ideje az $A = 168$ tömegszámok előfordulását így jelentősen növeli, a magasabb tömegszámokét (pl. $A = 172$ és $A = 173$) viszont csökkenti. Ezen összefüggések jól láthatóak az előfordulások korrelációin a ^{168}Sm felezési idejével, melyeket a 6.13 ábrán megmutatok a ^{168}Sm felezési idejére érzéketlen $A = 167$ előfordulásokéval együtt. A ^{168}Sm felezési idejének hatása az előfordulásokra tehát abból származik, hogy egy várakozási pontként viselkedik, és keletkezése a neutron-sűrűség gyors csökkenésével pont egybeesik.

Összegezve az érzékenységszámítás módszerével vizsgáltuk az új kísérleti eredmények hatását az előfordulási gyakoriságokra a ritkaföldfém-csúcs

környékén, és a fennmaradó bizonytalanságok hatásait vizsgáltuk a görbe bizonytalanságaira. Azt találtuk, hogy az új eredmények jelentősen csökkentették a görbe bizonytalanságait. Az érzékenységi indexek vizsgálatával arra jutottunk, hogy egyes magparaméterek hatása nagyságrendileg nagyobb a többinél, mely egybeesik azzal, hogy a hálózatszámítás valójában egy túlparametrizált matematikai probléma, ahol sokkal több a bemeneti paraméter (sok ezer magfizikai paraméter), mint a vizsgálható kimeneti paraméter (kevesebb mint száz előfordulási gyakoriság). Tehát ezen kulcsparaméterek azonosítása után, az egyes magok célzott vizsgálatával lehetőségünk van az előfordulások bizonytalanságait szignifikánsan csökkenteni. Így a magtartományban új kísérletek elvégzésére tettünk javaslatot, ahol izotópok tucatjai helyett elegendő lenne néhány kulcsmag minél precízebb vizsgálatára koncentrálni.

7. fejezet

Összefoglalás

Disszertációmban két, a RIKEN Nishina Center kutatóintézetben végzett, radioaktív ionnyalábos kísérlet eredményeit tárgyalom [41]. A kísérletek során rövid (50 ms és 5 másodperc közti) felezési idejű izotópokat állítottunk elő a β -bomlásuk és a β -késleltetett részecskekibocsátásuk vizsgálatának céljából. A bomlási paramétereik – mint felezési idő, bomlási sémák, $\log ft$ értékek, protonkibocsátási és neutronkibocsátási valószínűségek – további vizsgálatok alá estek magelméleti és/vagy asztrofizikai motivációk okán. A következőkben röviden összefoglalom a kísérletek jellemzőit és bemutatom eredményeimet.

7.1. A ^{70}Kr mag béta-bomlása

A ^{70}Kr mag β -bomlásának vizsgálatához teljesen ionizált ^{78}Kr elsődleges nyalábot használtunk $I_{\text{nyaláb}} = 40$ pA átlagos intenzitással. Az elsődleges nyalábot egy 5 mm széles ^9Be céltárgyra irányítottuk $E_{\text{kin}} = 345$ MeV/nukleon mozgási energiával, hogy így protondús izotópokat hozzunk létre a ^{78}Kr mag fragmentációja által. A keletkezett izotópokat a BigRIPS szeparátorral azonosítottuk és a kísérletünk számára érdekes magokat tartalmazó nyalábot elválasztottuk [54]. Az elválasztott nyalábot a három réteg x és y irányban szegmentált szilícium detektorból álló WAS3ABi implantációs állomásban állítottuk meg [55]. A kísérlet során összesen $N_{\text{imp}}(^{70}\text{Kr}) = 1\,603\,610$ mag beágyazódását észleltük. A WAS3ABi detektort a beágyazódott ionok, a β -eseményekből származó pozitronok, és a β -késleltetett protonok észlelésére használtuk, mely eseményeket a leadott energiájuk nagysága alapján különböztettük meg egymástól. A ^{70}Kr β -bomlása során kibocsátott γ -átmeneteket a 84 HPGe detektorból álló EURICA detektorrendszerrel

mértük [56].

A kísérleti adatok alapján implantáció- β , implantáció- β - γ , implantáció- β - γ - γ , implantáció-proton és implantáció-proton- γ időkorrelációs eseményeket hoztunk létre a β -bomlás jellemzőinek meghatározásához. Első lépésként a β -események időkorrelációs görbéjének Bateman-illesztésével meghatároztam a ^{70}Kr mag felezési idejét. Ezután a β -késleltetett protonkibocsátási valószínűséget határoztam meg a detektorban protonként azonosított események számlálásával. A protonok időkorrelációs görbéjének háttérlevonás utáni exponenciális illesztésével szintén meghatároztam a ^{70}Kr mag felezési idejét. A β -késleltetett γ -átmenetek vizsgálatával harmadjára is megmértem a ^{70}Kr mag felezési idejét, a Compton-levonás utáni időkorrelációs görbéjük exponenciális illesztése által.

A lánymag (^{70}Br) nívósémájának felépítéséhez a γ -kaszkádot a β -késleltetett γ - γ koincidenciák segítségével vizsgáltam. Az egyes nívók β -táplálásának számítását azzal a feltételezéssel végeztem, hogy a γ -táplálások negatív mérlege a nívóra közvetlenül érkező β -átmenetekből származik. A $\log ft$ értékeket és a redukált átmeneti valószínűségeket – $B(F)$ a Fermi átmenetekre, és $B(GT)$ a Gamow-Teller átmenetekre – a mért β -táplálások alapján számoltam.

A kísérleti adatok alapján a következő eredményekre jutottam. Három módszerrel meghatároztam a ^{70}Kr mag felezési idejét. A β -részecskék alapján meghatározott felezési idő ($t_{1/2}^{i\beta} = 45.19 \pm 0.14$ ms) konzisztens a másik két módszerrel mért eredménnyel, és az irodalmi értékekkel is, míg utóbbiakhoz képest ötvenszer precízebb [76, 77]. Elsőként mértem meg a ^{70}Kr protonkibocsátási valószínűségét ($\varepsilon_p = 0.545 \pm 0.023$ %) [77]. Egy részleges bomlási sémát sikerült felépítenem 10 új nívóval ($I_\beta > 0.5\%$ érzékenység mellett) és 15 új γ -átmenettel [77]. Az egyes nívók $\log ft$ értékeit és a redukált átmeneti valószínűségeket szintén meghatároztam [14, 77].

A redukált átmeneti valószínűségeket elméleti számítások eredményeivel hasonlítottam össze. Az elméleti számítások során az atommag állapotainak leírása a héjmodell keretein belül történt pszeudo- $SU(4)$ szimmetria feltételezésével [16, 17]. A sematikus Hamilton-operátor a pszeudo-spintérben \tilde{d} pályákon (zérus energián), és \tilde{s} pályákon ($\epsilon_{\tilde{s}}$ energián) alapult, a nukleon-nukleon kölcsönhatást a delta kölcsönhatás izoskalár és izovektor csatornáival vette figyelembe, a deformációból származó elektromágneses tagot pedig egy kvadrupólus tag képviselte. Három számítást végeztünk, ahol a Hamilton-operátor paramétereit úgy hangoltuk, hogy 1) gömbszimmetrikus, 2) szivar alakú, 3) diszkosz alakú hullámfüggvényt kapjunk a ^{70}Kr mag alapállapotára, és hogy a ^{70}Br mag első gerjesztett 1^+ és 2^+ állapotai min-

den esetben egyezzenek a kísérleti eredményekkel. A pszeudo-spintérben a transzformált Gamow–Teller operátorral kiszámoltuk a $B(GT)$ redukált átmeneti valószínűségeket a sematikus Hamilton-operátor saját állapotaira, mely a ^{70}Br egyes állapotainak felelt meg.

A kísérleti eredmények és az elméleti $B(GT)$ számítások összehasonlításával arra jutottunk, hogy a ^{70}Kr mag alapállapota vélhetően deformált, minthogy a gömbszimmetrikus esetben a $B(GT)$ sokkal alacsony energiájú állapotok között oszlott el, mint azt a kísérleti adatok alapján láttuk. A különbség a prolate és az oblate eset között viszont túl kicsi volt ahhoz, hogy a kísérleti eredményekkel összevetve egyértelműen dönthessünk a deformáció irányáról [14, 77]. Mindhárom számítás során azt találtuk, hogy a $B(GT)$ eloszlása az első gerjesztett 1_1^+ ($E_x = 1120$ keV) állapotra koncentrált, ami a pseudo- $SU(4)$ szimmetriát teljesítő GT operátor kiválasztási szabályainak közvetlen következménye. Az elméleti jóslat a szimmetria tökéletes teljesülése esetén $B(GT; 0_1^+ \rightarrow 1_1^+)^{\text{th.}} = \frac{2}{3}q^2 \approx 0.37$, amit jól közelít a kísérleti eredmény $B(GT; 0_1^+ \rightarrow 1_1^+)^{\text{exp.}} = 0.26(3)$. Így arra a következésre jutottunk, hogy a pseudo- $SU(4)$ szimmetria látványos sérülése után az $A = 62$ és $A = 66$ magok esetén, az $A = 70$ magokra az újra megjelenik [14, 77].

7.2. A ritkaföldfém-csúcs kialakulása

A második kísérlet során elsődleges nyalábnak ^{238}U ionokat használtunk $I_{\text{nyaláb}} = 60$ pA átlagos intenzitással. Az ionnyalábot 5 mm vastag ^9Be céltárgyra irányítottuk $E_{\text{kin}} = 345$ MeV/nukleon mozgási energiával, így indukált maghasadással neutronos magok keletkeztek. A keletkezett magokat a BigRIPS segítségével elválasztottuk és azonosítottuk [54]. A célunk egy olyan magokból álló kóktélnyaláb létrehozása volt, melyek nagy valószínűséggel a ritkaföldfém-csúcs keletkezésében kulcsszerephez jutnak [36]. A szeparált nyalábot az öt réteg x és y irányban szegmentált szilícium detektorból álló AIDA implantációs állomásra irányítottuk [58, 59]. Az AIDA detektor segítségével észleltük az ionok beágyazódását, és a β -bomlásokból származó elektronokat, és azokat a leadott energiájuk nagysága alapján választottuk el egymástól. Az implantációs állomást a BRIKEN neutronszámlálóval vettük körbe, mely 140 db ^3He gázzal töltött proporcinális számlálót tartalmazott egy polietilén mátrixba beágyazva [57, 61]. Két nagy tisztaságú germánium detektort is elhelyeztünk a β -késleltetett γ -fotonok észlelésére, továbbá a nyaláb által indukált háttér vétőzása céljából szilícium

és plasztik detektorokat használtunk.

A kísérleti adatok alapján implantáció- β , implantáció- β - γ és implantáció- β -neutron időkorrelációs eseményeket hoztam létre a bomlási paraméterek meghatározásához. Elsőként a koktélnyaláb ionjainak azonosítását és szétválasztását végeztem el, ionok sebességének, mint extra dimenzióknak a felhasználásával a grafikus vágások során. Majd a β -események időkorrelációs görbéjének Bateman-illesztésével határoztam meg a felezési időt minden egyes izotópra. A β -késleltetett neutronkibocsátási valószínűséget az implantáció- β -neutron korrelációk integrálásával és háttérlevonásával határoztam meg [61]. Végül a β -késleltetett γ -átmenetek vizsgálatával is meghatároztam a felezési időt, a időkorrelációs görbék exponenciális illesztésével.

A mérés eredményeként kilenc izotóp esetén ($^{164-166}\text{Pm}$, $^{167,168}\text{Sm}$, $^{169,170}\text{Eu}$ és $^{171,172}\text{Gd}$) elsőként határoztam meg a felezési időt, míg a maradék 19 mag esetén az irodalmi értékekhez viszonyítva pontosabb értékeket határoztam meg [85]. A β -késleltetett egy-neutronkibocsátási valószínűséget (P_{1n} érték) először vizsgáltam a régióban. Tizenegy magra ($^{161-165}\text{Pm}$, $^{165,166}\text{Sm}$ and $^{166-169}\text{Eu}$) új értéket, míg a maradék 17 mag esetén pedig felsőhatárt tudtam meghatározni [85]. Néhány mag β -késleltetett γ -átmeneteinek vizsgálatával a felezési idők vizsgálatára és izomér állapotok keresésére is lehetőség adódott [88].

Az új kísérleti értékeket összehasonlítottam néhány széleskörűen használt magmodell jóslataival [19–22] és a következő következtetésekre jutottam. Az elméleti jóslatok között jelentősek a különbségek mind a felezési idők, mind a P_{1n} értékek esetén a vizsgált magtartományon, melyek érzékenyen befolyásolják az r -folyamat asztrofizikai számításait [85]. Egyik elmélet se írja le konzisztensen a kísérleti eredményeket [85]. A P_{1n} értékek ekkora eltérése az elméleti jóslatoktól vélhetően abból származik, hogy a β -bomlás Gamow–Teller komponensének átmeneti valószínűségeit ($B(GT)$) pontatlanul becslik az alkalmazott modellek [85]. Éppen ezért javaslatot tettünk ezen magtartományon a $B(GT)$ értékek közvetlen mérésére irányuló kísérletek elvégzésére a *Total Absorption Spectroscopy* (TAS) technikával [89].

Az új kísérleti értékek felhasználásával r -folyamat hálózatszámításokat végeztünk a PRISM program használatával [95, 97]. Két asztrofizikai környezetet vizsgáltunk, egy hideg dinamikus kilövellést [98], mely a neutroncsillagok összeolvadásának felel meg, és egy forró neutrínó hajtotta szelet [40], mely egy szupernóvának feleltethető meg. Az új bomlási paraméterek hatását a ritkaföldfém-csúcs (REP) kialakulására egy variációalapú érzékenységszámítással vizsgáltuk [90].

Az előfordulások érzékenysége nagyrészt a felezési idők esetén látvá-

nyos, míg ezen a tartományon úgy tűnik a P_{1n} értékek közel elhanyagolható hatással vannak a kialakult előfordulásokra. Ez azon magok β -bomlás általi keletkezésének időbeli eltolásával magyarázható, melyek hajlamosabbak a neutronok befogására. Így ezen magok a kifagyás későbbi szakaszában keletkeznek, ahol már alacsonyabb a neutronsűrűség, ezzel csökkentve a neutronbefogások számát, ezáltal eltolva a megfigyelhető előfordulásokat az alacsonyabb tömegszámok felé [85]. Néhány mag felezési idejének különösen nagy a hatása mindkét környezet esetén, több tömegszámra is az érzékenységek bő többségéért felelnek. Így arra a következtetésre jutottunk, hogy ezen magok bomlási paramétereinek precízebb mérése elengedhetetlennek tűnik a REP létrejöttének megértéséhez [85].

8. fejezet

Summary

In the present thesis the results of two experiments, conducted at RIKEN-Nishina Center, are discussed [41]. In these experiments, short-lived (half-lives ranging from 50 ms to 5 s) isotopes were produced in order to study their β -decay and their β -delayed particle emission. The decay properties (such as half-life, decay scheme, $\log ft$ value, proton emission probability, and neutron emission probability) were subject to further studies because of their theoretical and/or astrophysical impacts. In the following sections, a short summary of the experiments and the results is presented for the reader.

8.1. Beta-decay of ^{70}Kr

For the study of the β -decay of ^{70}Kr a primary beam of fully stripped ^{78}Kr ions was used with an average intensity of $I_{\text{beam}} = 40$ pA. The primary beam was impinged on a 5-mm-wide fixed ^9Be target at a kinetic energy of $E_{\text{kin}} = 345\text{MeV/nucleon}$ in order to create proton-rich isotopes through fragmentation of the ^{78}Kr nuclei. The fragments were separated and identified with the in-flight technique using the BigRIPS separator [54]. The separated secondary beam was implanted in the WAS3ABi decay station [55], which consisted of three layers of DSSDs. There were $N_{\text{imp}}(^{70}\text{Kr}) = 1\,603\,610$ identified implantations of ^{70}Kr nuclei in the decay-station. WAS3ABi was used to detect implantations, positrons originating from β -decays, and β -delayed protons. The implantation, the β and the proton events were distinguished by the amount of deposited energy in the DSSDs. The decay station was surrounded by the EURICA spectrometer, which consisted of 84 HPGe detectors for capturing γ -rays following the β -decay of ^{70}Kr [56].

The experimental data were used to build implantation- β , implantation- β - γ , implantation- β - γ - γ , implantation-proton and implantation-proton- γ time correlations. First, a half-life measurement via Bateman-fitting of the decay curve of implantation- β events was conducted. Then the β -delayed proton emission probability was measured through the integration of the deposited energy distribution of the protons after the subtraction of background events. A second half-life measurement was conducted via exponential fitting of the background subtracted decay curve of implantation-proton events. The identification of γ -transitions was conducted via the energy spectrum of β -delayed γ -rays following the subtraction of background and daughter nucleus contributions. A third half-life measurement was also conducted via exponential fitting of the background subtracted decay curve of identified β -tagged γ -transitions.

The γ -ray cascades of the daughter nucleus (^{70}Br) were studied using the γ - γ coincidences of implantation- β - γ - γ correlations in order to establish the level scheme using the identified γ -ray cascades. Absolute γ -ray intensities were measured using the peak areas of γ -transitions from both the β -tagged and γ -gated energy spectra. The β -feedings to each level of the level-scheme were calculated via the assumption that any negative balance of γ -feedings comes from β -feeding (while positive balances are forbidden). Finally, $\log ft$ values of each level and reduced transition probabilities ($B(F)$ for Fermi and $B(GT)$ for Gamow–Teller transitions) were calculated using the β -feedings.

The following results were obtained from the experimental data. The half-life value of ^{70}Kr was derived from the decay-curve of β -particles, β -delayed γ -rays, and β -delayed protons, followed by a thorough systematic uncertainty evaluation. The new half-life value of $t_{1/2}^{i\beta} = 45.19 \pm 0.14$ ms showed great consistency with the values from other methods and earlier values in literature, while showing a 50-fold increased accuracy [76, 77]. The first measurement of the β -delayed proton emission probability (ε_p) of ^{70}Kr was conducted leading to $\varepsilon_p = 0.545 \pm 0.023$ % [77]. A partial decay-scheme of ^{70}Kr was built including 10 new levels with a sensitivity of $I_\beta > 0.5\%$, and 15 new γ -transitions [77]. The $\log ft$ values and the reduced transition probabilities ($B(F)$ and $B(GT)$ values) to each level were calculated [14, 77].

The deduced experimental results (the reduced transition probabilities in particular) were subject to a comparison with theoretical calculations within the framework of a shell model with pseudo- $SU(4)$ symmetry [16, 17]. The schematic Hamiltonian used in this model was based on a subshell (\tilde{d}) as a zero energy level and a subshell (\tilde{s}) with $\epsilon_{\tilde{s}}$ in pseudo-spin space as well as

including the iso-scalar and iso-vector term of delta interaction summed over the nucleons and a quadrupole term for the deformation of the nucleus. Three calculations were done, where the parameters of this nuclear Hamiltonian were tuned to have a) a spherical, b) a prolate, and c) an oblate deformation for the ground-state of ^{70}Kr , while matching the energies of the yrast 1^+ and the yrast 2^+ excited states of ^{70}Br . Then the transformed Gamow–Teller operator was used in pseudo-spin space to calculate the reduced transition probabilities ($B(GT)$) to the eigenstates in the daughter nucleus according to the same Hamiltonian. The calculated $B(GT)$ values were compared with the experimental values in order to study our theoretical description of the $A = 70$ nuclear system.

The ground state of ^{70}Kr was found to have a deformed shape, as the spherical shape would induce a $B(GT)$ function distributed over much lower energies in the daughter nucleus in contradiction with the experimental results. However, the differences were too small between the prolate and the oblate cases to distinguish them unambiguously [14, 77]. In all three scenarios, a concentrated $B(GT)$ is calculated to the yrast 1_1^+ ($E_x = 1120$ keV) level, which is a direct consequence of selection rules due to pseudo- $SU(4)$ symmetry. The theoretical prediction of $B(GT; 0_1^+ \rightarrow 1_1^+)^{\text{th.}} = \frac{2}{3}q^2 \approx 0.37$ is close to the experimental $B(GT; 0_1^+ \rightarrow 1_1^+)^{\text{exp.}} = 0.26(3)$ result, leading to the conclusion, that there is an approximate restoration of pseudo- $SU(4)$ symmetry in $A = 70$ nuclear system, following the breaking of this symmetry at $A = 62$ and $A = 66$ [14, 77].

8.2. Formation of the rare-earth peak

In the second experiment, a primary beam of ^{238}U was used with an average intensity of $I_{\text{beam}} = 60$ pA. The primary beam was impinged on a 5-mm-wide fixed ^9Be target at a kinetic energy of $E_{\text{kin}} = 345\text{MeV/nucleon}$ to create neutron-rich isotopes through in-flight fission of the ^{238}U nuclei. The fission products were separated and identified using the BigRIPS separator [54]. The goal was to create a cocktail beam of isotopes in the region of interest of our experiment, outlined in the work of Mumpower *et al* as the region responsible for the formation of the rare-earth peak during the astrophysical r -process [36]. The separated secondary beam was implanted in the AIDA decay station [58, 59], which consisted of five layers of DSSDs (Double-sided Silicon Strip Detectors). AIDA was used to detect implantations and electrons originating from β -decays. The implantation and the β -events

were distinguished by the amount of deposited energy in the DSSDs. The decay station was surrounded by the BRIKEN neutron detector system which consisted of 140 ^3He -filled proportional counters for the detection of neutrons thermalised by the high-density polyethylene matrix, which the counters were planted in [57, 61]. There were two HPGe detectors placed in the matrix as well for the capture of β -delayed γ -rays, while silicone and plastic veto detectors were used to veto beam-induced background.

The experimental data were used to build implantation- β , implantation- β - γ and implantation- β -neutron time correlations. The first step was a thorough identification and separation of the isotopes of interest using an advanced technique where the identification is done with the extraneous dimension of velocity of the ions in order to separate charge states from fully ionised implants. Then a half-life measurement was conducted for each nucleus via Bateman-fitting of the decay curve of implantation- β events. The β -delayed one-neutron emission probabilities were measured via the integration of the background subtracted implantation- β -neutron time correlations, using a modified version of the method introduced in [61]. Beta-delayed γ -transitions were identified using the energy spectrum of β -delayed γ -rays following the subtraction of background and daughter nucleus contributions. A second half-life measurement was also conducted via exponential fitting of the background subtracted decay curve of identified β -tagged γ -transitions, where the statistics were sufficient.

In the case of 9 isotopes ($^{164-166}\text{Pm}$, $^{167,168}\text{Sm}$, $^{169,170}\text{Eu}$ and $^{171,172}\text{Gd}$) the half-life was measured for the first time, while in the case of the remaining 19 isotopes improved half-lives were deduced compared to literature values [85]. The β -delayed one-neutron emission probabilities were studied in this range of nuclei for the first time. For 11 nuclei ($^{161-165}\text{Pm}$, $^{165,166}\text{Sm}$ and $^{166-169}\text{Eu}$) new values were obtained, while for the remaining nuclei only upper limits could be established based on our experimental data [85]. The β -delayed γ -rays of a few nuclei were studied in order to measure the half-life via independent methods, and to look for isomeric states [88].

The new experimental results were compared to the predictions of widely used nuclear models [19–22], and came to the following conclusions. None of the nuclear models describes the half-lives consistently for the studied nuclei. The β -delayed one-neutron emission probabilities (P_{1n}) are also significantly underestimated in all nuclear models for even- Z nuclei, while they are generally better described for odd- Z nuclei by all the studied models, except for a kink at ^{167}Eu in the work of Möller *et al* unseen in experimental results [85].

The new experimental results were also included in r -process network calculations using the PRISM code [95, 97]. Two astrophysical scenarios were studied, a cold dynamical ejecta trajectory [98] corresponding to neutron star mergers, and a neutrino-driven hot wind [40] corresponding to supernovae. The impact of the new decay properties on the formation of the rare-earth peak (REP) was studied through a variance-based sensitivity analysis [90]. The analysis focused on the uncertainties of the abundance pattern on the right shoulder of the REP and its sensitivity to the uncertainty of the experimental data, while any other parameter was kept fixed during the analysis. A thousand Monte–Carlo parameter sets were generated based on the newly measured mean values and uncertainties. In the case of upper limits, a continuous distribution was assumed between zero and the upper limit. The abundances were calculated using the PRISM code for every parameter set, the overall uncertainties of the abundances were estimated by the variance of the results, while the first-order sensitivity indices were calculated for each decay property in order to investigate their individual impact. The calculations were repeated using the experimental data earlier available in the literature [84] in order to study the overall impact of the new data on our description of the formation of the REP.

The uncertainty of the abundance pattern was significantly reduced by the new experimental data in the case of the dynamical ejecta on the $A = 162 - 176$ range. The impact was generally less significant in the case of the hot wind scenario, however for the $A = 165 - 167$ and $A = 169 - 170$ there is also an observable sensitivity on the new experimental data [85]. The sensitivity of the abundance pattern is mostly observable on the uncertainty of half-life values, while the P_{1n} values in this region seem to induce a nearly negligible impact on the abundance pattern. This can be explained by the shifting of the β -flow leading to nuclei more likely to capture neutrons at later times of the freeze-out stage, where the neutron density is lower, thus decreasing the integrated neutron-flow of abundances, shifting the abundance pattern to lower mass numbers [85]. We found that the impact of the half-life of a few nuclei are exceptionally great for both trajectories, being responsible for more than 50% of the uncertainties at numerous mass numbers. Thus the more precise measurement of these particular decay properties seems essential for our understanding of the REP [85].

Köszönetnyilvánítás

Köszönöm témavezetőmnek, dr. Kiss Gábor Gyulának, hogy az akadémiai élet sűrű erdejében újra és újra irányt mutat. Köszönöm neki a rengeteg lehetőséget, tudást, bizalmat és türelmet, amit biztosított nekem. Ezek nélkül sose tudtam volna az eredményeimet elérni.

Köszönöm Alejandro Algorának, hogy megszerettette velem a kísérleti magfizikát, a közös munkáinkba fektetett munkáját, és a páratlan lehetőségeket, melyeket nyújtott nekem.

Köszönöm Sohler Dorottyának az adminisztrációs teendőkből nyújtott hatalmas segítségét, és a megértő, kedves hozzáállását.

Köszönöm az Atommagkutató Intézetnek és a Debreceni Egyetemnek az általuk nyújtott anyagi támogatást, és a munkakörnyezetet a doktori képzésem ideje alatt.

Köszönöm a barátaimnak a nyelvi és stilisztikai segítségét a disszertációm lektorálásában. Köszönöm nekik és családomnak a szeretetüket és biztatásukat. Feleségemnek külön köszönettel tartozom, hogy a legnehezebb pillanatokban is kitartóan támogatott engem.

Irodalom

- [1] E. Rutherford, „I. A radio-active substance emitted from thorium compounds”, The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science **49**, 1–14 (1900).
- [2] N. Bohr és J. A. Wheeler, „The Mechanism of Nuclear Fission”, Phys. Rev. **56**, 426–450 (1939).
- [3] R. B. Roberts, R. C. Meyer és P. Wang, „Further Observations on the Splitting of Uranium and Thorium”, Phys. Rev. **55**, 510–511 (1939).
- [4] E. Fermi, „Versuch einer Theorie der β -Strahlen. I”, Zeitschrift für Physik **88**, 161–177 (1934).
- [5] C. S. Wu, „The Universal Fermi Interaction and the Conserved Vector Current in Beta Decay”, Rev. Mod. Phys. **36**, 618–632 (1964).
- [6] T. D. Lee és C. N. Yang, „Implications of the Intermediate Boson Basis of the Weak Interactions: Existence of a Quartet of Intermediate Bosons and Their Dual Isotopic Spin Transformation Properties”, Phys. Rev. **119**, 1410–1419 (1960).
- [7] P. A. M. Dirac és N. H. D. Bohr, „The quantum theory of the emission and absorption of radiation”, Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character **114**, 243–265 (1927).
- [8] E. Fermi, „Quantum Theory of Radiation”, Rev. Mod. Phys. **4**, 87–132 (1932).
- [9] F. Osterfeld, „Nuclear spin and isospin excitations”, Reviews of Modern Physics **64**, 491–557 (1992).
- [10] A. Bohr és B. R. Mottelson, *Nuclear Structure* (World Scientific Publishing Company, 1998), 410–412. old.
- [11] E. Klemt és tsai., „The beta-decay asymmetry of the neutron”, Zeitschrift für Physik C Particles and Fields **37**, 179–189 (1988).

- [12] K. Yako és tsai., „Determination of the Gamow–Teller quenching factor from charge exchange reactions on ^{90}Zr ”, *Physics Letters B* **615**, 193–199 (2005).
- [13] J. M. Freeman és tsai., „ft Values of Pure Fermi Beta Decays and the Magnitude of the Vector Coupling Constant”, *Phys. Rev. Lett.* **16**, 959–962 (1966).
- [14] P. Van Isacker, A. Algora, A. Vitéz-Sveiczzer és tsai., „Gamow–Teller Beta Decay and Pseudo-SU(4) Symmetry”, *Symmetry* **15** (2023).
- [15] E. Wigner, „On the Consequences of the Symmetry of the Nuclear Hamiltonian on the Spectroscopy of Nuclei”, *Phys. Rev.* **51**, 106–119 (1937).
- [16] A. Arima, M. Harvey és K. Shimizu, „Pseudo LS coupling and pseudo SU3 coupling schemes”, *Physics Letters B* **30**, 517–522 (1969).
- [17] K. Hecht és A. Adler, „Generalized seniority for favored $J \neq 0$ pairs in mixed configurations”, *Nuclear Physics A* **137**, 129–143 (1969).
- [18] P. Möller és tsai., „Nuclear ground-state masses and deformations: FRDM(2012)”, *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **109-110**, 1–204 (2016).
- [19] P. Möller és tsai., „Nuclear properties for astrophysical and radioactive-beam applications (II)”, *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **125**, 1–192 (2019).
- [20] T. Marketin, L. Huther és G. Martínez-Pinedo, „Large-scale evaluation of β -decay rates of r -process nuclei with the inclusion of first-forbidden transitions”, *Phys. Rev. C* **93**, 025805 (2016).
- [21] E. M. Ney és tsai., „Global description of β^- decay with the axially deformed Skyrme finite-amplitude method: Extension to odd-mass and odd-odd nuclei”, *Phys. Rev. C* **102**, 034326 (2020).
- [22] F. Minato, T. Marketin és N. Paar, „ β -delayed neutron-emission and fission calculations within relativistic quasiparticle random-phase approximation and a statistical model”, *Phys. Rev. C* **104**, 044321 (2021).
- [23] E. M. Burbidge és tsai., „Synthesis of the Elements in Stars”, *Rev. Mod. Phys.* **29**, 547–650 (1957).
- [24] C. Sneden, J. J. Cowan és R. Gallino, „Neutron-Capture Elements in the Early Galaxy”, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* **46**, 241–288 (2008).

- [25] J. J. Cowan és tsai., „Origin of the heaviest elements: The rapid neutron-capture process”, *Rev. Mod. Phys.* **93**, 015002 (2021).
- [26] R. Surman és tsai., „Source of the Rare-Earth Element Peak in r -Process Nucleosynthesis”, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 1809–1812 (1997).
- [27] B. P. Abbott, R. Abbott és T. D. Abbott, „GW170817: Observation of Gravitational Waves from a Binary Neutron Star Inspiral”, *Phys. Rev. Lett.* **119**, 161101 (2017).
- [28] B. P. Abbott, R. Abbott és T. D. Abbott, „Multi-messenger Observations of a Binary Neutron Star Merger”, *The Astrophysical Journal Letters* **848**, L12 (2017).
- [29] D. Watson és tsai., „Identification of strontium in the merger of two neutron stars”, *Nature* **574**, 497–500 (2019).
- [30] N. Domoto és tsai., „Lanthanide Features in Near-infrared Spectra of Kilonovae”, *The Astrophysical Journal* **939**, 8 (2022).
- [31] J. J. Cowan és C. Sneden, „Heavy element synthesis in the oldest stars and the early Universe”, *Nature* **440**, 1151–1156 (2006).
- [32] M. Reichert és tsai., „Neutron-capture elements in dwarf galaxies. III. A homogenized analysis of 13 dwarf spheroidal and ultra-faint galaxies”, *Astronomy and Astrophysics* **641**, A127, A127 (2020).
- [33] K. Hotokezaka, P. Beniamini és T. Piran, „Neutron star mergers as sites of r -process nucleosynthesis and short gamma-ray bursts”, *International Journal of Modern Physics D* **27**, 1842005 (2018).
- [34] D. M. Siegel, J. Barnes és B. D. Metzger, „Collapsars as a major source of r -process elements”, *Nature* **569**, 241–244 (2019).
- [35] A. Arcones és G. Martinez-Pinedo, „Dynamical r -process studies within the neutrino-driven wind scenario and its sensitivity to the nuclear physics input”, *Phys. Rev. C* **83**, 045809, 045809 (2011).
- [36] M. R. Mumpower, G. C. McLaughlin és R. Surman, „Formation of the rare-earth peak: Gaining insight into late-time r -process dynamics”, *Phys. Rev. C* **85**, 045801 (2012).
- [37] S. A. Giuliani és tsai., „Fission and the r -process nucleosynthesis of translead nuclei in neutron star mergers”, *Phys. Rev. C* **102**, 045804 (2020).

- [38] M. R. Mumpower, G. C. McLaughlin és R. Surman, „The rare-earth peak: an overlooked r -process diagnostic”, *The Astrophysical Journal* **752**, 117 (2012).
- [39] S. Goriely és tsai., „New Fission Fragment Distributions and r -Process Origin of the Rare-Earth Elements”, *Phys. Rev. Lett.* **111**, 242502 (2013).
- [40] M. R. Mumpower és tsai., „The link between rare-earth peak formation and the astrophysical site of the r process”, *The Astrophysical Journal* **833**, 282 (2016).
- [41] Y. Yano, „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**, 1009–1013 (2007).
- [42] B. Blank és tsai., „New Isotopes from ^{78}Kr Fragmentation and the Ending Point of the Astrophysical Rapid-Proton-Capture Process”, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 4611–4614 (1995).
- [43] M. Oinonen és tsai., „ β -decay half-life of ^{70}Kr : A bridge nuclide for the rp process beyond $A = 70$ ”, *Phys. Rev. C* **61**, 035801 (2000).
- [44] B. Blank, „Studies with one- and two-proton drip line nuclei”, *The European Physical Journal A* **15**, 121–124 (2002).
- [45] A. Rogers és tsai., „ β -Decay in the Region of Neutron-deficient $^{69,70,71}\text{Kr}$ ”, *Nuclear Data Sheets* **120**, 41–43 (2014).
- [46] D. M. Debenham és tsai., „Spectroscopy of ^{70}Kr and isospin symmetry in the $T = 1fpg$ shell nuclei”, *Phys. Rev. C* **94**, 054311 (2016).
- [47] K. Wimmer és tsai., „Shape coexistence and isospin symmetry in $A = 70$ nuclei: Spectroscopy of the $T_z = -1$ nucleus ^{70}Kr ”, *Physics Letters B* **785**, 441–446 (2018).
- [48] K. Wimmer és tsai., „Shape Changes in the Mirror Nuclei ^{70}Kr and ^{70}Se ”, *Phys. Rev. Lett.* **126**, 072501 (2021).
- [49] E. Nácher és tsai., „Deformation of the $N = Z$ Nucleus ^{76}Sr using β -Decay Studies”, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 232501 (2004).
- [50] I. Hamamoto, „Gamow-Teller β^+ decays of deformed $N \approx Z$ Sr isotopes close to the proton drip line”, *Phys. Rev. C* **60**, 011305 (1999).
- [51] A. Parikh és tsai., „Nucleosynthesis in type I X-ray bursts”, *Progress in Particle and Nuclear Physics* **69**, 225–253 (2013).

- [52] M. Del Santo és tsai., „ β -delayed proton emission of ^{69}Kr and the ^{68}Se rp-process waiting point”, *Physics Letters B* **738**, 453–456 (2014).
- [53] J. Liang és tsai., „Compilation and Evaluation of Beta-Delayed Neutron Emission Probabilities and Half-Lives for $Z > 28$ Precursors”, *Nuclear Data Sheets* **168**, 1–116 (2020).
- [54] N. Fukuda és tsai., „Identification and separation of radioactive isotope beams by the BigRIPS separator at the RIKEN RI Beam Factory”, *Nucl. Instr. Meth.* **317**, 323 (2013).
- [55] S. Nishimura, „Beta-gamma spectroscopy at RIBF”, *Progress of Theoretical and Experimental Physics* **2012**, 03C006 (2012).
- [56] P.-A. Söderström és tsai., „Installation and commissioning of EURICA – Euroball-RIKEN Cluster Array”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* **317**, XVIth International Conference on ElectroMagnetic Isotope Separators and Techniques Related to their Applications, December 2–7, 2012 at Matsue, Japan, 649–652 (2013).
- [57] A. Tarifeño-Saldivia és tsai., „Conceptual design of a hybrid neutron-gamma detector for study of β -delayed neutrons at the RIB facility of RIKEN”, *Journal of Instrumentation* **12**, P04006 (2017).
- [58] C. Griffin és tsai., „Beta-decay studies of r-process nuclei using the Advanced Implantation Detector Array”, *PoS NIC XIII*, 097 (2015).
- [59] O. Hall és tsai., „The Advanced Implantation Detector Array (AIDA)”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 168166 (2023).
- [60] C. Gross és tsai., „Performance of the Recoil Mass Spectrometer and its detector systems at the Holifield Radioactive Ion Beam Facility”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **450**, 12–29 (2000).
- [61] A. Tolosa-Delgado és tsai., „Commissioning of the BRIKEN detector for the measurement of very exotic β -delayed neutron emitters”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **925**, 133–147 (2019).

- [62] S. Waniganeththi és tsai., „Establishing the ground-state spin of ^{71}Kr ”, *Phys. Rev. C* **106**, 044317 (2022).
- [63] A. M. Rogers és tsai., „ ^{69}Kr β -delayed proton emission: A Trojan horse for studying states in proton-unbound ^{69}Br ”, *Phys. Rev. C* **84**, 051306 (2011).
- [64] C. Dossat és tsai., „The decay of proton-rich nuclei in the mass $A=36$ – 56 region”, *Nuclear Physics A* **792**, 18–86 (2007).
- [65] H. Bateman, „Solution of a system of differential equations occurring in the theory of radioactive transformations”, *Proceedings of the Cambridge Philosophical Society* **XV**, 423–427 (1910).
- [66] R. Brun és F. Rademakers, „ROOT — An object oriented data analysis framework”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **389**, *New Computing Techniques in Physics Research V*, 81–86 (1997).
- [67] T. Kibédi és tsai., „Evaluation of theoretical conversion coefficients using *BrIcc*”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **589**, 202–229 (2008).
- [68] ANU, Australian National University, *BrIcc Conversion Coefficient Calculator*, <https://bricc.anu.edu.au> (elérés dátuma 2024. 01. 30.).
- [69] J. Hardy és tsai., „The essential decay of pandemonium: A demonstration of errors in complex beta-decay schemes”, *Physics Letters B* **71**, 307–310 (1977).
- [70] E. Feenberg és G. Trigg, „The Interpretation of Comparative Half-Lives in the Fermi Theory of Beta-Decay”, *Rev. Mod. Phys.* **22**, 399–406 (1950).
- [71] NNDC, Brookhaven National Laboratory, *Beta decay log ft calculations*, <https://www.nndc.bnl.gov/logft/> (elérés dátuma 2023. 12. 14.).
- [72] B. Brown és B. Wildenthal, „Experimental and theoretical Gamow-Teller beta-decay observables for the sd-shell nuclei”, *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **33**, 347–404 (1985).
- [73] Y. Fujita és tsai., „Observation of Low- and High-Energy Gamow-Teller Phonon Excitations in Nuclei”, *Phys. Rev. Lett.* **112**, 112502 (2014).

- [74] W. Huang és tsai., „The AME 2020 atomic mass evaluation (I). Evaluation of input data, and adjustment procedures”, *Chinese Physics C* **45**, 030002 (2021).
- [75] P. Möller és tsai., „Nuclear properties for astrophysical and radioactive-beam applications (II)”, *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **125**, 1–192 (2019).
- [76] A. Vitéz-Sveiczter és tsai., „Studying the exotic decay ^{70}Kr into ^{70}Br ”, *Acta Phys. Pol. B* **51**, 587 (2020).
- [77] A. Vitéz-Sveiczter és tsai., „The β -decay of ^{70}Kr into ^{70}Br : Restoration of the pseudo-SU(4) symmetry”, *Physics Letters B* **830**, 137123 (2022).
- [78] D. G. Jenkins és tsai., „ $T = 0$ and $T = 1$ states in the odd-odd $N = Z$ nucleus, $^{70}_{35}\text{Br}_{35}$ ”, *Phys. Rev. C* **65**, 064307 (2002).
- [79] A. Nichols és tsai., „Collectivity in $A \sim 70$ nuclei studied via lifetime measurements in ^{70}Br and $^{68,70}\text{Se}$ ”, *Physics Letters B* **733**, 52–57 (2014).
- [80] E. Grodner és tsai., „Hindered Gamow-Teller Decay to the Odd-Odd $N = Z$ ^{62}Ga : Absence of Proton-Neutron $T = 0$ Condensate in $A = 62$ ”, *Phys. Rev. Lett.* **113**, 092501 (2014).
- [81] S. E. A. Orrigo és tsai., „ β decay of the very neutron-deficient ^{60}Ge and ^{62}Ge nuclei”, *Phys. Rev. C* **103**, 014324 (2021).
- [82] M. Macfarlane, „Gamow-Teller sum rules and ground-state correlations”, *Physics Letters B* **182**, 265–268 (1986).
- [83] NNDC, Brookhaven National Laboratory, *ENSDF 2022. 01. 01. napi archivált adatbázisa*. <https://www.nndc.bnl.gov/ensdfarchivals/> (elérés dátuma 2024. 03. 14.).
- [84] J. Wu és tsai., „94 β -Decay Half-Lives of Neutron-Rich $_{55}\text{Cs}$ to $_{67}\text{Ho}$: Experimental Feedback and Evaluation of the r -Process Rare-Earth Peak Formation”, *Phys. Rev. Lett.* **118**, 072701 (2017).
- [85] G. G. Kiss, A. Vitéz-Sveiczter és tsai., „Measuring the β -decay Properties of Neutron-rich Exotic Pm, Sm, Eu, and Gd Isotopes to Constrain the Nucleosynthesis Yields in the Rare-earth Region”, *The Astrophysical Journal* **936**, 107 (2022).
- [86] Z. Patel és tsai., „Isomer-delayed γ -ray spectroscopy of $A = 159 - -164$ midshell nuclei and the variation of K -forbidden $E1$ transition hindrance factors”, *Phys. Rev. C* **96**, 034305 (2017).

- [87] R. Orford és tsai., „Spin-trap isomers in deformed, odd-odd nuclei in the light rare-earth region near $N = 98$ ”, *Phys. Rev. C* **102**, 011303 (2020).
- [88] A. Vitéz-Sveiczter és tsai., „Half-life Measurement Using Implant- $(\beta\text{-}\gamma)$ Time Correlations in the Region of Neutron-rich Lanthanides”, *Acta Phys. Pol. B Proc. Suppl.* **16**, 4–A8 (2023).
- [89] J. L. Tain és tsai., „Enhanced γ -Ray Emission from Neutron Unbound States Populated in β Decay”, *Phys. Rev. Lett.* **115**, 062502 (2015).
- [90] A. Saltelli és tsai., „Variance based sensitivity analysis of model output. Design and estimator for the total sensitivity index”, *Computer Physics Communications* **181**, 259–270 (2010).
- [91] M. Mumpower és tsai., „The impact of individual nuclear properties on r -process nucleosynthesis”, *Progress in Particle and Nuclear Physics* **86**, 86–126 (2016).
- [92] D. Martin és tsai., „Impact of Nuclear Mass Uncertainties on the r Process”, *Phys. Rev. Lett.* **116**, 121101 (2016).
- [93] T. M. Sprouse és tsai., „Propagation of statistical uncertainties of Skyrme mass models to simulations of r -process nucleosynthesis”, *Phys. Rev. C* **101**, 055803 (2020).
- [94] J. Bliss és tsai., „Nuclear physics uncertainties in neutrino-driven, neutron-rich supernova ejecta”, *Phys. Rev. C* **101**, 055807 (2020).
- [95] M. R. Mumpower és tsai., „Reverse engineering nuclear properties from rare earth abundances in the r process”, *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics* **44**, 034003 (2017).
- [96] B. Côté és tsai., „The Origin of r -process Elements in the Milky Way”, *The Astrophysical Journal* **855**, 99 (2018).
- [97] M. R. Mumpower és tsai., „ β -delayed Fission in r -process Nucleosynthesis”, *The Astrophysical Journal* **869**, 14 (2018).
- [98] N. Vassh és tsai., „Using excitation-energy dependent fission yields to identify key fissioning nuclei in r -process nucleosynthesis”, *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics* **46**, 065202 (2019).
- [99] S. Rosswog, T. Piran és E. Nakar, „The multimessenger picture of compact object encounters: binary mergers versus dynamical collisions”, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **430**, 2585–2604 (2013).

- [100] T. Piran, E. Nakar és S. Rosswog, „The electromagnetic signals of compact binary mergers”, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **430**, 2121–2136 (2013).
- [101] T. M. Sprouse, M. R. Mumpower és R. Surman, „Following nuclei through nucleosynthesis: A novel tracing technique”, *Phys. Rev. C* **104**, 015803 (2021).
- [102] M. Wang és tsai., „The AME2016 atomic mass evaluation (II). Tables, graphs and references”, *Chinese Physics C* **41**, 030003 (2017).
- [103] G. Audi és tsai., „The NUBASE2016 evaluation of nuclear properties”, *Chinese Physics C* **41**, 030001 (2017).
- [104] S. Goriely, „Uncertainties in the solar system r-abundance distribution”, *Astronomy and Astrophysics* **342**, 881–891 (1999).