

Országos Tudományos Diákkonferenciára készült dolgozat

β -bomlás paraméterek és a ritkaföldfém r -folyamat gyakoriságcsúcs keletkezése

Kovács Sándor

Fizika mesterszakos hallgató

Témavezető:

Dr. Kiss Gábor Gyula

Atomki, Debrecen

Lezárás dátuma:

2023. január 11.



Természettudományi és Technológiai Kar

Debreceni Egyetem

Magyarország

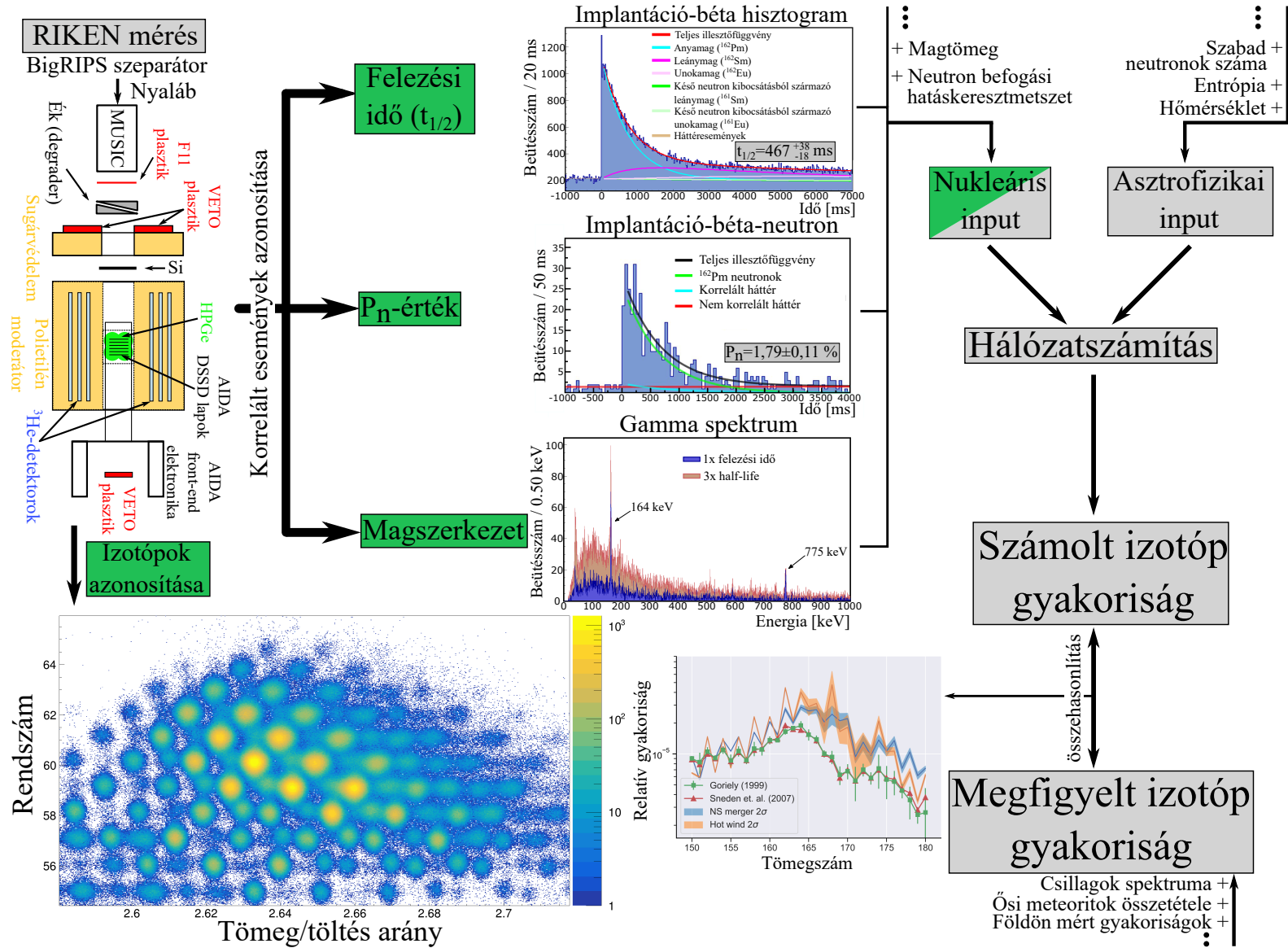
2023

Tartalomjegyzék

1. Kutatási munkám	4
2. A vasnál nehezebb atommagok szintézise	5
2.1. Nukleoszintézis a $Z \leq 26$ tartományon	5
2.2. Vasnál nehezebb magok keletkezése	6
2.3. Elemszintézis lassú neutronbefogással	8
2.4. Elemszintézis gyors neutronbefogással	9
2.4.1. $(n,\gamma) \leftrightarrow (\gamma,n)$ egyensúlyi szakasz	9
2.4.2. Kifagyási szakasz	12
2.4.3. Az r -folyamat asztrofizikai környezete	12
3. Ritkaföldfém gyakoriságcsúcs keletkezése	14
4. Az NP1612-RIBF148 kísérlet elrendezése	16
4.1. Nishina Center Gyorsítóközpont	16
4.2. Az AIDA-BRIKEN detektorrendszer felépítése	18
4.2.1. Az AIDA-BRIKEN rendszer alegységei	18
4.2.2. Eseményválogatás	20
5. Analízis	21
5.1. Bateman-formula	21
5.2. Implantáció-béta hisztogram vizsgálata	23
5.3. Implantáció-béta-neutron korrelációk vizsgálata	25
5.4. β -késleltetett gamma kibocsátás vizsgálata	26
5.5. Bizonytalanságanalízis	27
6. Kísérleti eredmények és magfizikai jóslatok	29
7. Asztrofizikai következmények	31
8. Összefoglalás	33
9. Kitekintés	33

Ábrák jegyzéke

1.	Dolgozat összefoglalása	3
2.	Kísérletileg vizsgált izotópok	4
3.	Naprendszerbeli gyakoriságok	5
4.	Nukleoszintézis folyamatok a nuklidtérképen	7
5(a).	<i>s</i> -folyamat a nuklidtérképen	8
5(b).	Várakozási pont közelítés	10
5(c).	<i>r</i> -folyamat mágikus neutronszám környékén	11
6.	Későneutron-kibocsátás vázlata	12
7.	Ritkaföldfém gyakoriságcsúcs tömegmodell függése	13
8.	REP kialakulása hideg környezetben	14
9.	REP kialakulásában legfontosabb izotópok	15
10.	RIBF gyorsítófokozatai	16
11.	BigRIPS szeparátor sematikus felépítése	16
12.	Particle Identification Diagram	17
13.	A Particle Identification Diagram részleti és projekciói	18
14.	AIDA-BRIKEN detektorrendszer	19
15.	³ He detektorok elhelyezkedése és a neutrontektálási hatások	20
16.	Események azonosítása a DSSD-ben	20
17.	Implantáció-béta hisztogram	22
18.	Neutronesemények energiaszórása	25
19.	Implantáció-béta-neutron hisztogram	26
20.	Gamma spektrum és illesztett hisztogram	27
21.	Paraméterek bizonytalanságának meghatározása	28
22.	¹⁶¹ Pm mag felezési idejének meghatározása	29
23.	Felezési idő eredmények	30
24.	Későneutron-kibocsátási valószínűség eredmények	31
25.	Hálózatszámítás és megfigyelt gyakoriság összehasonlítása	32



1. ábra. Az elvégzett tudományos munkám és annak kontextusának összefoglalója, melynek részleteit az 1. fejezet tartalmazza.

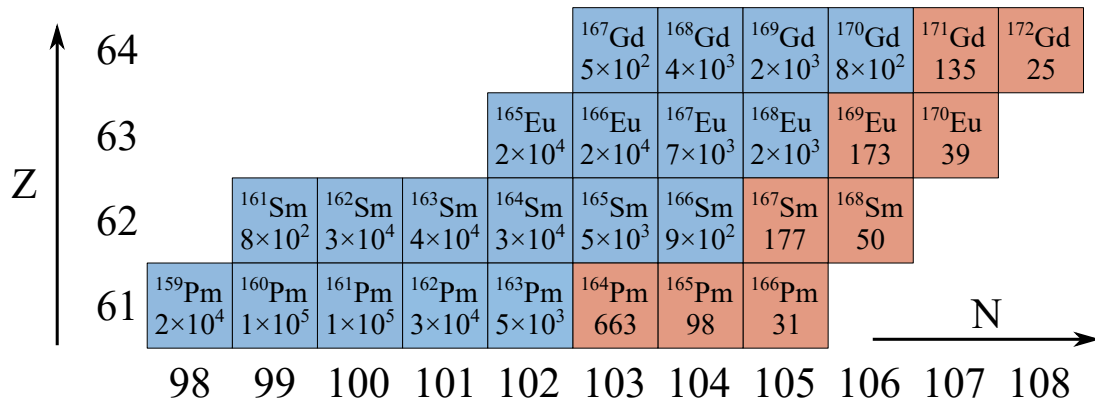
1. Kutatási munkám

Kutatómunkámban asztrofizikai jelentőséggel is bíró, egzotikus neutrongazdag izotópok magfizikai jellemzőinek kísérleti meghatározásával foglalkozom. Az analízisem alapját képező méréseket a RIKEN Nishina Központban végezték el 2018-ban. Az 1. ábrán kiértékelés főbb lépéseit tartalmazó összefoglaló látható. A mérés részleteit és a kísérlethez használt eszközöket a 4. fejezetben mutatom be. Analízisem első lépéseként azonosítottam a kísérletben létrehozott egzotikus neutrongazdag izotópokat. Ezt követően korrelált események azonosításával ezen rövid életű magokra felezési idő (5.2. fejezet), β -késleltetett neutron kibocsátási valószínűség (P_n) értékeket (5.3. fejezet) határoztam meg és γ -események vizsgálatával alapvető magszerkezeti tulajdonságokat is vizsgáltam (5.4. fejezet). Ezen magfizikai jellemzők egy kiterjedt hálózatszámítás alapjául szolgáltak, mellyel számolt és kísérletileg megfigyelt izotópgyakoriságok összehasonlításával sikerült azonosítani olyan kritikus izotópokat, melyek meghatározó szerepet játszanak az ún. ritkaföldfém r -folyamat gyakoriságcsúcs keletkezésében (3. fejezet). Ezen gyakoriságcsúcs szerepének, fontosságának bemutatására és kontextusba helyezésére a következő fejezetében az Univerzumban megfigyelhető legfontosabb elemszintézis scenáriókat tekintem át röviden, különös hangsúlyt fektetve az r -folyamatra.

A dolgozat egy többéves kutatómunka összefoglalása, melynek első lépéseként prométium izotópokat vizsgáltam, ezeket az eredményeket a 2021-es OTDK-n mutattam be. Az analízisemet BSc szakdolgozatomban már gamma-analízissel is kiegészítettem [1]. Korábbi OTDK munkámban mindössze $^{160-166}\text{Pm}$ izotópok vizsgálatát mutattam be.

Ezen dolgozatban elsőként mutatom be a későneutron-kibocsátást jellemző P_n -érték meghatározásának módszerét és eredményeit, valamint a korábban ismertetett analíziseket Sm, Eu és Gd izotópokra is kiterjesztettem.

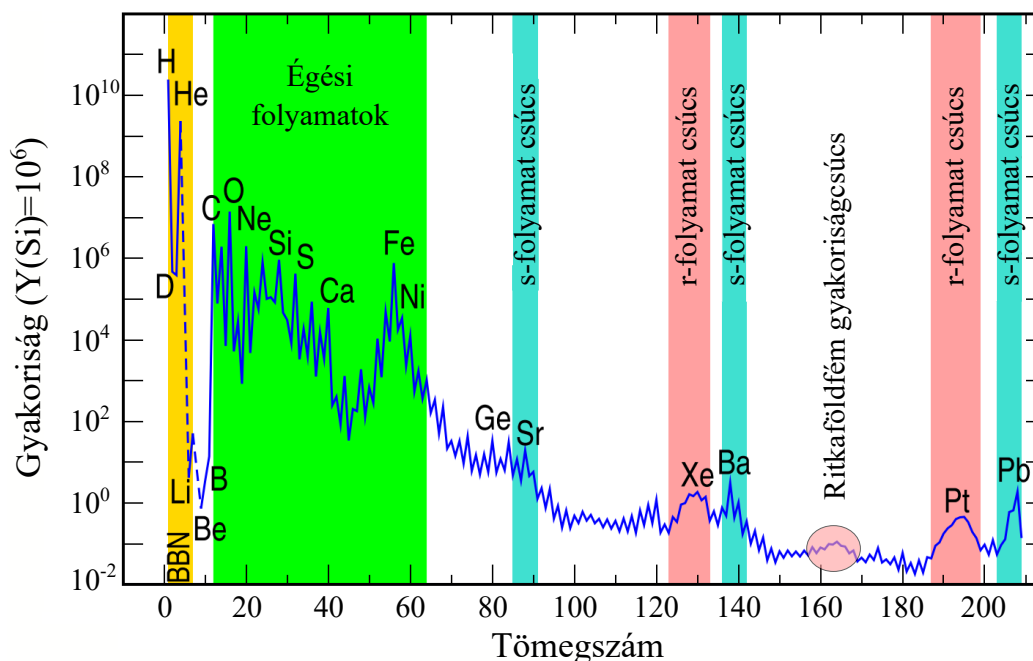
Az MSc diplomamunkám témája egy az ún. gyenge r -folyamat szempontjából releváns magreakció aktivációs technikával való tanulmányozása, melyhez a kísérleteket az Atomki ciklotron gyorsítójával végezzük. MSc és TDK munkám tehát minden részletet tekintve különböző.



2. ábra. A kísérletünkben vizsgált izotópok és az egyes magok esetén detektált β -bomlások száma. A lazac színnel megkülönböztetett izotópokra első alkalommal sikerült felezési időt meghatározni. Korábbi munkáimban csak $^{160-166}\text{Pm}$ izotópokkal foglalkoztam, ezen dolgozatban már összesen 28 egzotikus izotóp β -bomlásának vizsgálatát mutatom be.

Eredményeimből készült első és másodszerzős, referált folyóiratban megjelenő konferenci cikkeimet közlésre elfogadták. Az általam végzett és ezen dolgozatomban bemutatott eredményeimet is magában foglaló, a kollaborációnk által kiadott, The Astrophysical Journal-ben megjelent átfogó publikáció elkészültében társszerzőként vettem részt [2–4].

2. A vasnál nehezebb atommagok szintézise



3. ábra. A Naprendszerben megfigyelhető elem- és izotópgyakoriságok a tömegszám függvényében olyan módon skálázva (Si elem gyakorisága 10^6).

Ez ideig 118 elemet és több mint 3000 izotópot sikerült azonosítani. A természetben is megtalálható magok naprendszerbeli gyakoriságát Napról készült spektrumok, korai meteoritok és a Földön megfigyelhető gyakoriságuk elemzésével sikerült meghatározni, melyet a 3. ábra foglal össze. Észrevehető, hogy ezek mennyisége nagyfokú egyenetlenséget mutat, a könnyű elemek felől a nehezebbek felé haladva a gyakoriságok csökkenő tendenciáját lokális minimumok és maximumok szakítják meg. Ezen különbségek a keletkezési mechanizmusok és magfizikai tulajdonságok eltéréseiből származnak [5].

2.1. Nukleoszintézis a $Z \leq 26$ tartományon

Az Ősrobbanást követően a táguló és hűlő Univerzumban lezajlott a nukleoszintézis első szakasza (Big Bang Nucleosynthesis - BBN) melyben létrejöhettek az első elemek és izotópok, mint például a hidrogén (^1H , ^2H), hélium (^3He , ^4He) és kis mennyiségben ^7Li izotópok (3. ábrán sárga színrel).

Néhány száz millió év alatt az anyag fluktuációkból származó anizotrópiája miatt a gravitáció hatására létrejöhettek az első csillagok (és galaxisok). Az első csillagok nagy tömegűek és rövid életűek voltak, a bennük képződött nem túl nehéz izotópok szupernóva robbanások során szétszóródtak és „elszennyezték” a későbbiekben létrejövő csillagokat. Erre példa a Nap is, ami egy harmadik generációs csillag mely magyarázatot ad arra, hogy belsejében olyan elemek is megtalálhatóak, melyeket nukleoszintézise során még nem hozhatott létre, azonban szerepet játszanak működésében (pl.: CNO-ciklus).

A XX. század elején a gyorsan fejlődő mérési technológiának köszönhetően felfedezték, hogy a ^4He atom tömege kisebb, mint négy szabad ^1H atom tömegének összege ($\Delta m = m_{\text{He}} - 4m_{\text{H}}$), így a több lépcsőben lezajló $4\text{H} \rightarrow \text{He}$ folyamat energiaszabadulással ($E = \Delta mc^2$) jár. A magok között fellépő vonzó magerők ugyan erősebbek, mint az elektromos töltésükből származó Coulomb-taszítás, azonban rövid hatótávolságúak, ezek eredője a nukleonok számától függő Coulomb-gát.

A csillagok belseje nukleáris léptékkal tekintve nagyon kis energiájú¹, azonban az alagúteffektus segítségével Eddington hipotézisének megfelelően lejátszódhatnak azon égési folyamatok, melyek a csillagok energiatermeléséért felelősek, ennek során nehezebb izotópok képződnek. Egy csillag fejlődését elsősorban tömege határozza meg, azonban korai fejlődésük hasonló, jól elkülöníthető szakaszokból áll aszerint, hogy éppen milyen elem fúziója játszódik le a csillag belsejében [7].

A 3. ábrán zölddel feltüntetett régióbeli izotópok elsősorban ezen többlepcsős égési folyamatok során jönnek létre. Azonban a vas elem környékén megfigyelhető gyakoriságcsúcs tagjainál nehezebb izotópok jellemzően már nem jöhetnek létre töltött részecskés reakciókban, melynek magyarázatát a következő alfejezet tartalmazza.

A 3. ábrán továbbá megfigyelhető egy szűk tartomány a sárga és zöld színnel jelölt régiók között, ahol a gyakoriságnak egy határozott minimuma van. Ezen izotópok a csillagműködés során gyorsan megsemmisülnek, azonban nagy energiás töltött részecskék (proton, α -részecske, ...) tartalmazó kozmikus sugárzás és anyag kölcsönhatása során, ún. spallációs folyamatok során keletkeznek. A nukleoszintézis ezen módját asztrofizikai x -folyamatnak is nevezik.

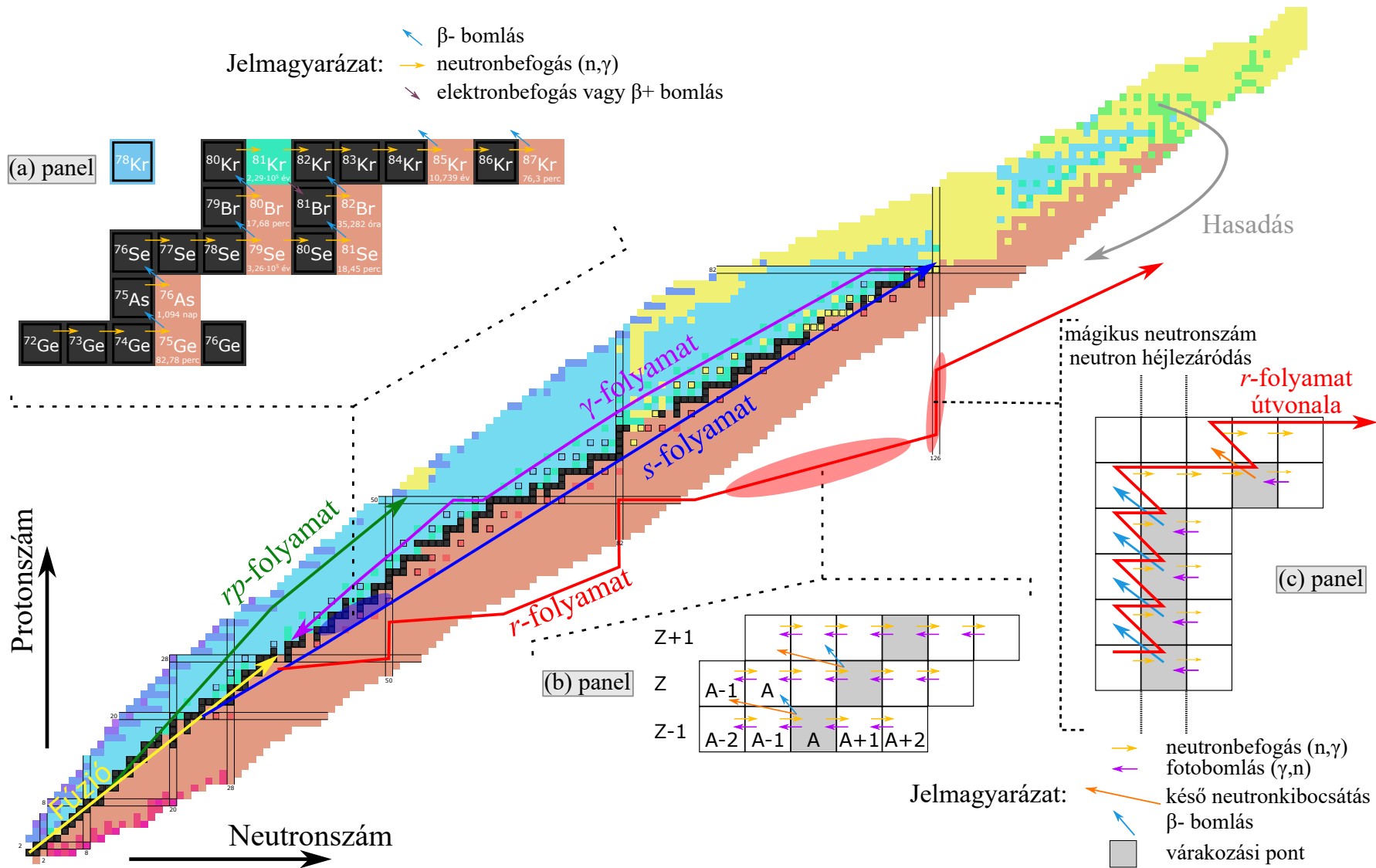
2.2. Vasnál nehezebb magok keletkezése

Az előző alfejezetben tárgyalt módon a csillagok képesek nehezebb elemek létrehozására, azonban normál működésük során nem jöhetnek létre bennük vasnál nehezebb izotópok, aminek elsősorban energetikai okai vannak. Kötési energiának (ΔW) nevezik azt az energiamennyiséget, amely ahhoz szükséges, hogy egy kötött rendszer (atommag) valamennyi tagja (nukleonja) szabaddá váljon. Az egy nukleonra eső kötési energia ($\Delta W/A$) alapvetően meghatározza egy atommag stabilitását, nagyobb abszolút értékéhez nagyobb stabilitás társul. A vas csoport elemei energetikailag nagyon kedvező konfigurációk, a legstabilabb ^{62}Ni izotóp is itt található. Ezért ha fúzió során egy (nagy tömegű) csillag belsejében felhalmozódnak a vas környéki elemek, akkor az elveszti energiatermelő képességét, mivel ezen izotópok fúziója már nem jár energiafelszabadulással. Valójában ez csak a csillag legbelsejében játszódik le, a külsőbb rétegekben zajlódhat még energiatermelés, azonban ez felborítja a termikus nyomás és gravitáció által kialakult hidrosztatikus egyensúlyt. A csillag további fejlődését elsősorban tömege határozza meg.

Azonban a 3. ábrán ugyan kisebb mennyiségben, de megtalálhatóak vasnál nehezebb izotópok, sőt jól meghatározott gyakoriság csúcsok is. Ezek létrejötte energetikailag már nem kedvező és a megnövekedett rendszám (töltés) miatt a Coulomb-gát értéke már olyan nagy, hogy a töltött részecskék fúziója még alagúteffektus figyelembe vételével is nagyon kis valószínűségű. A hőmérséklet növelése egy bizonyos érték után szintén nem segíti elő az elemszintézist a fotobomlás arányának növekedése miatt, ezért gyakorlatilag a töltött részecskés nukleoszintézis nem számottevő a vas csoporton túl. Alternatívát a neutronbefogással járó reakciók jelentenek, mivel a neutronok elektromosan semlegesek, így nem „érzik” a Coulomb-taszítást. A neutronbefogásos nukleoszintézisnek két jellegében nagyon eltérő módja lehetséges, ezek az ún. s - és r -folyamat melyeket a következőkben mutatok be.

A jelenleg is zajló elemszintézisnek számos bizonyítéka van, az egyik legalapvetőbb ezek közül a stabil izotóppal nem rendelkező Tc vonalainak kimutatása vörös óriások emissziós spektrumában [8].

¹ Ezért egyes magreakciók hatáskeresztmetszetének csillagbeli energián történő direkt meghatározása hatalmas kihívást jelent, egyes esetekben gyakorlatilag kivitelezhetetlen [6].



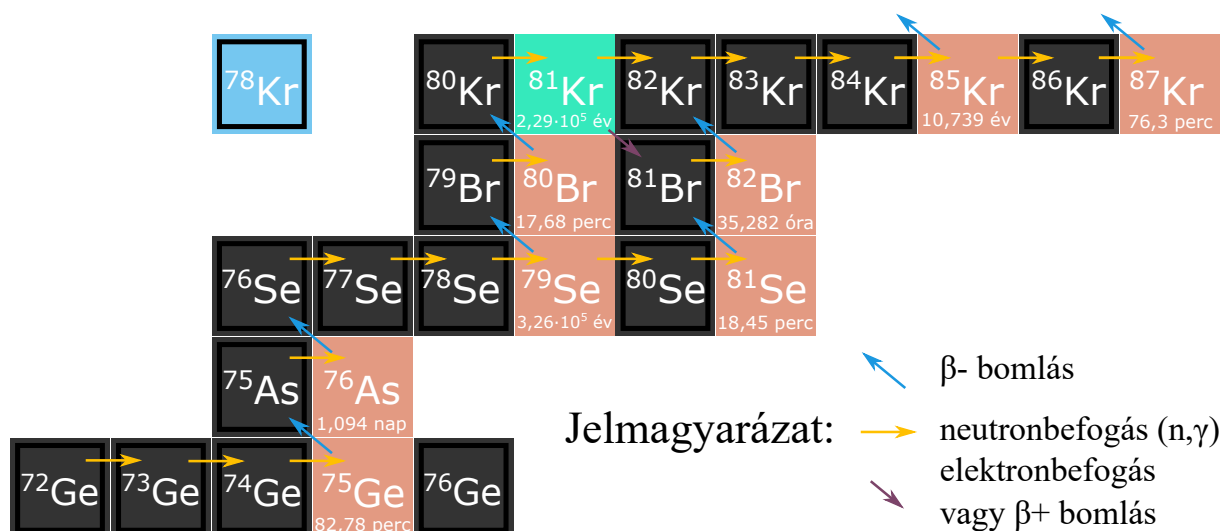
4. ábra. Asztrofizikai folyamatok vázlatos menete a nuklidtérképen. Az egyes panelek az s - és r -folyamat fontosabb aspektusait mutatják be, melynek részleteit a következő fejezetek tartalmazzák.

2.3. Elemszintézis lassú neutronbefogással

Ezen igen lassú (~ 10000 éves időskálájú) s (low)-folyamatot $\sim 10^6 - 10^8 \frac{\text{db}}{\text{cm}^3}$ neutronsűrűség jellemzi, amely elsősorban kis tömegű ($1,5-3M_{\odot}$) termikusan pulzáló AGB (Asymptotic Giant Branch) csillagokban (fő- és erős komponens) és nehéz csillagokban ($>13 M_{\odot}$, gyenge komponens) alakulhat ki.

Ezen folyamat a stabilitási völgy mentén játszódik, ahol is egy A tömegszámú mag befog egy neutron, így $A + 1$ tömegszámú izotóp keletkezik. Ha ezen mag kellően stabil, azaz a β^- -bomlás felezési ideje olyan nagy a neutronbefogáshoz szükséges időhöz képest ($\lambda_{\beta} \ll \lambda_{n\gamma}$), hogy a folyamat során stabilnak tekinthető, akkor egy újabb neutronbefogás zajlik le. Ez addig folytatódik, amíg a folyamat el nem ér egy instabil izotópot, amelynek β^- -bomlásával egy ugyanolyan tömegszámú, de eggyel nagyobb rendszámú mag keletkezik.

Mindez végigkövethető az 5(a). ábrán, ahol is Ge izotópokon keresztül a folyamat eléri a rövid életidejű ^{75}Ge izotópot β^- -bomlik és eggyel nagyobb rendszámú magot hoz létre. Ezen rövid életidő miatt az s -folyamat nem hozhatja létre például a ^{76}Ge hosszú életidejű izotópot, annak keletkezésének magyarázatához egy másik ún. asztrofizikai r -folyamat feltételezése szükséges. Az ábrán továbbá látható egy elágazási pont is a ^{79}Se izotóp esetén, mely elég hosszú életidejű, hogy a neutronbefogás bekövetkezzen, de β^- -bomlásával egy másik irányba is haladhat a folyamat. Ezen elágazások figyelembe vétele elengedhetetlen a megfigyelt gyakoriságok (3. ábra) pontos leírásához [9].



5(a). ábra. Az s -folyamat bemutatása a nuklidtérkép egy részletén. A stabilitási völgye mentén zajló folyamatban sorozatos neutronbefogások és β^- -bomlás révén alakulnak ki az egyre nehezebb izotópok. Színezés a 4. ábrán látható jelmagyarázat szerint.

A folyamathoz szükséges neutronok a termikusan pulzáló AGB csillagban felhalmozódó 13-as tömegszámú szén $T \approx 0,09$ GK hőmérsékleten lejátszódó $^{13}\text{C}(\alpha,n)^{16}\text{O}$ reakciója révén termelődnek, ezáltal lokálisan nagy neutronsűrűséget hoznak létre. A folyamat kiindulási magjainak a fúzió során létrejött magok (elsősorban ^{56}Fe) és a már korábbi ciklusban kialakult nehéz magok szolgálnak.

Nagytömegű csillagok esetén a He-égés kezdetén a CNO-ciklusban keletkezett ^{14}N magok ^{22}Ne izotóppá alakulnak a $^{14}\text{N}(\alpha,\gamma)^{18}\text{F}(\beta^+,\nu)^{18}\text{O}(\alpha,\gamma)^{22}\text{Ne}$ reakciókban. Ha ezen csillag belseje eléri a $T \approx 0,27$ GK hőmérsékletet akkor beindul a $^{22}\text{Ne}(\alpha,n)^{25}\text{Mg}$ reakció, ami szintén szabad neutronokat eredményez, melyeknek befogásával az s -folyamat magasabb hőmérsékleten is lejátszódik [10].

Az s -folyamat végpontját a stabilis ^{209}Bi izotóp jelenti, melynek további neutronbefogása α -bomló magra vezet. Az ennél nehezebb magok természetes előfordulása (^{238}U , ^{232}Th), valamint a korábbi példában vizsgált ^{76}Ge képződése nem írható le az s -folyamattal, ezek létrejötte az r -folyamattal magyarázható. A két folyamat azonban együttesen alakítja a megfigyelt izotópgyakoriságokat, így például a ^{79}Se izotóp mindkét folyamatban keletkezik. Az 5(a). ábrára tekintve látható, hogy vannak azonban tisztán s -folyamatból származó magok is, melyek egy stabilis mag által „árnyékolva” vannak az r -folyamat kifagyás szakaszában bekövetkező sorozatos β^- -bomlásoktól (pl.: ^{76}Se), így ezeknek megfigyelt mennyisége közvetlenül összevethető s -folyamat modellekből kapott eredményekkel, az r -folyamat járulékanak leválasztása nem szükséges².

2.4. Elemszintézis gyors neutronbefogással

Az s -folyamat modellekkel számolt izotópgyakoriság és megfigyelt gyakoriság összevetéséből egyértelműen azonosítható két olyan lokális maximum ($A \approx 130$ és $A \approx 195$ körül, a 3. ábrán lazac rózsaszínnel feltüntetve), melyek kialakulása nem magyarázható az s -folyamattal. Továbbá az s -folyamat végpontjánál nehezebb hosszú életidejű izotópok (U, Th) földi előfordulása erős bizonyítékai az r -folyamat létezésének, mely jellegében élesen különbözik s -folyamattól, azonban a két folyamatban létrejött izotópok össz mennyisége hasonló nagyságrendű.

Ezen igen gyors ($\sim$ másodperc időskálájú) r (apid)-folyamat lejátszódásához nagy neutron-sűrűség ($N_n > 10^{20} \frac{\text{db}}{\text{cm}^3}$) szükséges, azonban az ilyen neutrongazdag asztrofizikai környezetnek jellemzően magas ($T > \text{GK}$) a hőmérsékletük, ezért a fotobomlás is fontos szerepet tölt be a folyamatban.

2.4.1. $(n, \gamma) \leftrightarrow (\gamma, n)$ egyensúlyi szakasz

A stabilitás völgyétől távol (4. ábra), rövid időskálán, magas hőmérsékletű, nagy neutronsűrűségű környezetben játszódó folyamat kiindulásként a fúzióban, vagy korábbi ciklusokban kialakult nehéz magok szolgálnak. Ilyen körülmények között a neutronbefogás és fotobomlás jóval gyorsabban játszódik, mint a β^- -bomlás, tehát egy izotóp mennyiségének időbeli fejlődését ezen két folyamat határozza meg:

$$\frac{dN(Z, A)}{dt} = -N_n N(Z, A) \langle \sigma v \rangle_{Z, A} + N(Z, A + 1) \lambda_\gamma(Z, A + 1) \quad (1)$$

ahol $N(Z, A)$ a Z rendszámú A tömegszámú izotóp sűrűsége, $\langle \sigma v \rangle_{Z, A}$ a neutronbefogási hatáskeresztmetszet és részecskepárok aránya $^A_Z X$ izotópra, és $\lambda_\gamma(Z, A + 1)$ a fotobomlási állandója $^{A+1}_Z X$ izotópnak. Egy ilyen egyensúlyi állapotban $dN(Z, A)/dt \approx 0$ egy izotóplánc ($Z = \text{állandó}$) mentén, mely feltételek esetén szomszédos izotópok aránya a Saha egyenlettel adható meg:

$$\frac{N(Z, A + 1)}{N(Z, A)} = C(A, Z) \cdot \frac{N_n}{(kT)^{3/2}} e^{\frac{Q_{n\gamma}}{kT}} \quad (2)$$

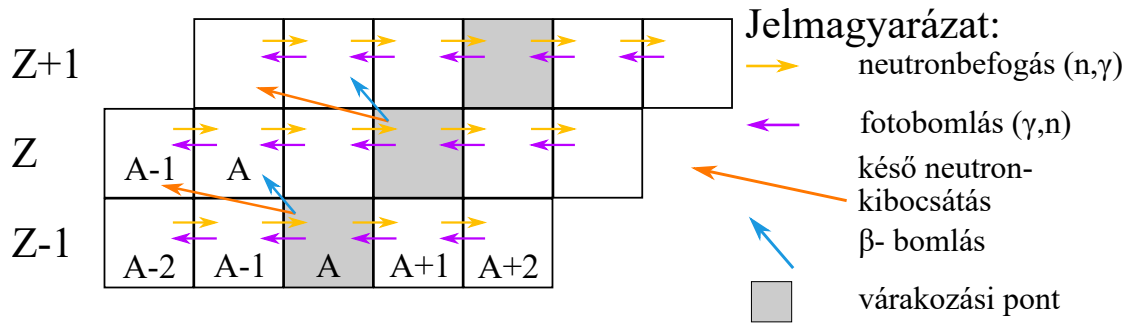
ahol $C(A, Z)$ tartalmazza a statisztikus súlyokat, korrekciókat és konstansokat, $Q_{n\gamma}$ pedig a neutron befogáskor felszabaduló energiát jellemzi³, részletes tárgylásért lásd [10]. Egy izotópláncban az adott mag sűrűségének megadásához a Saha egyenletet kell egymás után alkalmazni.

² A térképrészleten megtalálható továbbá a ^{78}Kr stabilis izotóp, mely nem keletkezik sem az s -, sem az r -folyamat során. Ezen mag az ún. p -folyamat során keletkezik, melyben mintegy 30 – 35 izotóp jön létre [11].

³ Ezen $Q_{n\gamma}$ energia $A - 1$ tömegszámú magra abszolút értékben megegyezik az A tömegszámú mag neutron szeparációs energiájával (S_n). Azonban a $Q_{n\gamma}$ érték a befogáskor felszabaduló energiát adja meg, S_n éppen a befektetendő energiát adja meg, ami egy neutron szabaddá tételéhez szükséges, ezért $Q_{n\gamma}(Z, A - 1, N - 1) = -S_n(Z, A, N)$. A leírás hasonlóan elvégezhető neutron szeparációs energiával is [12].

A sűrűségek aránya függ a környezet paramétereitől (N_n , T) és magfizikai tulajdonságoktól ($Q_{n\gamma}$), adott körülmények ($T = \text{állandó}$, $N_n = \text{állandó}$) esetén a (2) összefüggés tovább egyszerűsíthető, az izotópok mennyisége a magfizikai tulajdonságtól exponenciálisan ($\frac{N(Z,A+1)}{N(Z,A)} \sim \exp(Q_{n\gamma})$) függ. Ezen $Q_{n\gamma}$ -érték a stabilitás völgye közelében nagyobb értékű, a neutron-elhullatási vonal közelében pedig kisebb értékű egy izotóplánc mentén (stabilitás völgyétől távolodva átlagosan egyre kevesebb energiefelszabadulással jár egy további neutron befogása, a neutronelhullatási vonal felé tartva $Q_{n\gamma} \rightarrow 0$).

Továbbá figyelembe véve a párkölcsönhatást (nukleonok azonos típusú p-p / n-n párosítása energetikailag kedvező) megállapítható, hogy a páros neutrons számú magoknak relatíve kisebb a $Q_{n\gamma}$ -értéke. Tehát egy izotóplánc mentén található egy olyan páros-páros mag, mely adott asztrofizikai körülmények között olyan $Q_{n\gamma}$ értékkel rendelkezik, hogy adott láncban az alakul ki legnagyobb gyakorisággal, ezek ún. várakozási pontoknak tekinthetők. Az r -folyamat ezen várakozási magok β^- -bomlásával haladhat nagyobb rendszámú magok felé, ahol egy újabb egyensúly alakul ki és újabb β^- -bomlás következhet. Ezen 5(b). ábrán is látható egyszerű modellt várakozási pont közelítésnek (waiting point approximation) nevezik, amellyel jól leírható a stabilitási völgytől és mágikus neutrons számoktól távoli viselkedése az r -folyamatnak [13].

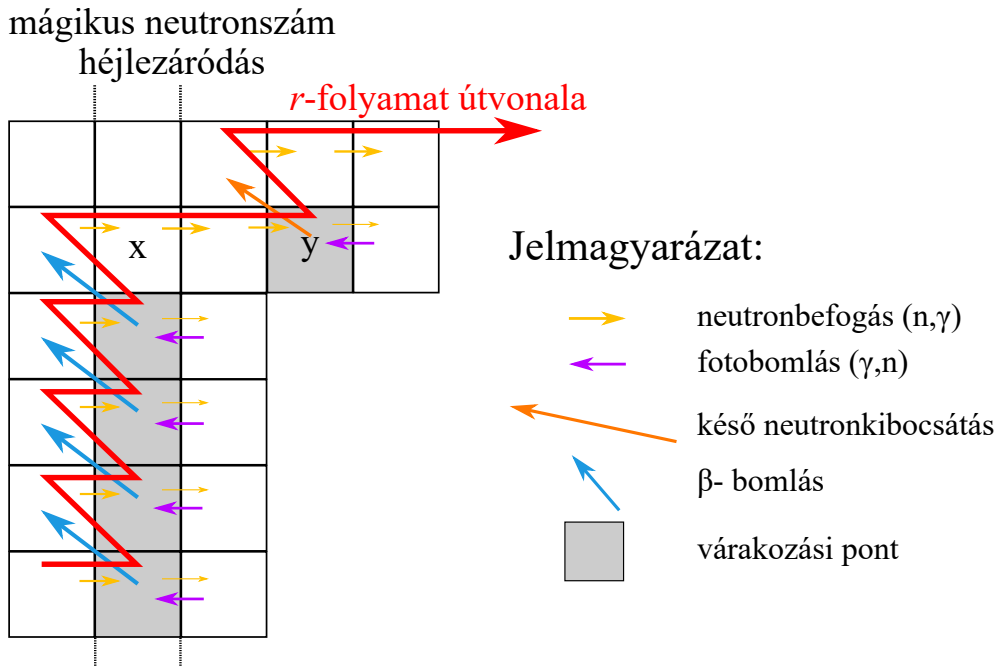


5(b). ábra. Várakozási pont közelítés a $(n, \gamma) \leftrightarrow (\gamma, n)$ egyensúlyi szakaszban. A várakozási pontokban megnő az izotópok száma, melyeknek β^- -bomlásával nehezebb magok felé halad a folyamat. Extrém neutrongazdag magok esetén β^- -késleltetett neutronkibocsátás is bekövetkezhet.

Mágikus neutrons számok ♦ Az atommag héjmodellje szerint a lezárt héjak energetikailag különösen kedvezőek, ilyen héjlezárodás történik ún. mágikus neutrons számok $N = 50, 82, 126$ esetén. Mivel az ilyen mágikus neutrons számmal rendelkező magok stabilabbak mint, a hasonló tömegszámú magok, így $Q_{n\gamma}$ -értékük jelentősen kisebb, neutronbefogásukat gyors fotobomlás követi.

Az 5(c). ábrán ezen mágikus neutrons számok hatása látható, az r -folyamat esetében. Ezen héjlezárodással rendelkező magok extra stabilitásuk miatt várakozási pontok lesznek izotópláncuk mentén. A β^- -bomlásukat neutronbefogás követi így újra mágikus neutrons számmal rendelkező maghoz ér a folyamat, amit szintén β^- -bomlás követ. Ilyen módon sorozatos β^- -bomlásokkal és neutronbefogásokkal a folyamat közelebb kerül a stabilitás völgyéhez a mágikus neutrons szám mentén. A stabil magokhoz közeledve a β^- bomlások felezési ideje is egyre növekszik, ezért ezen mágikus neutrons számmal rendelkező várakozási pontokon jelentős mennyiségű mag halmozódik fel.

Amikor a folyamat kellően közel kerül a stabilitási völgyéhez akkor az túljut a mágikus neutrons számon a következő módon. A stabilitás völgyéhez közeledve a mágikus magok $Q_{n\gamma}$ -értéke is növekszik és egy kritikus mágikus mag (5(c). ábrán x-el jelölve) esetén ezen növekmény már olyan mértékű, hogy egy nehezebb (y-al jelölt) mag $Q_{n\gamma}$ -értéke lesz kisebb (és $\approx Q'_{n\gamma}$). Az, hogy pontosan milyen tömegszámánál található ez a kritikus pont, ahol átjuthat a folyamat az függ



5(c). ábra. Az *r*-folyamat viselkedése mágikus neutronszám környékén. A héjzáródás lelassítja az *r*-folyamatot, így jelentős mennyiségű izotóp halmozódik fel ezeken a várakozási pontokon. A stabilitás völgyéhez közeledve az *r*-folyamat átjuthat a héjzáródáson.

a környezet paramétereitől (T , N_n). Ilyen módon a várakozási pont túljut a mágikus neutronszámokon és a folyamat az előzőleg ismertetett módon folytatódik, egyensúly kialakulásával és β^- -bomlással [10].

Az *r*-folyamat végpontja ♦ Kellően hosszú ideig biztosított magas neutronsűrűség esetén, az *r*-folyamat során olyan nagy tömegszámú izotópok keletkezhetnek, amelyek esetén a megnövekedett Coulomb-gát ($\sim Z^2$) miatt bekövetkezik a magok spontán vagy neutron-indukált hasadása (utóbbi dominánsabb). Továbbá ebben a nehéz régióban már a β^- -bomlás α -bomló magra vezethet, így alakulnak ki a hosszú életidejű ^{232}Th , $^{235,238}\text{U}$, ^{244}Pu izotópok. A létrehozható magok felső határa erősen függ a nukleáris paraméterektől, mivel számos versengő reakciócsatornát (neutronbefogás, neutron indukált hasadás, β -bomlás, β -késleltetett hasadás, α -bomlás, spontán hasadás, γ -indukált hasadás) kell modellezni olyan tartományon ahol igen kevés mérési eredmény áll rendelkezésre, és az elérhető magmodellek kiterjeszthetősége is kérdéses [12]. Jelenlegi modellszámítások alapján azonban elmondható, hogy az *r*-folyamatban nem keletkeznek szupernehéz magok⁴, mivel ahhoz a folyamatnak egy olyan régió keresztül kell áthaladnia, ahol a β -késleltetett hasadás valószínűsége $\sim 100\%$ [14].

A hasadás során két, jellemzően különböző tömegű mag jön létre (bimodális tömegeloszlást követve), amelyek újabb kiindulási magként szolgálhatnak és az *r*-folyamat újra lejátszódhat, ha a körülmények továbbra is biztosítottak, ez az ún. hasadási kör. Ilyen módon a hasadási körben létrejövő nehéz magok mennyisége exponenciálisan növekszik. Azonban a modellek pontosításához elengedhetetlen ezen nehéz régióban található magok nukleáris tulajdonságainak (magtömeg, $Q_{n\gamma}$, α/β -felezési idők, elágazási arányok) kísérleti meghatározása.

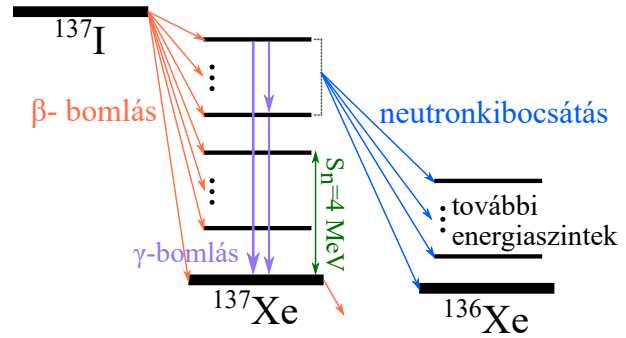
⁴ A szupernehéz magok alkotta „stabilitás szigete” egy olyan feltételezett tartománya a nuklidtérképnek, ahol környezetüknél jóval stabilabb izotópok találhatók egy még nem meghatározott héjzáródás következtében. Ilyen magok mesterséges előállítására számos kísérlet zajlik, mindeddig sikertelenül.

2.4.2. Kifagyási szakasz

Az r -folyamat asztrofizikai környezetét jellemző paraméterek egyike az ún. neutron-to-seed arány (R), ami a szabad neutronok és neutronbefogásra alkalmas magok számának hányadosa. Az $R = 1$ érték a kifagyási szakasz kezdetét jellemzi, amikor is az r -folyamat lejátszódásához szükséges neutronkoncentráció olyannyira visszaesik, hogy a neutronbefogás és β -bomlás időskálája hasonló lesz. Ezzel megindul a neutrongazdag magok sorozatos β^- -bomlása a stabil izotópok felé [12]. A 2.4.1. fejezetben vizsgált mágikus neutronszámmal rendelkező izotópok a folyamat olyan várakozási pontjainak bizonyultak melyeknél nagyobb mennyiségű mag halmozódik fel. Ezen mágikus neutronszámokkal rendelkező magok sorozatos β^- -bomlása ezért gyakoriságcsúcsokat hoz létre a 3. ábrán is feltüntetett $A \approx 130$ és 195 tömegszámoknál.

Az r -folyamat ilyen egyszerű modellje azonban nem nyújt magyarázatot például a ritkaföldfém csúcs kialakulására. Valamint a megfigyelt gyakoriságokban nem mutatkozik a 2.4.1 alfejezetben megismert párkölcsönhatásból származó hatás, miszerint a várakozási pontok többnyire páros neutronszámokkal rendelkeznek. Ha kizárólag sorozatos β^- -bomlásokkal alakulnának ki a stabil izotópok, akkor a páros neutronszámból származó izotópok megfigyelt gyakoriságának nagyobbak kéne lennie, mint a páratlan magokból származóaknak. A hasadási ciklusból származó nukleoszintézis és a β -késleltetett neutron kibocsátás figyelembe vételével azonban már pontosabban leírható a megfigyelt izotópgyakoriság.

Ha egy mag β^- -bomlása a neutronszeperációs energia feletti nívóra vezet, akkor azt (akár többszörös) neutronkibocsátás követheti, melynek valószínűségét jellemzi a P_n -érték. A kibocsátott neutronok számától függően megkülönböztethetünk $P_{1n}, P_{2n}, \dots$ -értékeket, ahol $P_n = \sum_{i=1}^N P_{in}$. A β^- -bomlással ellentétben ezen folyamat során keletkező mag tömegszáma nem egyezik meg a kiindulási mag tömegszámával, így nem csak izobárok mentén történik a kifagyás. Ennek következtében a párkölcsönhatásból származó páros neutronszámú magok $((n, \gamma) \leftrightarrow (\gamma, n))$ szakasz várakozási pontjainak) többsége már nem jelenik meg olyan karakterisztikusan a megfigyelt izotópgyakoriságokban. A β -késleltetett neutronkibocsátás és hasadásból származó szabad neutronok befogása szintén formálja a kialakuló izotópgyakoriságot, ami a ritkaföldfém gyakoriságcsúcs kialakulásában kritikus szerepet játszik (3. fejezet).



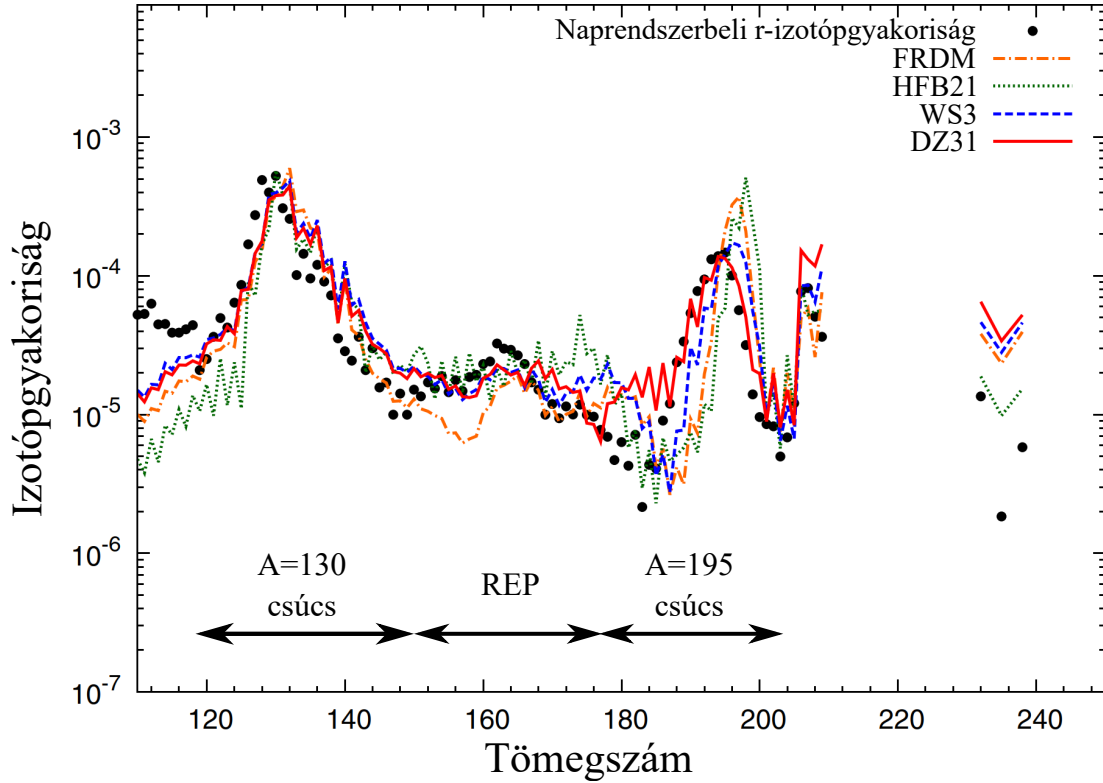
6. ábra. β -késleltetett neutron kibocsátás vázlat. A β^- -bomlás a leánymag neutronszeperációs energia (S_n) feletti nívójára vezethet, így azt neutron kibocsátása követheti.

2.4.3. Az r -folyamat asztrofizikai környezete

A vason túli izotópok nukleoszintéziséért felelős s - és r -folyamatok neutronbefogáson alapulnak, azonban gyenge kölcsönhatás által egy szabad neutron $t_{1/2} = 10,2$ perc felezési idővel protonra, elektronra és antineutrínóra bomlik:

$$n^0 \rightarrow p^+ + e^- + \bar{\nu}_e. \quad (3)$$

A csillagközi térben tehát nem találhatók nagy számban szabad neutronok, így ezeknek a folyamatoknak olyan asztrofizikai környezetben kell lezajlania, amelyben jelentős szabad neutron termelés játszódik le. Az s -folyamat esetén a termikusan pulzáló AGB és nehéz csillagok a



7. ábra. Neutroncsillagok összeolvadását követően 1 milliárd évvel szimulált izotópgyakoriság és a naprendszerbeli összehasonlítása különböző magtömeg modellek használata esetén. A végső gyakoriság erősen függ a választott tömeg modelltől, a nukleáris paramétereknek meghatározó szerepe van a REP végső alakjára [15].

nukleoszintézis szinterei, ahol $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ és $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ folyamatokban képződnek szabad neutronok (2.3. fejezet).

Az r -folyamat asztrofizikai környezete azonban nem jól meghatározott. Dinamikus számítások által időfüggő környezeti paramétereket $N_n(t)$, $T(t)$ alkalmazva arra a következtetésre jutottak, hogy az r -folyamat két különböző tartományban működhet, melyekben jelentősen eltérőek a nukleáris fizikai folyamatok. Az ún. „forró” (hot) r -folyamat során létrejön az $(n, \gamma) \leftrightarrow (\gamma, n)$ egyensúlyi szakasz, azonban az ún. „hideg” (cold) r -folyamat esetén a fotobomlás nem játszik releváns szerepet [16].

A megfigyelt izotópgyakoriságok, nukleáris paraméterek ismeretében és az r -folyamat működésének modellezésével sikerült számos olyan asztrofizikai környezetet azonosítani, melyekben (részben) lejátszódhat a folyamat. Azonban az r -folyamat lejátszódását közvetlenül mindössze neutroncsillagok összeolvadásakor sikerült igazolni a GW170817 gravitációs hullámot [17] követő elektromágneses tranziensek vizsgálatával. Az r -folyamatban számos olyan rövid életidejű izotóp keletkezik, melyeknek α -, β -bomlása, hasadása energiát termel, melyet megfigyelhető elektromágneses sugárzás követ. Ezen r -folyamatban keletkező izotópokat azonosították a AT 2017gfo tranziens [18] forrásaiként, ezáltal direkt bizonyítékot szolgáltatva arra, hogy összeolvadó neutroncsillagokban valóban lejátszódik az r -folyamat. Hasonlóan feltételezik, hogy neutroncsillag-fekete lyuk összeolvadása is alkalmas körülményeket teremthet az r -folyamat lejátszódásához.

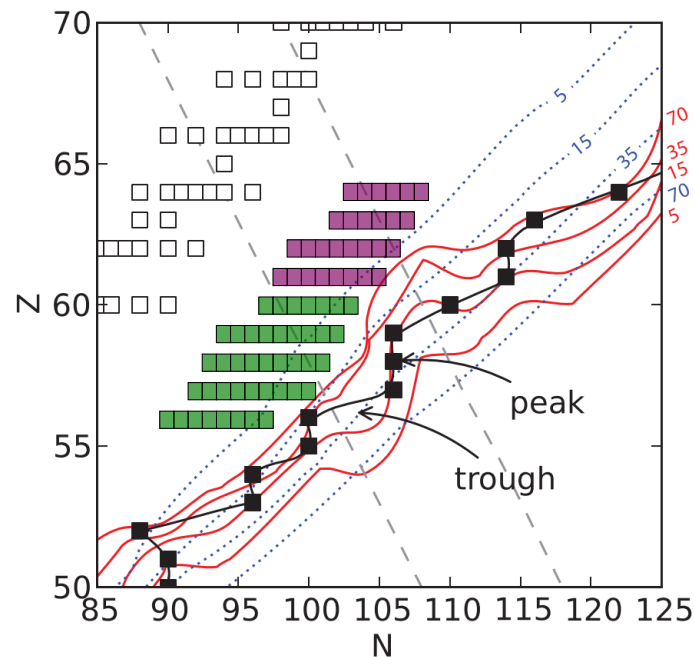
Azonban ősi (Ultra Faint Dwarf - UFD) galaxisok, mint például a Reticulum II vizsgálata során kimutatták r -folyamatban keletkezett izotópokat, amelyek nem valószínű, hogy neutroncsillagok összeolvadása során képződtek. A neutroncsillagok keletkezése (nagy tömegű csillagok

szupernóva robbanás kísérte összeomlása) és bináris rendszerek létrejötte jelenlegi modellek szerint olyan hosszú időt vesz igénybe, hogy ezen korai galaxisokban még nem alakulhattak ki, így azok nem lehetnek felelősek a megfigyelt nehéz izotópok szintézisének. A kisebb gyakorisággal előforduló, de modellezések szerint több r -folyamatbeli izotópot kibocsátó szupernóva események ezért életképes alternatívát nyújthatnak ilyen ősi alacsony fémtartalmú galaxisok összetételének magyarázatára [19]. Ezen események jobb megértése lehetőséget adna az r -folyamat szerepének tisztázására az Univerzum korai fejlődésében.

A felsorolt példákon kívül azonban még számos további asztrofizikai környezet szerepét nem sikerült egyértelműen meghatározni az r -folyamatban. Az r -folyamat modellek pontosítása, asztrofizikai körülményeinek jobb megszorítása ezért továbbra is kiemelten fontos nukleáris asztrofizikában. A folyamatban keletkező hosszú életű izotópok (elsősorban U és Th) pedig egyedi lehetőséget adnak ezen ősi csillagok korának meghatározására. Ehhez meg kell mérni a csillag jelenlegi U, Th (mindkét elem exkluzívan az r -folyamatban keletkezik) tartalmát és összehasonlítani r -folyamat modellekből számolt értékekkel. Ezt a módszert sikeresen alkalmazták például a CS 31082-001 fémszegény csillag korának meghatározására [20]. Az ilyen nukleáris alapú kormeghatározás alsó határt adhat az Univerzum korára függetlenül bármilyen kozmológiai modelltől, azonban pontossága erősen függ az r -folyamat modellektől [21].

A ritkaföldfém gyakoriságcsúcs (REP: **R**are **E**arth **P**eaK) egy egyedi megközelítési lehetőséget ad az r -folyamat modelljének pontosítására és asztrofizikai környezetének megszorítására. Az utóbbi időben ezért különös hangsúlyt kapott jobb leírása és kísérleti vizsgálata.

3. Ritkaföldfém gyakoriságcsúcs keletkezése



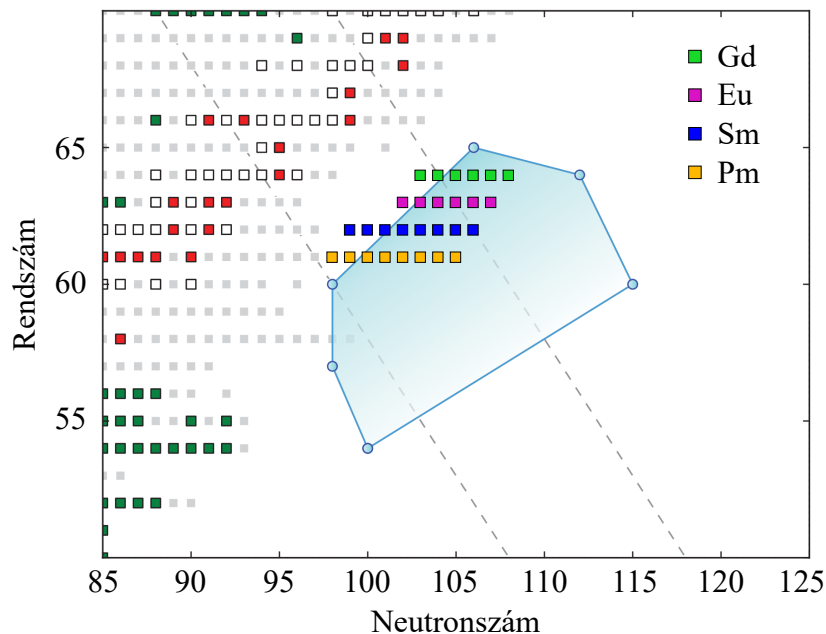
8. ábra. A ritkaföldfém gyakoriságcsúcs kialakulása „hideg” környezetben, amikor is a kifagyási szakaszban az r -folyamatban képződött magok elérnek egy lassabb neutronbefogási hatáske- resztmetszettel rendelkező régiót. Az üres fekete keretes négyzetek stabil izotópokat, a feketével kitöltött és folytonos vonallal összekötött izotópok az r -folyamat útvonalát, a kék pontozott görbék állandó teljes β -bomlási rátát (s^{-1}) jelölnék páros neutronszámú magokra. A folytonos piros görbék állandó neutron befogási rátákat (s^{-1}) jelölnék páros neutronszámú magokra. A szürke szaggatott vonalak a REP határait ($A = 159$ és $A = 167$) jelölik [22]. Színes négyzetekkel a kollaborációnk által vizsgált izotópok vannak feltüntetve, melyek közül lilával vannak kiemelve az általam analizált magok.

A 7. ábrán $A \sim 160$ tömegszámnál látható ritkaföldfém r -folyamat gyakoriságcúcs a korábban ismertetett, neutron héjzáródás miatt kialakuló $A = 130$ és $A = 195$ csúcsok között található kisebb csúcs, ami a folyamat kifagyási szakaszában keletkezik.

Kialakulásában kritikus szerepet játszik (elsősorban „hideg” körülmények között) a későneutron-kibocsátás és hasadás [14]. Az utóbbi még a kifagyási szakaszban ($R = 1$) is képes újabb kiindulási magokat (seed) produkálni, amik képesek befogni a β -késleltetett neutronokat és ezzel a késői nukleoszintézissel létrehozni a ritkaföldfém csúcsot [23].

A 8. ábrán látható szimulációban a kifagyási szakasz egy előrehaladottabb állapotban jár, amikor is a csúcs alatti tartományban ($A = 150$ és $A = 158$ között) a neutron befogási ráta (pirossal) nagyobb, mint a β -bomlási ráta (kékkel). Ezért az itt található anyag a csúcs felé tolódik, ahol is kisebb a neutronbefogási ráta (felfelé elhajló piros görbék), így az oda kerülő anyag megragad. A csúcs feletti tömegszámok esetén szintén nagyobb a neutron befogási ráta ezért az ottani magok magasabb tömegszámok felé tolódnak, így létrehozva egy határozott csúcsot [22]. Ezt követően a csúcsban felhalmozott anyag áthalad az általunk vizsgált régió, ahol is kialakul a ritkaföldfém gyakoriságcúcs végső alakja. A „hideg” környezetben kialakuló csúcs példáján keresztül láttuk, hogy a nukleáris paraméterek kiemelt fontosságúak a REP keletkezésében.

Az asztrofizikai környezetekre végzett szimulációk [22] és a kialakuló izotópgyakoriságokra elvégzett érzékenységszámítások [24] mind azt a következtetést vonták le, hogy modelljeikben legnagyobb bizonytalanságot a nukleáris paraméterek jelentik és a 9. ábrán látható tartomány izotópok kritikus szerepet játszanak a REP kialakulásában. Ilyen neutrongazdag régióban a különböző magmodellek szignifikánsan eltérő jóslatokat adnak, valamint mérési eredmények is csak korlátozottan (kisebb tömegszámokra, nagy bizonytalansággal) álltak rendelkezésre. A 2018-ban elvégzett kísérleteink éppen ezért ezt a régiót célozták meg és 28, a 9. ábrán is feltüntetett egzotikus neutrongazdag Pm, Sm, Eu és Gd izotópra felezési idő ($t_{1/2}$) és β -késleltetett neutronkibocsátási valószínűség (P_n) értéket határoztunk meg.



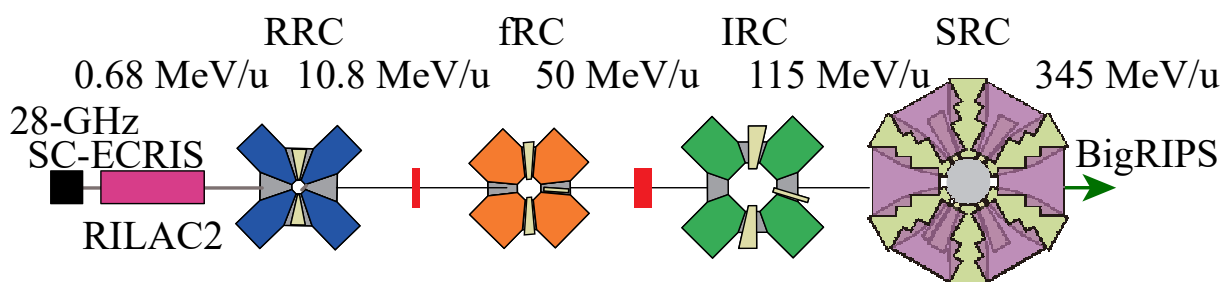
9. ábra. Az érzékenységszámítások alapján ezen világoskék tartománybeli izotópok játszanak kulcsszerepet a ritkaföldfém gyakoriságcúcs kialakulásában. A stabilitás völgyéhez közeli sötétebb árnyalást kapott tartomány azért fontosabb, mivel az itteni izotópok tulajdonságai döntik el, hogy pontosan milyen struktúrával és egyáltalán kialakul-e a REP. Az üres négyzetek stabil izotópokat, a szürke és zöld színűek olyanokat jelölnek, melyeknek tömegét már sikeresen meghatározták. Pirossal vannak feltüntetve azon magok, melyekre rendelkezésre áll neutronbefogási hatáskeresztmetszet [22]. Az általam vizsgált izotópok szintén fel vannak tüntetve az ábrán.

4. Az NP1612-RIBF148 kísérlet elrendezése

Annak ellenére, hogy a kísérletben nem vettem részt mégis szükséges a mérési elrendezés bemutatása, hiszen a kiértékelés során támaszkodnom kellett ezen ismeretekre. A RIKEN Nishina Központban elvégzett kísérlet analízise során a 2. ábrán feltüntetett 28 darab Pm, Sm, Eu és Gd izotópra sikerült felezési idő értéket meghatározni implantáció-béta események időbeli eloszlásának illesztésével. Ezen neutrongazdag izotópok közül 9-re elsőként határoztunk meg felezési idő értékeket, melyből 4 izotópot elsőként sikerült kísérletileg megfigyelni. A következőkben ezen izotópok előállításához, azonosításához és detektálásához alkalmazott eszközöket és eljárásokat mutatom be.

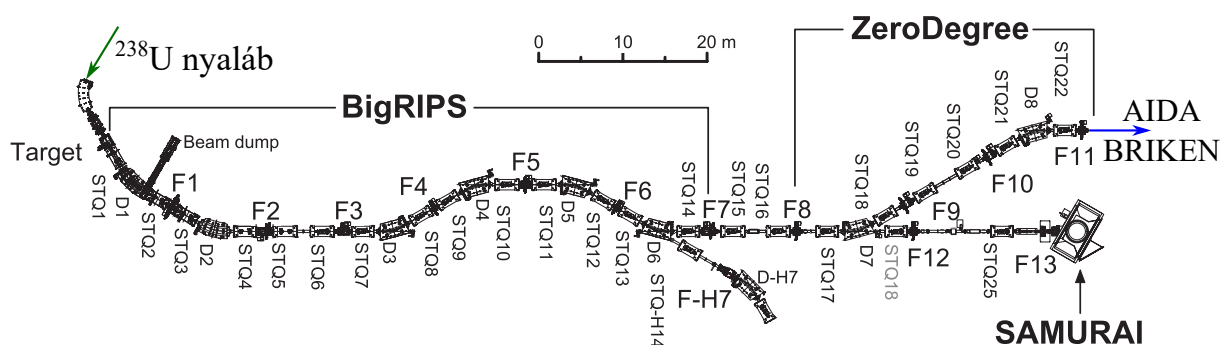
4.1. Nishina Center Gyorsítóközpont

A mérések helyszínéül a japán RIKEN Nishina Központ szolgált, ahol a Radioactive Isotope Beam Factory (RIBF) segítségével mintegy 4000 különböző instabil izotóp előállítására van lehetőség. Az elsődleges ^{238}U nyaláb gyorsításáért a 10. ábrán bemutatott többfokozatú gyorsítórendszer felelős. Ezen radioaktív, nehéz ionokból álló elsődleges nyalábot a Superconducting Electron Cyclotron Resonance Ion Source (SC-ECRIS) ionforrással hozzák létre. A gyorsítás első fokozata lineáris gyorsítóval (RILAC2) történik 0,68 MeV/nukleon energiára, majd a további gyorsítás több fokozaton keresztül, ciklotronok segítségével történik. A szupravezető SRC ciklotron elhagyása után a nyaláb energiája 345 MeV/nukleon-t is elérheti.



10. ábra. A gyorsítófokozatok vázlata és az egyes lépésekben elérhető energiák.

A gyorsítófokozatokat elhagyva a szupravezető ún. BigRIPS szeparátorba jut az elsődleges nyaláb, ahol egy szilárd (általában Be) céltárgyba csapódik. A kiszakadó izotópból nagyenergiás ún. kockélnyaláb állítható elő, ami változatos proton / neutron arányú magokból áll.



11. ábra. A BigRIPS szeparátor sematikus felépítése. Az nyaláb elektromágneses fókuszálása és rajta végzett mérések (repülési idő, energiaveszteség) az ún. fókuszpontokban (F1, F2, ...) történik [25].

A nyalábok tömegszám szerinti szeparációja azon alapul, hogy a mágneses tér által okozott eltérülés különböző energiájú izotópokra eltérő mértékű. Egy adott izotóp mágneses eltérítéssel szembeni ellenállását a mágneses rigiditás (magnetic rigidity, $B\rho$) jellemzi, amely a Lorentz-erő, körmozgás, speciális relativitáselmélet alapösszefüggéseit felhasználva a következőképp fejezhető ki (részletekért lásd [1]):

$$B\rho = \frac{A}{Q} \frac{\mu}{e} \gamma \frac{L}{t_{TOF}} \quad (4)$$

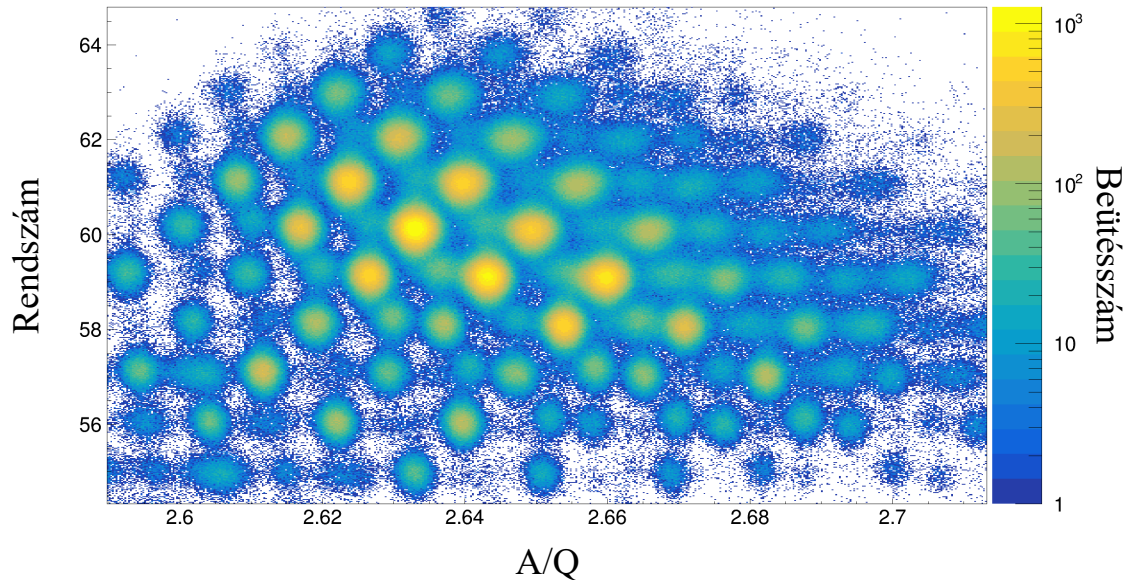
ahol A tömegszám, μ atomi tömegegység, Q = teljes töltés/ e , melyben e elemi töltés, $\gamma = 1/\sqrt{1 - (v/c)^2}$, L repülési távolság és t_{TOF} a repülési idő. Ebből kifejezhető a tömeg töltés arány:

$$\frac{A}{Q} = B\rho \frac{1}{\gamma} \frac{e}{\mu} \frac{t_{TOF}}{L} \quad (5)$$

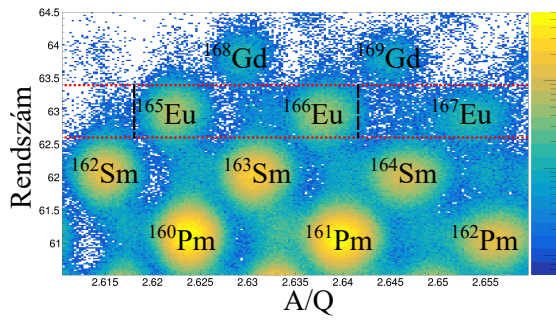
A részecskék rendszámának meghatározása az F7-es fókuszpontban elhelyezett Multi Sampling Ionization Chamber (MUSIC) detektor segítségével, energiavesztés alapján történik [25]. A részecske rendszáma és az energiavesztése közötti kapcsolatot a relativisztikus Bethe-Bloch formula adja meg:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 n Z^2}{m_e v^2} \left[\ln \frac{2m_e v^2}{I} - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 \right] \quad (6)$$

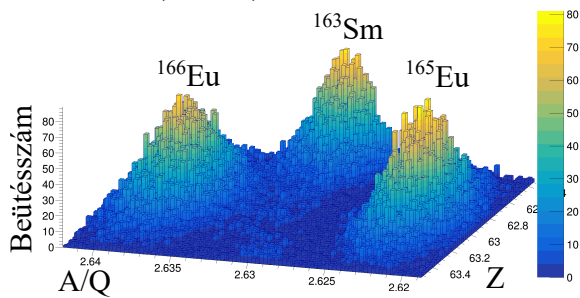
ahol m_e az elektron tömege, n MUSIC-ban található célpont (target) elektronsűrűsége, I az átlagos gerjesztési energiája az anyagnak. Ha a részecskét sikerült teljesen ionizálni, összes elektronjától megfosztani, akkor töltése megegyezik rendszámával ($Z = Q$). A t_{TOF} , $B\rho$, ΔE méréseivel és L ismeretében, ezen összefüggésekből tehát kiszámítható egy részecske tömeg töltés aránya és rendszáma. A mért hozamot a rendszám és a tömeg töltés arány függvényében ábrázolva egy ún. PID-t (Particle Identification Diagram) kapunk, ez látható a 12. ábrán.



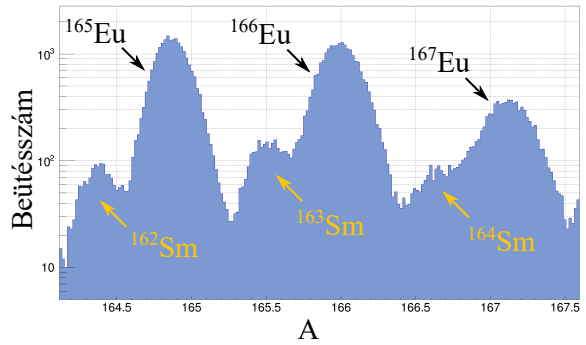
12. ábra. Particle Identification Diagram (PID) melyen a magok Z rendszámának és A/Q értékének függvényében látható a mért hozam. A koktélnyalábban számos izotóp megtalálható, ezek azonosítását teszi lehetővé a BigRIPS szeparátor.



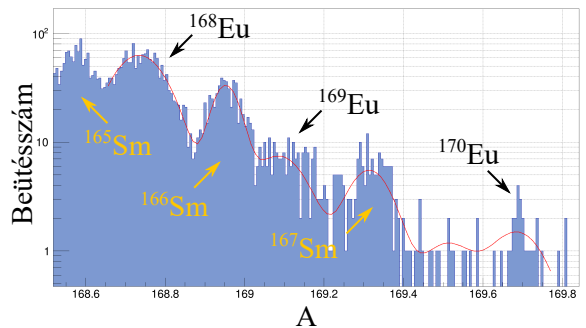
(a) A PID egy részlete. Piros vonalakkal kijelölve az a $Z = 63 \pm 0,3$ tartomány amelynek projekciója látható a 13b, és 13d, ábrán.



(c) A 13a, ábrán látható fekete és piros vonalakkal közrezárt tartomány, a PID három dimenziós ábrázolásának egy részlete. A hagyományos ábrázolásban a PID ennek a felülnézete. Jól látható, hogy a piros vonalak által kijelölt projekcióba nem csak Eu magok kerülhetnek, hanem egyéb izotópok is (pl.: ^{163}Sm). Ezért jelennek meg a 13b, és 13d, ábrán egyéb szennyező csúcsok is.



(b) A PID projekciója, a kiértékelés szempontjából fontos Eu csúcsokkal és elsősorban Sm izotópoktól származó szennyező mellécsúcsokkal. Az Eu izotópokhoz tartozó csúcsokra Gauss-görbét illesztve megállapítható az egyes izotópok hozama.



(d) A PID projekciója. A piros összefüggő vonal sorozatos Gauss illesztések összege, ezzel hangsúlyozva az egyéb szennyező csúcsok között az Eu magokhoz tartozó csúcsokat. Jól látszik, hogy ezen extrém neutrongazdag izotópoknak már jelentősen kisebb a hozama.

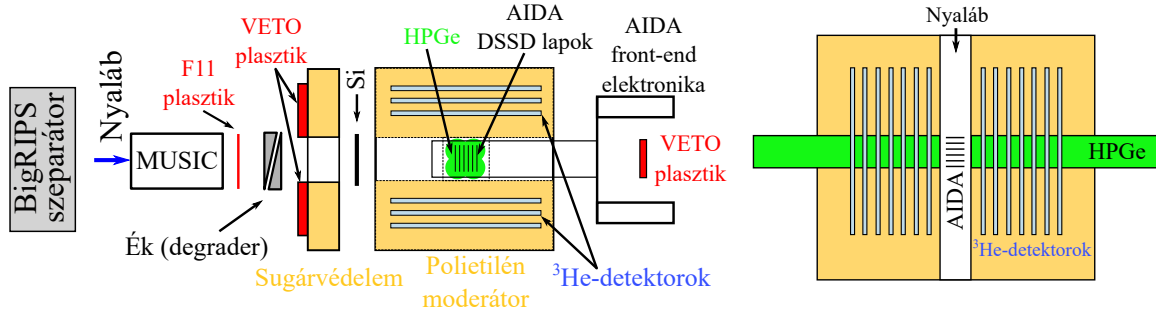
13. ábra. A Particle Identification Diagram részleti és projekciói.

4.2. Az AIDA-BRIKEN detektorrendszer felépítése

A BigRIPS szeparátort követően a nyaláb több különböző detektorrendszerbe vezethető. A dolgozat alapjául szolgáló méréseket a 11. ábrán látható ZeroDegree feliratú felső nyalábcsatorna végén található detektorrendszerrel végezték el. A nyalábot az F11 fókuszpontot követően először fémlamezek (ún. degrader-ek) segítségével lassítják, majd az ún. AIDA (Advanced Implantation Detector Array) detektorrendszerbe implantálják. Az AIDA-t körülveszi a BRIKEN (Beta-delayed neutron measurements at RIKEN) gamma-foton és neutrontetektor, melyek együttesen a 14. ábrán láthatóak. A BigRIPS szeparátor detektorainak valamint, a BRIKEN és AIDA detektorrendszereinek független az adatgyűjtése, melyeket egy közös órajellel szinkronizálnak, így minden eseményhez egy jól meghatározott időbéllyeg rendelhető [26].

4.2.1. Az AIDA-BRIKEN rendszer alegységei

Az AIDA detektorrendszerben hat réteg, x és y irányban szegmentált kétoldalú szilikon detektor (DSSD) található, melynek mindegyike 128×128 pixelből áll. Az egymást z irányban követő szilikon rétegek elnevezése $z = 0$ és $z = 5$ között történik. A 11. ábrán F11-el jelölt fókuszpontot



14. ábra. Az AIDA és BRIKEN detektorok felépítésének vázlata. A bal oldali ábrán oldalnézetből, a jobb oldalin felülnézetből látható a detektorrendszer. Az implantációkat és β -eseményeket az AIDA, neutron és γ -eseményeket a BRIKEN detektorrendszer azonosítja.

követően elhelyezett fémlapokkal úgy lassítható a szeparátorból érkező nyaláb, hogy az egyes elemek izotópjainak Bragg-csúcsa eltérő DSSD lapokra essen. Ilyen módon például a Pm izotópok $z = 2$ lapban, a Gd izotópok $z = 0$ lapba implantálódnak.

Egy implantáció során jellemzően GeV nagyságrendű jel érzékelhető, míg a β -bomlások energiájának maximumát a Q -értékük szabja meg, amely kisebb mint 10 MeV, ezért a detektorban minden szálhoz kettős elektronika tartozik. Az egyik (20 GeV-os tartományig) a nagyenergiás implantációs jelek feldolgozására, a másik (20 MeV tartományig) az implantációt követő β -események jeleinek feldolgozására szolgál. Az AIDA detektor nagy mennyiségű adatot szolgáltat, hiszen $6 \times 128 \times 128$ pixelben másodpercenként száz implantáció és azt követő igen nagy hozamú, kisenergiás β -bomlás zajlik. Az AIDA hatásfoka $\approx 50\%$ a β -eseményekre és $\approx 100\%$ az implantációkra.

Típus	Hossz (mm)	Átmérő (mm)	Nyomás (atm)	Darabszámuk
RIKEN	300	25,4	5	24
UPC	600	25,4	8	40
ORNL1	609,6	25,4	10	16
ORNL2	609,6	50,8	10	60

1. táblázat. A BRIKEN detektorban használt ^3He detektorok típusai és fő karakterisztikái [26].

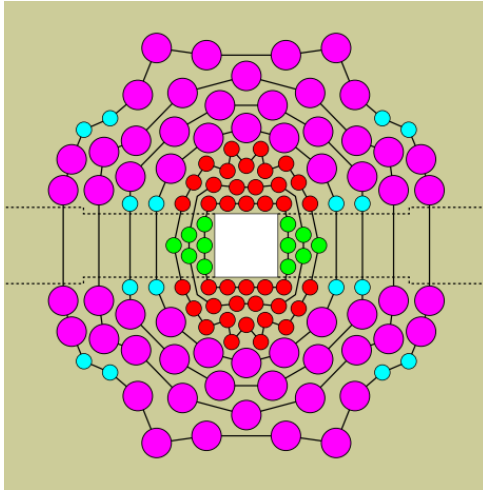
Az AIDA-t körülvevő, független BRIKEN detektorrendszer neutronok és γ -fotonok detektálására is alkalmas. A BRIKEN detektorrendszer egy polietilén moderátorba van ágyazva (melynek célja a neutronok lassítása, ezzel a detektálási hatásfok növelése) melyben megtalálható 140 darab ^3He gáztöltésű detektor. A ^3He gázzal töltött proporciós számláló detektorok a következő magreakció segítségével detektálja a neutronokat:



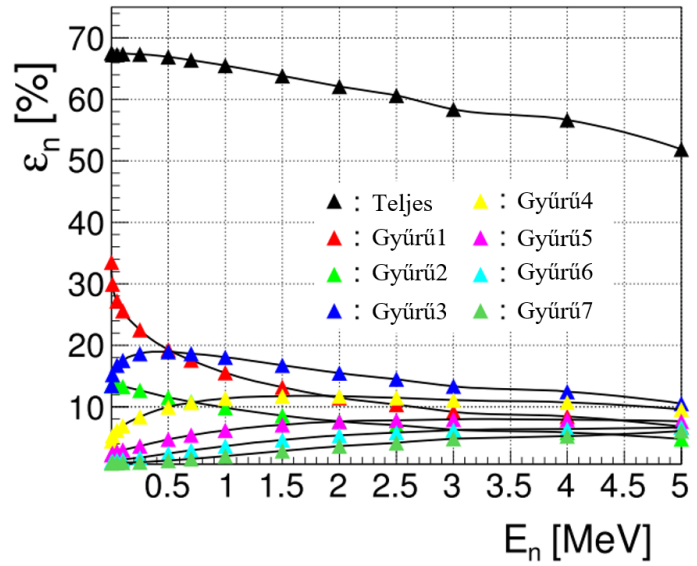
A töltött részecskék ionizálják a gázt és elektron-ion párokat keltene. A számlálók válaszfüggvénye a 18. ábrán látható.

A neutrontektálási hatásfok $\approx 60\%$ energiafüggése a 15b. ábrán látható, amely a számunkra releváns energiatartományon konstansnak tekinthető. A BRIKEN rendszer teszi lehetővé a későneutronok észlelését és ezáltal implantáció-béta-neutron ($i\text{-}\beta\text{-n}$) koincidencia események azonosítását.

Két nagy tisztaságú clover típusú germánium (HPGe) detektor is található a polietilén moderátorba ágyazva, amelyek γ -fotonok detektálására szolgálnak. Ezen detektorok hatásfoka 1332



(a) Neutrondetektorok elhelyezkedése. Zöld: RIKEN; piros: UPC; világos kék: ORNL1; rózsaszín: ORNL2. A detektorokat összekötő fekete vonalak 7 gyűrűt alkotnak.



(b) Neutrondetektálási hatások a neutron energiájának függvényében.

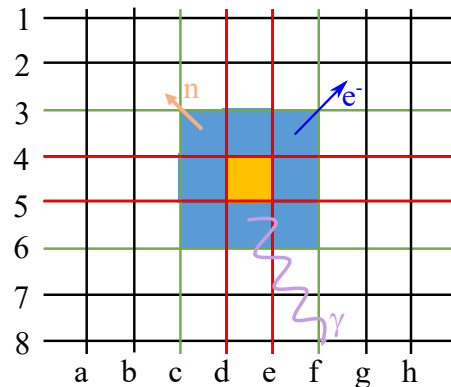
15. ábra. A neutrondetektor rendszer vázlata és hatásfoka [26].

keV-es fotonra $\approx 1,13\%$. A β -eseményt követő gamma-sugárzás detektálása által további információkhoz juthatunk az implantált mag struktúrájáról, valamint felezési idő meghatározására is lehetőséget ad (5.4. fejezet).

4.2.2. Eseményválogatás

Az F11 fókuszpont és az AIDA detektor között alumínium lapokat helyeznek el, melyek vastagságának módosításával csökkenthető, szabályozható a beérkező nyaláb sebessége. Ezen szabályzás célja, hogy az átjutó nyaláb izotópjainak Bragg-csúcsa rendszámuk szerint elkülönülve, különböző DSSD-knél legyen. Tehát ismert, hogy egy izotóp implantációjának túlnyomó része melyik DSSD lapnál, lapoknál következik be.

A többi DSSD lapban történő eseményeket nem vesszük figyelembe egy adott elem izotópjainak kiértékelés során, ezzel szűrve a mérési adatokat. Az AIDA detektorba beérkezés előtt a nyaláb áthalad egy $11,6 \text{ cm} \times 11,6 \text{ cm}$ nagyságú nyíláson, amely egy 20 cm vastag polietilén és kadmium pajzson található. A 2 mm vastag kadmium borítású pajzs megakadályozza a szeparátorból érkező fókuszálatlan, egyéb magok és neutronok bejutását a detektorba. Továbbá a nyílás alatt és felett elhelyezkedő nagyméretű szcintillációs detektorokkal észlelhetőek a nyalábbal érkező gyors neutronok, egy ilyen észlelést követő események elvetésével csökkenthető a háttéresemények száma. Az AIDA detektor mögött található szcintillációs vétődetektor észleli azokat a magokat, amelyek kisebb tömegük miatt átjutnak az AIDA detektoron. Ilyen észlelés esetén szintén elvetjük az azt megelőző β -eseményeket az AIDA-ban, mivel a könnyebb mag áthaladásakor kisebb energiát ad le, amelyet



16. ábra. Az AIDA detektor DSSD-jének egy részlete, melynek sárgával jelölt pixelében implantáció történik.

tévesen β -eseményként azonosíthatunk. A véto-események megfelelő használatával radikálisan csökkenthető a háttéresemények száma.

A BigRIPS szeparátorban a 4.1. részben ismertetett módon meghatározható a magok rendszáma és tömeg töltés aránya. Az implantáció helyének meghatározásának vázlata a 16. ábrán látható. Egy pixelben akkor történik implantáció, ha x és y irányú szálak közül két-két szomszédos (piros, 4-5 és e-f) egymást követően ad jelet. Egy implantáció során akkora a jel, hogy az adott pixel és szomszédai is szaturálódnak. Ha ezen szálaknak a szomszédai (zöld, 3-6 és d-g) csak ezt követően adnak jelet, akkor valóban implantáció történt a piros szálak által közrezárt (sárga) pixelben. Bármilyen más sorrend esetén (pl.: d-f-g-e vagy 4-6-3-5) elvetjük a mérési adatokat. Ezt követően az implantáció és azt körülvevő pixeleket (kék) vizsgáljuk. Ezekben a pixelekben, egy adott időablak alatt detektált β -eseményeket tekintjük az adott implantációhoz tartozónak. Az implantációnál ($\sim \text{GeV}$) jóval kisebb energiájúak a β -események, a detektált jel maximumát a bomlásra jellemző Q_β érték szabja meg (ezen kísérletben vizsgált magok esetén: $Q_\beta \sim 3 - 5 \text{ MeV}$).

A tömeg töltés arány és rendszám ismeretében egyértelműen azonosítható, hogy egyes implantációk mely magokhoz tartoznak. A mért adatok feldolgozásakor tehát az egyes magokhoz tartozó összes implantáció és β -esemény detektálási idejének különbsége egyetlen ábrán, az i - β korrelációs hisztogramon ábrázolható, erre látható példa a 17. ábrán. Ezen i - β korrelációs hisztogram alapján meghatározható az implantált mag felezési ideje.

A gáztöltésű detektorok segítségével neutrontektálásra is lehetőség van. A neutronok a moderálás és a detektálás mechanizmusa miatt késve, a β^- -bomlást követő $\sim 200 \mu\text{s}$ széles időtartományban (99,6%) érkeznek a detektorba. Ha a β^- -bomlást követően ezen időablakban detektálunk neutronot, akkor azt ahhoz a β^- -bomláshoz rendeljük. Így vizsgálhatunk implantáció-béta-neutron (i - β -n) hármas koincidencia eseményeket, amelyekből számítható az adott mag neutronkibocsátási valószínűsége (P_n). Rövidebb időablak használatával csökkenthető a véletlenszerűen korreláló neutronok száma, de ezáltal csökken a neutron detektálási hatások.

A nagy tisztaságú germánium (HPGe) detektorok lehetővé teszik γ -fotonok észlelését. A β^- -bomlást követően egy $20 \mu\text{s}$ -os időablakban detektált γ -fotonokat az β^- -bomláshoz rendeljük. Ezáltal elvégezhető az implantáció-béta-gamma (i - β - γ) hármas koincidencia események azonosítása is. Ezen korrelált γ -fotonok energiájából következtethetünk a leánymag nívószerkezetére, valamint i - β - γ hisztogram alapján lehetséges a felezési idő meghatározása is [1].

5. Analízis

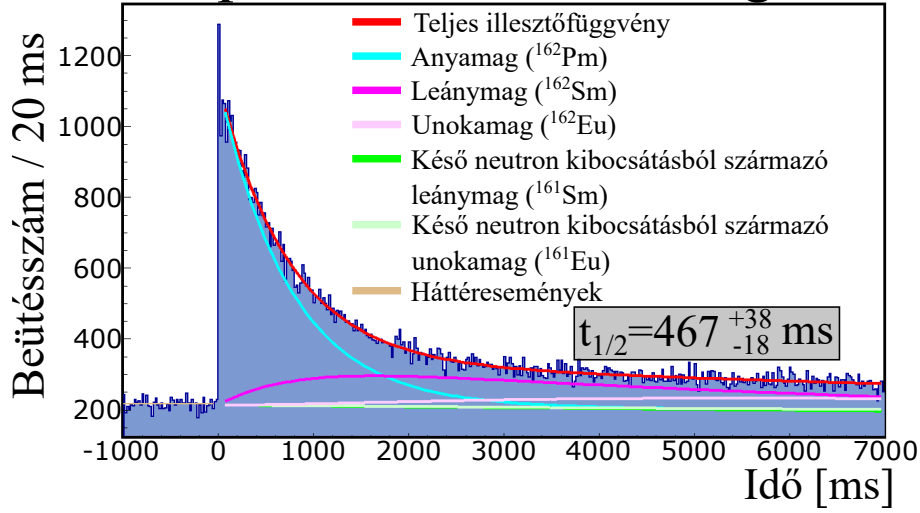
Korábbi munkám mindössze a Pm izotópok felezési idejének i - β események Bateman illesztésével történő meghatározását foglalta magában. Ezen dolgozatomban a vizsgált izotópok körét jelentősen kiterjesztettem, valamint újabb módszerekkel bővítettem ki analízisemet, mellyel lehetőség nyílt a P_n -érték és a felezési idő alternatív meghatározására. A következőkben néhány példán keresztül, általánosan mutatom be az analízis főbb lépéseit, majd eredményeimet a 6. fejezetben foglalom össze.

5.1. Bateman-formula

Radioaktív bomlás során az időegységre jutó bomlási (átalakulási) valószínűséget bomlási állandónak nevezik, jele λ , mértékegysége $1/\text{s}$. A bomlás során megmaradt atommagok száma az $N(t)$ függvénnyel írható le.

Ha ezen függvényt pontosan meg akarjuk határozni, akkor minden egyes atommagról tudni kell, hogy az mikor bomlott el, ekkor $N(t)$ értéke eggyel csökken. Ekkor $N(t)$ ugrásfüggvények

Implantáció-béta hisztogram



17. ábra. Implantáció-béta hisztogram részlete. Az időtengely nullpontját az implantáció jelöli ki. Az ezt megelőző események a háttéreseeményekből származnak, ennek hatását figyelembe kell venni a bomlási görbe meghatározásakor. Piros színnel látható az implantációt követően az $i\text{-}\beta$ hisztogramot illesztő függvény, valamint különböző színekkel annak egyes komponensei. Ezen ^{161}Pm maghoz tartozó hisztogram esetén a későneutron-kibocsátást követő magok száma igen alacsony, mivel $P_n \approx 1\%$. Jelen példában az egymást követő két β^- -bomlásból származó unokamag (^{161}Eu , $t_{1/2} = 30,1$ s) szerepe is kicsi, de már jól látható, hogy nem elhanyagolható [3].

összege, ami matematikailag nehezen kezelhető, ezért a megmaradó atommagok pontos száma helyett ezeknek várható értékét érdemes vizsgálni. Tehát $N(t)$ függvény helyett sok esetre átlagolt átlagos értékét $N_a(t)$ vizsgáljuk. Ha Δt idő alatt átlagosan $\bar{n}$ darabbal csökken a megmaradó magok száma:

$$N_a(t + \Delta t) - N_a(t) = -\bar{n} = -N_a(t)p \quad (8)$$

ahol p egy atommag elbomlásának valószínűsége (bomlási állandó definíciója alapján: $p = \lambda \Delta t$). Ekkor az előző összefüggés tovább alakítható:

$$N_a(t + \Delta t) - N_a(t) = -N_a(t)\lambda \Delta t \quad (9)$$

$$\frac{N_a(t + \Delta t) - N_a(t)}{\Delta t} = -\lambda N_a(t) \quad (10)$$

$$\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{N_a(t + \Delta t) - N_a(t)}{\Delta t} = -\lambda N_a(t) \quad (11)$$

$$\frac{dN_a(t)}{dt} = -\lambda N_a(t) \quad (12)$$

Ezen egyszerű bomlás differenciálegyenletének megoldása exponenciális függvény. Ha a kezdeti atommagszám nagy, akkor $N_a(t)$ függvény megoldása jól visszaadja a valós $N(t)$ függvényt. A megoldást exponenciális bomlástörvénynek nevezik:

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t} \quad (13)$$

Az atommagokat bomlás szempontjából sokszor nem a bomlási állandójukkal, hanem a felezési idejükkel jellemzik. Definíció szerint felezési idő az az idő, amely alatt a kezdeti magok száma

átlagosan a felére csökken:

$$N(t = t_{1/2}) = \frac{N_0}{2} \quad (14)$$

Az exponenciális bomlástörvény alapján az összefüggés a bomlási állandó és a felezési idő között:

$$\begin{aligned} \frac{N_0}{2} &= N_0 e^{-\lambda t_{1/2}} \\ 2 &= e^{\lambda t_{1/2}} \\ \ln 2 &= \lambda t_{1/2} \\ t_{1/2} &= \frac{\ln 2}{\lambda} \end{aligned} \quad (15)$$

A bomlás továbbá az aktivitással is jellemezhető, ami az időegységenkénti bomlások száma. Az átlagos aktivitás:

$$A(t) = \lambda N(t) \quad (16)$$

A kísérlet során vizsgált atommagok rendkívül neutrongazdagok, ezért a β^- -bomlás során létrejövő leányelemek is radioaktívak. Ezért a leányelem is bomlik, és ezen sor addig folytatódik, amíg egy stabil izotóphoz nem ér, a benne részt vevő magok egy bomlási sor tagjai. Soros bomlás esetén nincsenek elágazások, egy elem átlagos darabszámát $N_i(t)$ függvény írja le. A sor valamely későbbi tagját ($i > 1$) vizsgálva annak darabszáma csökken egyszerű bomlás során, azonban van egy $i - 1$ elemtől származó keletkezési tag is. Éppen annyi leányelem keletkezik, mint amennyi anyaelem elbomlott adott idő alatt.

$$\frac{dN_i}{dt} = -\lambda_i N_i(t) + \lambda_{i-1} N_{i-1}(t) \quad (17)$$

Ha kezdetben csak egyetlen anyamagból van N_{10} darab és a sorban nincsenek megegyező bomlási állandóval rendelkező tagok (analízisünkben ezen feltételek teljesülnek), akkor általánosan egy i -edik elem átlagos darabszáma:

$$N_i(t) = \sum_{j=1}^i \frac{N_{10} \prod_{k=1}^{i-1} \lambda_k}{\prod_{\substack{k=1 \\ k \neq j}}^i (\lambda_k - \lambda_j)} e^{-\lambda_j t} \quad (18)$$

Ezt a megoldást Harry Bateman már 1910-ben megadta, melyet tiszteletére Bateman-formulának neveznek [1, 27].

5.2. Implantáció-béta hisztogram vizsgálata

Az implantáció- β hisztogramokon a detektált β -események száma van feltüntetve az implantációtól számított detektálási idejének függvényében. Ezen események nem csak az implantált anyamag β^- -bomlásából származó beütéseket tartalmazzák, hanem azzal együtt megjelennek a bomlási sor későbbi tagjainak bomlásából származó beütések is. Ezen magtartományban a leány, sőt unokamagok felezési ideje is olyan rövid, hogy a belőlük származó beütések már nem elhanyagolhatóak. Az aktivitás definíciója alapján a detektált beütések száma az aktivitás és az időegység szorzata, a hisztogram legkisebb időtartam egységét a binmérettel adjuk meg. Tehát az implantáció- β hisztogramokra illeszthető függvény a teljes aktivitás idő szerinti függvényével

arányos⁵, ahol a teljes aktivitás, az egyes magok aktivitásának összege (n -edik, még radioaktív magig vizsgálva):

$$A_{tot}(t) = \sum_{i=1}^n \lambda_i N_i(t) \quad (19)$$

Felhasználva a (18) Bateman-formulát:

$$A_{tot}(t) = \sum_{i=1}^n \lambda_i \sum_{j=1}^i \frac{N_{10} \prod_{k=1}^{i-1} \lambda_k}{\prod_{\substack{k=1 \\ k \neq j}}^i (\lambda_k - \lambda_j)} e^{-\lambda_j t} \quad (20)$$

Tehát az i - β hisztogram Bateman-illesztésével megkapható az implantált, anyamag bomlási állandója, felezési ideje.

Ezen tartományban azonban későneutron-kibocsátás is előfordulhat, ezért a bomlási sorokban vannak elágazások. Egy elágazásig a Bateman-formulával megadhatóak a magok száma, azt követően pedig külön-külön számolhatóak tovább a Bateman-formulával az egyes ágak, amelyeknek populálási arányát a későneutron-kibocsátási valószínűség adja meg. A magok későneutron-kibocsátási valószínűsége a stabilitási völgyhöz közeledve csökken, ezen tartományban a bomlási sor későbbi tagjai esetén $P_n \approx 0$.

Az illesztés elvégzéséhez szükséges a bomlási sor későbbi tagjainak bomlási állandójának ismerete, ezek értékét az első illesztések során az irodalmi értékek tekintjük. Hasonlóan a P_n értékét is kezdetben csak elméleti modellekre (kísérleti eredmény nagyon kevés esetben áll rendelkezésre ezen tartományban) támaszkodva vehetők figyelembe.

A függvényillesztés lépései:

1. Háttérillesztés. Az implantációt megelőző időtartamra lineáris függvényt illesztettem $B(t) = m \cdot t + b$ alakban. Azért szükséges lineáris háttér illesztése mivel a nem környezeti eredetű háttéresemények egyenesen arányosak a nyalábintenzitással, így az implantáció környékén szimmetrikusan megnő a háttéresemények száma. Ezen háttéresemények véletlenszerű elektronikus zajból, környezeti eredetű háttéreseményekből, egyéb magok ionizálódásából származnak.
2. Az implantált maghoz tartozó bomlási sor megadása. Ehhez ahol szükséges volt figyelembe vettem az anyamag későneutron-kibocsátásának valószínűségét, valamint a leány és unokamagok felezési idejét. A dedunokamagok aktivitása már jellemzően olyan alacsony, hogy számottevően nem járulnak hozzá a teljes aktivitáshoz.
3. Az illesztéshez szükséges paraméterek kezdeti értékének megadása. A szimmetrikus jelleg miatt az implantációt követően $(-m, b)$ paraméterekkel illesztettem a háttérre. Ezen értékek nem rögzítettek az 1. lépés illesztési eredményei $\pm\sigma$ érték közé vannak szorítva. Az N_{10} az anyamag kezdeti magszáma, amit első lépésben a hisztogram (implantációnál levő) maximális beütésszámával közelíthetünk, ennek értéke gyorsan iterál. Ahol lehetőség volt az implantált mag kezdeti felezési idejének az irodalmi értéket vettem, egyéb esetben az eggyel kisebb tömegszámú izotóp felezési idejét. A bomlási sor későbbi tagjainak kezdeti felezési idejének szintén az irodalmi adatot tekintettem, amelyre $\pm 2 - 3\sigma$ megszorítást

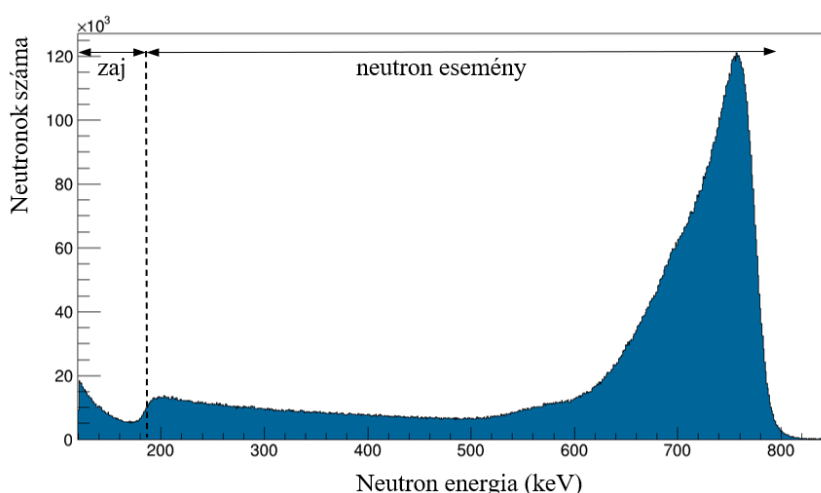
⁵ Ezen arányossági tényező a binméret és a β -detektálási hatásfok, hiszen a detektor hatásfoka nem egy. Mivel azonban a detektálási hatásfok különböző magokra szinte azonosnak tekinthető, ezért első közelítésben tekinthetjük úgy mintha csak kevesebb esemény lett volna eleve.

alkalmaztam (a megszorítás mértéke szintén egy variálható paraméter az illesztés során). A későneutron-kibocsátási ág járuléka kis P_n értékek esetén nem jelentős, ezen magoknál szűkebb tartományra is meg lehet szorítani a felezési időket. A P_n értéket elméleti modellek alapján adtam meg a kiértékelés ezen fázisában.

4. A kiértékelő programom ekkor előállítja a teljes aktivitás idő szerinti függvényét N_{10} , lineáris háttér, P_n , és a leány valamint unokamagok felezési idejének ismeretében. Ehhez a ROOT környezet függvényillesztő könyvtárának MINUIT2 csomagját használtam, az illesztéseket maximum likelihood módszerrel végeztem. Az illesztés hibájának meghatározása MINOS technikával történik. A maximum likelihood módszer a legkisebb négyzetekkel ellentétben alacsony statisztikájú bínok esetén sem okoz szisztematikus hibát. A BRIKEN kollaboráció többi mérésének kiértékelése során is ezt a módszert alkalmazták [1, 26].

5.3. Implantáció-béta-neutron korrelációk vizsgálata

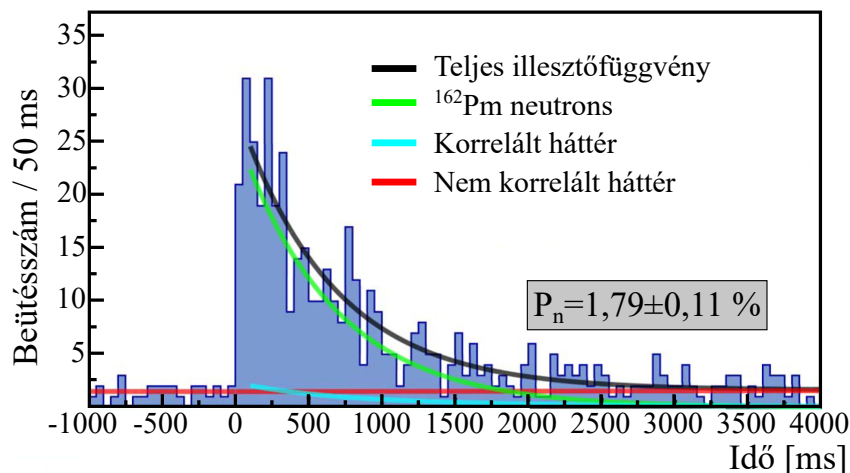
A 4.2.2. fejezetben már bemutatásra került a BRIKEN detektorrendszer, mellyel lehetőség van a β -bomlás során keletkező neutronok azonosítására, melyeknek energiaeloszlása a 18. ábrán látható. A β -késleltetett neutronkibocsátást jellemző P_n -érték meghatározásához azonosítani és kell számolni az implantációt követő korrelált neutron eseményeket.



18. ábra. A BRIKEN-nel detektált neutronok energiaspektruma 120 keV-os zajsűrésre szolgáló energiavágással. Ezen ábrán az összes gáztöltésű számláló jele össze van adva, amely egy jól meghatározott karakterisztikus válaszfüggvényt mutat. Ezen detektorok alapvetően csak proporciós számlálók, azonban energiakalibráció megtehető a 764 keV energiás (a (7) összefüggésben látható, hogy ekkora energia szabadul fel a reakció során) teljes abszorpciós csúcs alapján [26].

A vizsgált izotópok a kiértékelés szempontjából három csoportba oszthatók. A legkönnyebb magok esetében, ahol a $Q_{\beta n}$ -értékek kicsik vagy akár negatívak (tehát ez a bomlási csatorna zárt), ott az implantációs- β -neutron (i- β -n) események számát numerikus integrálással határoztam meg, ezen izotópok P_n -értéke nullával konzisztensnek adódott. Hasonlóképpen a P_{1n} értékre is csak egy konzervatív felső határértéket határoztam meg, és numerikus integrációt alkalmaztam a legneutrongazdagabb izotópok esetében, amelyeknél a neutronesemények száma nem érte el az 50-et. Számos esetben azonban elegendő statisztika állt rendelkezésre ahhoz, hogy az i- β -n hisztogramot a 19. ábrán is látható módon exponenciális függvénnyel illesszem, melyből meghatározható az i- β -n korrelációs események száma. Mivel a felezési idő meghatározását befolyásolja a P_n -érték és fordítva, így a fent leírt illesztési eljárást iteratív módon végeztem el.

Az összes izotópra kapott eredményt és elméleti modellekkel való összevetését a 24. ábra tartalmazza. A legneutrongazdagabb izotópok esetében már olyan kevés mag implantálódik, hogy az i - β -n események illesztésekor a statisztikus bizonytalanság 30%-t meghaladó. Továbbá ezen izotópok leányelemeinek bomlását is követheti későneutron-kibocsátás, így ezen magokra csak egy konzervatív felső limitet határoztunk meg 95% konfidencia szinttel.



19. ábra. Implantáció- β -neutron hisztogram illesztése és a belőle meghatározott későneutron-kibocsátási valószínűség [3].

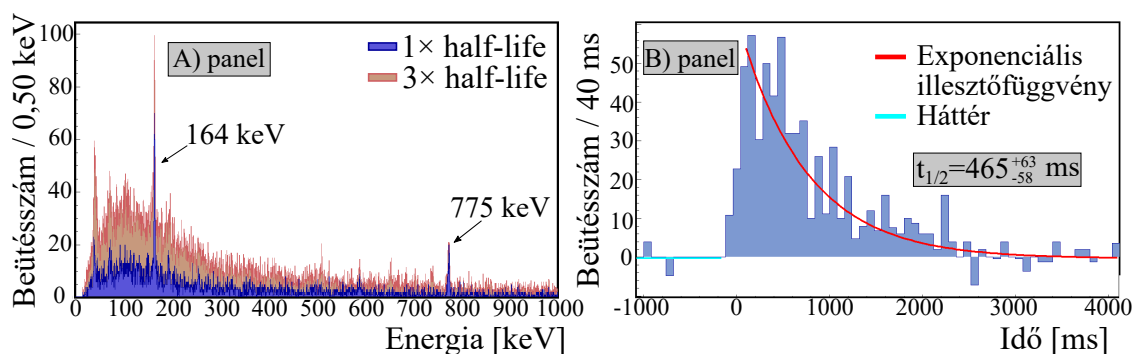
5.4. β -késleltetett gamma kibocsátás vizsgálata

A felezési idő értékek meghatározására és az i - β hisztogramok Bateman-illesztésén alapuló eredmények ellenőrzésére független lehetőséget ad az i - β eseményeket követő legerjesztődésből származó γ -átmenetek időbeli eloszlásának elemzése. Ezen megközelítés alkalmazásához azonban először a bomláshoz kapcsolódó γ -átmeneteket kell azonosítani, mivel a spektrumban megjelenő csúcsok kialakulásában az anyamagon kívül a bomlási sor későbbi tagjai is hozzájárulhatnak.

Az anyamaghoz tartozó csúcsok azonosításához tekintsük a 20. ábra A) panelén látható spektrumokat. A barna színű spektrum esetén az implantációt követően egy felezési idő alatt, kék színnel rajzolt spektrum esetén a három felezési idő alatt koincidenciában detektált γ -fotonok hozamát ábrázoltam. Ilyen $(1 \cdot t_{1/2} - 3 \cdot t_{1/2})$ ábrázolás esetén a barna színű, rövidebb időtartamhoz tartozó hisztogram adott csúcsára illesztett Gauss-görbe és a kék színű azonos csúcsra illesztett görbe (mindkét esetben a Compton-háttérrel lineárisan illesztve) területének hányadosa $\approx \frac{50}{50+25+12,5} = \frac{4}{7} \approx 0,571$, ha a csúcsot pusztán az anyamag populálja. Például a ^{160}Pm izotóp 162 keV energián a különböző időtartamokhoz tartozó csúcsok Gauss-illesztése esetén az arány $\approx 0,565 \pm 0,075$, tehát a 162 keV energiához tartozó csúcs valóban dominánsan az anyamag bomlásából származik.

Ha egy csúcsot dominánsan az anyamaghoz tartozónak azonosítunk, akkor elkészíthető a csúcs alatti területhez tartozó hisztogram, és a csúcs környéki energiatartományhoz tartozó hisztogram (Compton-háttér). A 20. ábra B) panelén látható két hisztogram különbségeként előállított új hisztogramot egy exponenciális függvénnyel illesztve megkapható az anyamag felezési ideje. Az ehhez szükséges illesztőprogram az i - β hisztogram illesztéséhez fejlesztett és tesztelt illesztőprogrammal megegyezik, mindössze abban tér el, hogy nem a Bateman-formulából származó bonyolult függvény szerint, hanem egy exponenciális függvény szerint illeszt.

Ezen módszerrel kapott felezési idő értékek függetlenek a bomlási sor későbbi tagjaitól, az így kapott eredményekkel ellenőrizhető az i - β hisztogramra illesztéséből meghatározott felezési idő értékek. A 17. és 20. ábrán feltüntetett felezési idő értékek jó egyezést mutatnak.



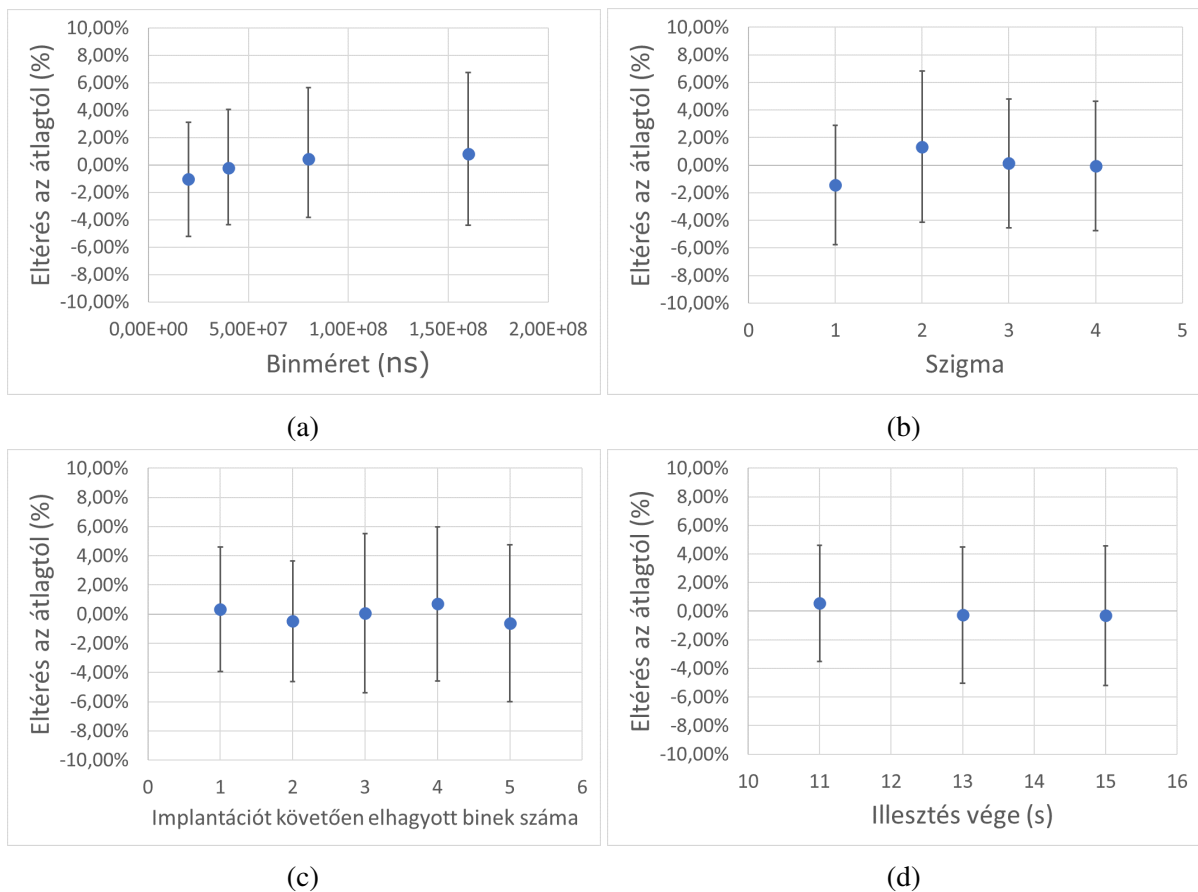
20. ábra. Az A) panelen látható ^{162}Pm izotóp spektrumai különböző felezési idők elteltével detektált γ -fotonokhoz tartoznak. A csúcsterületek arányaiból azonosítani lehet, hogy mely csúcsok tartoznak dominánsan az anyamaghoz (ebben az esetben 164 keV és 775 keV-es csúcs). A csúcsok azonosítását követően a Compton-háttér levonását követően a B) panelen látható hisztogram kapható, melynek exponenciális illesztéséből meghatározható a felezési idő [3].

5.5. Bizonytalanságanalízis

A felezési idő meghatározásához több illesztést is végzek, amelyekben a következő paraméterek változtathatóak:

- Illesztés kezdete és vége. Implantációkor a detektorrendszer szaturálódik, ez az i - β hisztogramban úgy jelenik meg, hogy $t = 0$ másodpercben van egy jelentős eseményszám csúcs. Természetesen ez még nem valódi β -eseményből származó jel, tehát ki kell hagyni az illesztésből. Hogy mekkora időtartammal utána (hány implantációt követő bint hagyunk ki) kezdjük meg az illesztést az véletlenszerű hatással van az illesztésre, ezáltal a meghatározott felezési időre. Hasonlóan az illesztés befejezésének időpontjának is van egy kisebb hatása az eredményekre.
- A kiértékeléshez használt hisztogramok egyenletes (idő) osztályokból, binekből állnak. A binméret (binsize) változtatása szintén véletlenszerű hatással van az eredményre, túl kicsi érték esetén rengeteg a fluktuáció, túl nagy érték esetén elvész az eredeti struktúra.
- Paraméterek korlátozásának mértéke. Minden egyes illesztési paraméterre megadható, hogy az milyen tartományban változhasson (programomban szigma paraméter). Ha túl kicsi, szűkre szabott tartományon változhatnak a paraméterek értékei, akkor a program nem feltétlen képes megtalálni a fizikai illesztőfüggvényt. Túl nagyra engedett keretek között azonban a program olyan paraméterkombinációt is találhat, amely ugyan matematikailag helyes, jól illeszkedik a hisztogramra, azonban a paraméterek oly mértékben különböznek a fizikai értékektől, hogy annak már valós fizikai jelentése nincs.

A paraméterek helyes kezdeti becslésével és megszorításával több különböző paraméterű, azonban hasonló eredményre vezető illesztés készíthető. A felezési idő értéke és bizonytalansága is változik, az alapján, hogy melyik illesztési paramétert változtatok. Aszerint, hogy melyik paraméter változtatásától milyen mértékben függ a felezési idő, szintén levonhatóak az adott bomlásról következtetések. Például, ha az illesztés végének változtatására nagy tartományban érzéketlen a felezési idő akkor elegendő számú hosszú felezési idejű magot veszünk figyelembe az illesztésnél, megfelelő felezési idővel. Egy illesztési módszer annál jobbnak tekinthető minél kevesebb szisztematikát látunk a paraméterek és a kapott eredmény között és csak véletlenszerű ingadozásokat látunk a középértékben. Ezek ellenőrzésére szolgálnak a 21. ábrán látható



21. ábra. A ^{162}Pm izotópon elvégzett 223 illesztéshez tartozó paraméterek, illesztésre gyakorolt hatásának vizsgálatára szolgáló ábrák.

grafikonok. Az ábrákon az egyes paraméterértékekhez tartozó átlagtól való százalékos eltérés, a hozzátartozó százalékos bizonytalansággal van ábrázolva. Ezek a szimmetrikus hibasávok a szisztematikus és statisztikus hibát is tartalmazzák. Az összes paraméter esetén látható, hogy ezek a hibasávok nem túl nagyok ($\approx 5\%$), az értékekben nem mutatkozik semmiféle szisztematika.

Egy illesztés jóságát többféleképpen is jellemezhetjük. Ezen kiértékelésben a χ^2 -módszert és a residual módszert alkalmaztam az illesztések jóságának ellenőrzésére.

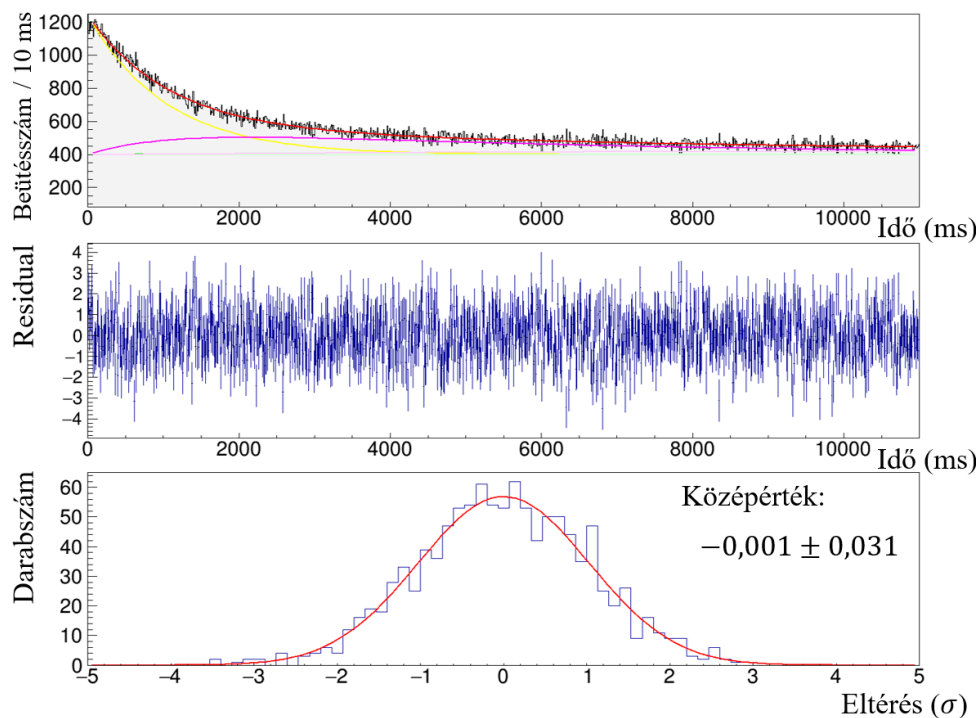
$$\chi^2 = \sum_i^n \frac{(\text{megfigyelt érték}_i - \text{illesztett érték}_i)^2}{\text{illesztett érték}_i} \quad (21)$$

Ezen kifejezés értéke, ha ≈ 1 akkor az illesztés jónak tekinthető. A residual módszer esetén képezzük az alábbi hányadost:

$$\text{residual} = \frac{\text{fit érték} - \text{megfigyelt érték}}{\sqrt{\text{fit érték}}} \quad (22)$$

Ha ezen kifejezés értéke nulla körül fluktuál az illesztés minden pontján és ezen értékeket feltüntetve nem látható semmilyen szabályosság, akkor az illesztés feltehetően jól sikerült. Ennek ellenőrzésére szolgál az eltérés értékek eloszlásának ábrázolása. Jó illesztés esetén egy nulla középértékű, Gauss-görbével illeszthető hisztogramot kapunk. Az implantáció- β hisztogram, annak illesztése és ezen eltérés (residual) értékek, valamint eloszlásuk ábrázolása látható a 22. ábrán.

Asszimmetrikus hiba meghatározásához változó illesztési paraméterekkel néhány száz illesztést végeztem (a konkrét szám izotóponként változó). Minden egyes illesztésből meghatározható egy



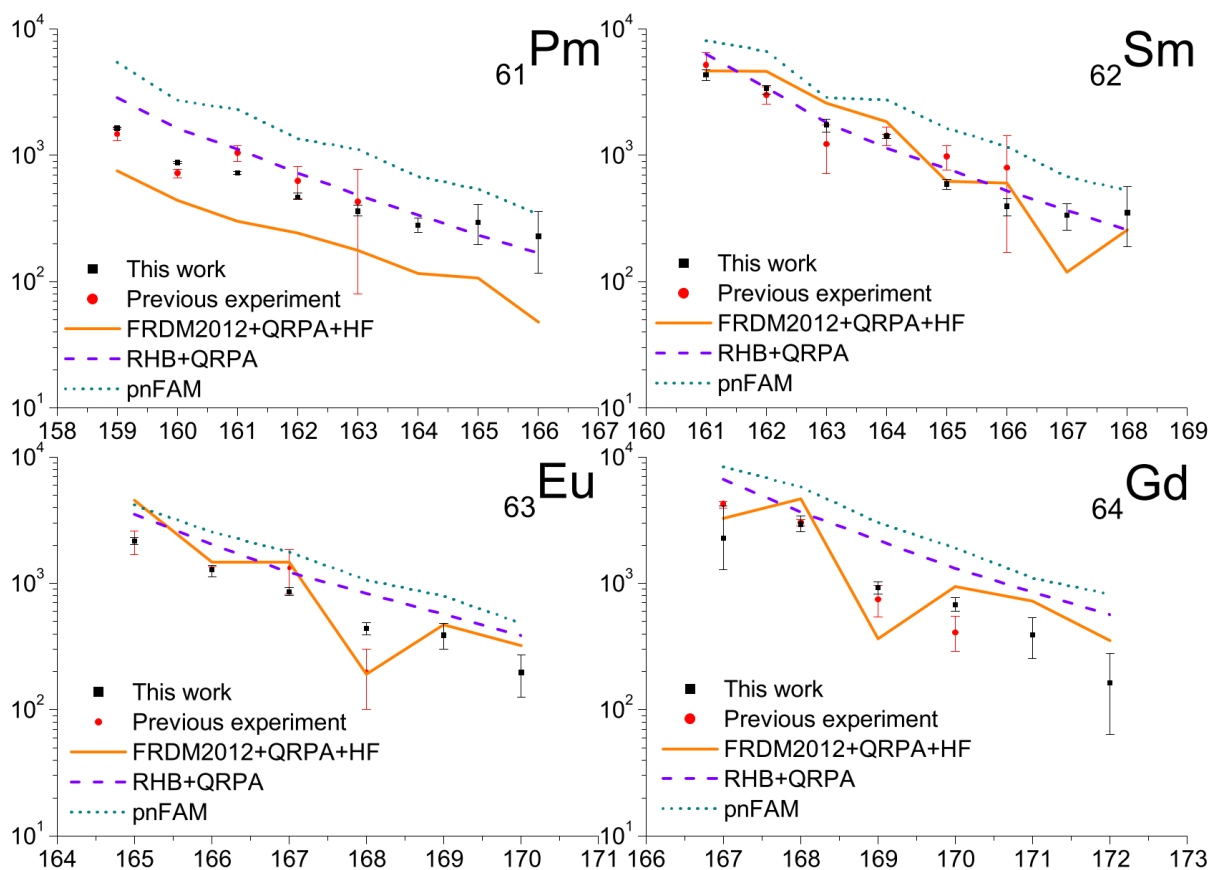
22. ábra. A felső ábrán a ^{161}Pm $i\text{-}\beta$ hisztogramjának illesztése, a középső ábrán a függvény jóságát jellemző residual, az alsó ábrán az eltérés értékek eloszlását tartalmazó grafikonok láthatóak. Az eltérés értékek a $\pm 4\sigma$ tartományon belül esnek, közöttük szisztematika nem látható. Az eloszlásuk is jól illeszthető egy ≈ 0 középpértékű Gauss-görbével, tehát az illesztés jól sikerült.

felezési idő és annak bizonytalansága. Ezeket mint várható értéknek és szórásértéknek tekintve számos normális (Gauss) eloszlásnak megfelelő valószínűségi sűrűségfüggvény készíthető. Ezen függvényeknek az összege egyetlen függvényt ad, amely már a szisztematikus bizonytalanságokat is magába foglaló valószínűségi sűrűségfüggvénye a felezési időnek. Ennek kiszámítva várható értékét és szórását megkapjuk az egész illesztés végeredményének tekinthető felezési időt és annak bizonytalanságát [1].

6. Kísérleti eredmények és magfizikai jóslatok

Az előző fejezetekben bemutatott példák és módszerek kisebb módosításokkal az összes általam vizsgált izotópra alkalmazhatóak. Az így kapott eredményeket az alábbi ábrák foglalják össze, melyek az Astrophysical Journal folyóiratban is megjelentek [2].

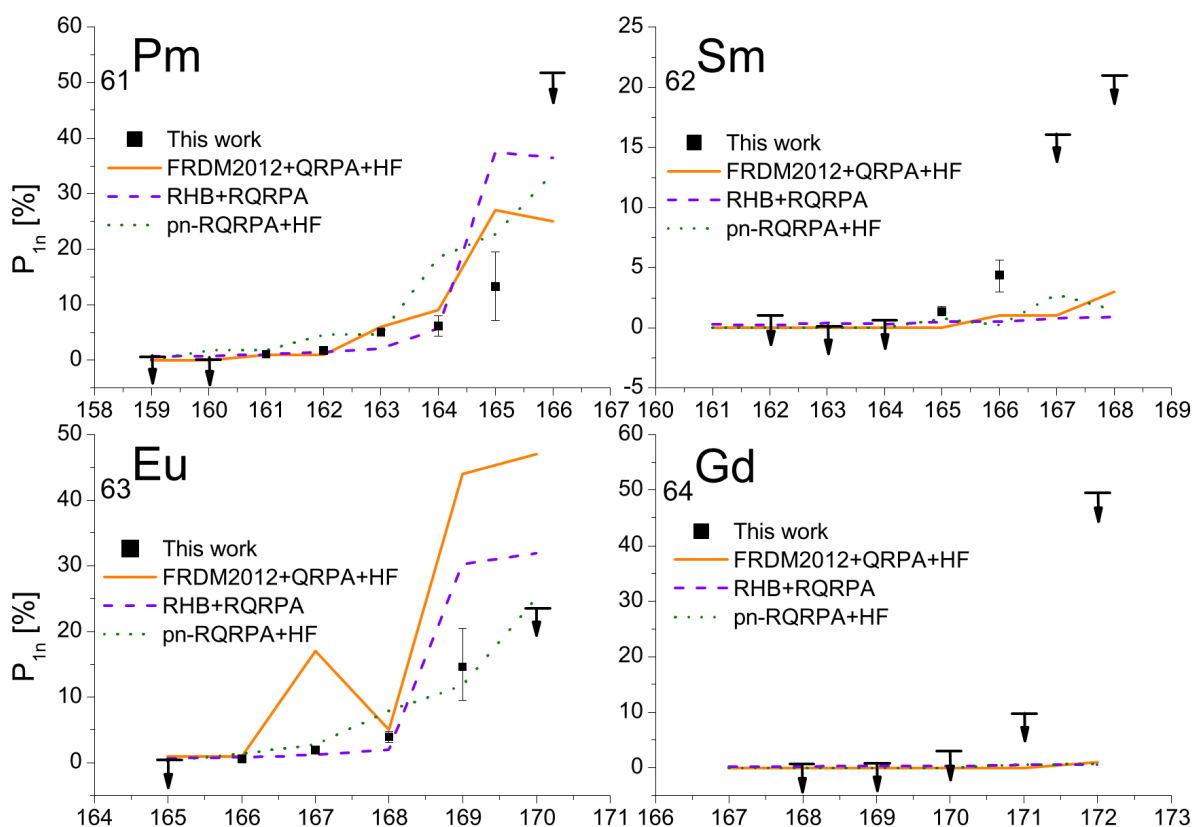
Összességében elmondható, hogy a 23. ábrán látható felezési érték eredményeink néhány kivételtől eltekintve jó egyezést mutatnak a korábbi kísérleti eredménnyel, és a mérési bizonytalanságot is számottevően sikerült csökkenteni. Valamint minden elem esetén 2-3 izotóppal sikerült messzebb eltávolodni a stabilitás völgyétől. A felezési idő értékek egy ötös faktoron belül megegyeznek a különböző modellekből számolt értékekkel, de azonban modellenként különböző eltérések felfedezhetők. A pnFAM modell [28] szisztematikusan hosszabb felezési időket jósol. Pm és Sm izotópokra az RHB+QRPA modell [29] jól reprodukálja a mérési eredményeket, azonban Eu és Gd-ra túlbecsüli a $t_{1/2}$ értékeket. Az FRDM2012+QRPA+HF modell [30] a mértnél alacsonyabb értékeket jósol Pm izotópokra, valamint látványos esést mutat $N = 105$ értéknél, azonban a többi izotópra jól leírja a mérési eredményeket.



23. ábra. Kísérletileg meghatározott felezési idő értékek az $i\text{-}\beta$ események illesztéséből fekete jelölővel [2]. Piros színnel a korábbi mérési eredmények vannak feltüntetve azon izotópokra, ahol azok elérhetőek [31]. A görbék különböző módszerrel számolt elméleti felezési értékeket reprezentálnak [28–30].

Ebben a neutrongazdag régióban korábban nem végeztek méréseket P_n -érték meghatározására, így eredményeinket csak modellszámításokkal lehet összehasonlítani. Általánosan elmondható, hogy a modellek páratlan- Z magokra túlbecsülik, páros- Z magokra alulbecsülik a P_{1n} -értéket Sm és Gd izotópok esetén. Ugyan a Gd izotóplánc tagjainak P_{1n} -értékére csak felső korlátot sikerült meghatároznunk, azonban az elméleti jóslatoktól jelentős eltérést tapasztaltunk. Míg a modellek közel $P_n \approx 0$ értéket szolgáltatnak a Gd izotópjaira méréseink szerint ezen a tartományon igenis lehetséges β -késleltetett neutron kibocsátás. Az FRDM2012+QRPA+HF modell különös viselkedését $^{167,168}\text{Eu}$ izotópok esetén nem támasztják alá méréseink.

Fontos megjegyezni, hogy ebben a régióban előfordulnak olyan izotópok, melyeknek illesztése erősen függ az illesztés kezdetétől és végétől (21. ábrán ismertetett módon lehet ezeket a paraméterfüggéseket felfedezni). Ennek a függésnek oka lehet pontatlan irodalmi felezési idő adat ($i\text{-}\beta$ módszer függ a bomlási lánc izotópjaira meghatározott felezési időktől) vagy hosszú élettartamú izomer állapotok jelenléte a régióban. Izomer állapotokat feltételezünk $^{160,163}\text{Pm}$, ^{165}Eu és ^{169}Gd izotópokra. Ezek a mi eredményeinkben szisztematikus bizonytalanságként jelentkeznek. A magszerkezeti struktúra kísérleti meghatározására, így ezen bizonytalanságok csökkentésére egy újabb mérést fogunk végezni a RIKEN-ben totál abszorpciós gamma spektrometriával (9. fejezet).



24. ábra. A kísérletileg meghatározott P_{1n} -értékek és modellszámítások összehasonlítása [29, 30, 32]. A nyilakkal ellátott jelölők felső korlátot reprezentálnak [2].

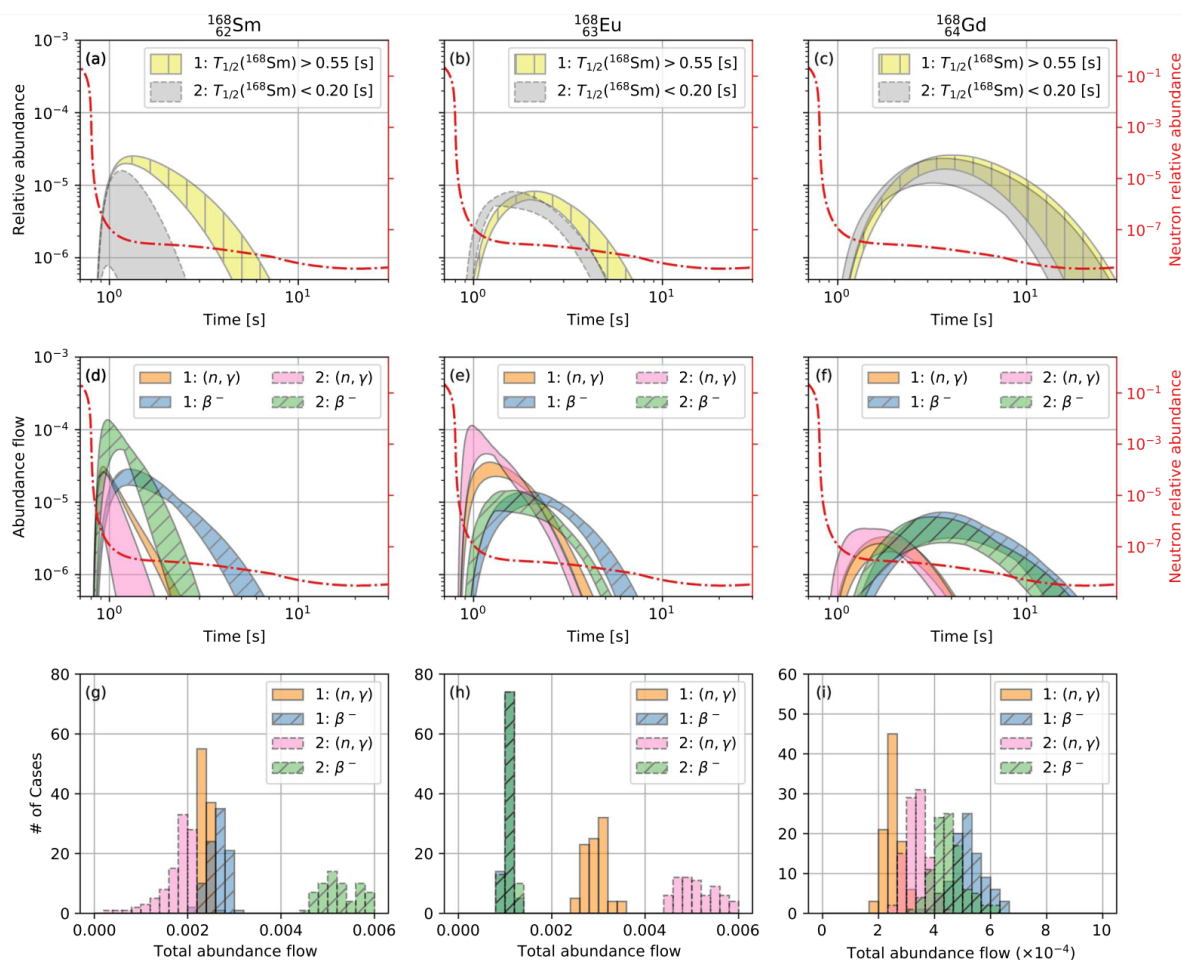
7. Asztrofizikai következmények

A korábbi elméleti érzékenységszámítások a 9. ábrán látható több mint száz neutrongazdag magot tartalmazó tartományt jelölt ki relevánsnak a ritkaföldfém gyakoriságcsúcs kialakulásában. Azonban már a 3. fejezetben bemutattam, hogy ritkaföldfém gyakoriságcsúcs kialakulásában milyen fontos szerepet is játszanak a nukleáris paraméterek ($t_{1/2}$, P_n), ennek számszerűsítésére érzékenységszámítást végeztünk ezen újonnan meghatározott kísérleti értékeket felhasználva. Ezen számítások lényege, hogy kimutassák milyen módon függ a számolt gyakoriság a mért eredményeink bizonytalanságától, melynek részletei megtalálhatóak megjelent publikációnkban [2]. Ilyen módon körülbelül egy tucatra sikerült redukálni a ritkaföldfém csúcs kialakulásában jelentős izotópok számát, amelyek esetén fontos szerepet játszik és további vizsgálatra szorul a neutronbefogás és béta-bomlás kompetíciója, valamint a magszerkezet (izomer állapotok). A következőkben ebből mindössze egy fontos eredményt mutatok be a 25. ábrán neutroncsillagok összeolvadásának példáján keresztül. Az ábra látványosan bemutatja a ^{168}Sm felezési idejének hatását (kísérletileg meghatározott felezési idő alsó és felső limitjét vizsgálva) különböző izotópok időfejlődésében és a folyamat végén kialakuló izotópgyakoriságokban.

A szaggatott piros vonalak a neutronok relatív gyakoriságát mutatják az idő függvényében. Jól látható, hogy ezek az izotópok a neutronok mennyiségének csökkenése után szintetizálódnak a kifagyási szakaszban. A 25. ábra (d) paneljén látható, hogy a ^{168}Sm felezési ideje jelentős hatással van az izotópból származó β -bomlás általi anyagkiáramlásra, miközben a neutronbefogásra gyakorolt hatása kicsi. A (g) panelen látható integrált anyagáramlásból az olvasható le, hogy a ^{168}Sm felezési idejének csökkentésével intenzívebb a β -bomlásból származó anyagkiáramlás, ami megnövekedett mennyiségű ^{168}Eu -t eredményez. Azonban ezen ^{168}Eu izotóp mennyisége

neutronbefogásokkal gyorsan csökken, ahogy az (e) és (h) paneleken is látható és nehezebb izotópok jönnek létre.

Ezzel már magyarázható azon tapasztalat, hogy a ^{168}Sm felezési idejének növelése miatt csökkenti az ^{168}Eu -ból létrejövő $A = 172$, $A = 173$ izotópok mennyiségét, hiszen a lassabb felezési idő miatt kevesebb neutronbefogásra képes ^{168}Eu izotóp jön létre. Ez egy kitűnő példája annak, hogy mily módon versenyez a neutronbefogás és β -bomlás, valamint, hogy ez miként befolyásolja a végső eloszlását a ritkaföldfém gyakoriságsúcsnak.



25. ábra. A felső panelek (a)-(c) a ^{168}Sm , ^{168}Eu és ^{168}Gd izotópok gyakoriságának alakulását mutatják az idő függvényében két neutroncsillag összeolvadása során. A függőlegesen rovátkázott sárga sávok megfelelnek annak az esetnek, amikor a ^{168}Sm felezési ideje meghaladja a 0,55 [s] értéket, a szürke sávok pedig annak az esetnek felelnek meg, amikor a felezési idő rövidebb, mint 0.20 [s]. A középső panelek (d)-(f) a β -bomlás és a neutronbefogás hatására bekövetkező anyagáramlást mutatják az idő függvényében a ^{168}Sm , ^{168}Eu és ^{168}Gd izotópokra. A szaggatott, piros vonal a neutronok gyakoriságát mutatja az idő függvényében, ami ez esetben azt implicálja, hogy ezek az izotópok a neutronok mennyiségének jelentős csökkenése után szintetizálódnak (a kifagyási szakaszban). Az alsó panelek (g)-(i) az anyagáramlások integrálját mutatják, azaz a felső panelek görbéi alatti területeket. Az összes panelen a folytonos körvonal esetén: $t_{1/2}(^{168}\text{Sm}) > 0,55$ [s], szaggatott körvonal esetén: $t_{1/2}(^{168}\text{Sm}) < 0,20$ [s].

8. Összefoglalás

A dolgozatomban rövid áttekintést adtam a legfontosabb nukleoszintézis szkenáriókról és azok alapvető lépcsőiről. Rávilágítottam arra, hogy a nehézelemek szintéziséhez elengedhetetlen neutronbefogásos reakciókat tekinteni, úgy mint az asztrofizikai s -, és r -folyamat. Utóbbit részletesebben bemutattam és megmutattam, hogy az ún. ritkaföldfém gyakoriságcsúcs kialakulásában olyan izotópok nukleáris tulajdonságai kritikusak, melyek jelenlegi technológiai háttérrel elérhetőek és vizsgálhatóak. Bemutattam az ehhez szükséges eszközöket és eljárásokat, valamint az analízis főbb lépcsőit.

Az ily módon vizsgált 28 neutrongazdag Pm, Sm, Eu és Gd izotóp közül 9-re első alkalommal sikerült felezési időt meghatároznom, valamint ezen tartományban elsőként sikerült későneutron-kibocsátási valószínűségeket kísérletileg meghatározni. Az eredményeimet korábbi mérésekkel és modellszámításokkal hasonlítottam össze. Ezeket hálózatszámításokhoz használtuk fel, és érzékenységszámításokat végeztünk, melyekkel sikeresen azonosítottuk a ^{168}Sm izotópot, mint a REP végső alakjának formálásában kritikus szerepet betöltő magot.

9. Kitekintés

A 6. fejezetben bemutatott, kísérletileg meghatározott felezési idő és P_n -érték eredmények valamint az elméleti jóslatok között jelentős az eltérés. A RIKEN által elfogadott újabb mérési tervünkben (NP2212-RIBF217, melynek címe: „Beta-strength function and nuclear deformation of exotic rare-earth isotopes”) a már bemutatott AIDA detektort és egy totál abszorpciós gamma spektrométert (DTAS) használva ezen magok β -erősség eloszlását fogjuk meghatározni. Ez lehetőséget ad az egzotikusabb magok elméleti modelljeinek pontosítására, mellyel a ritkaföldfém csúcs kialakulásában fontos neutrongazdag izotópok felezési idejét és későneutron-kibocsátási valószínűségét valamint neutronbefogási hatáskeresztmetszetét lehet megszorítani. Doktori jelentkezésem pozitív elbírálása esetén ezen projektben az adatkiértékelést megelőzően már a mérések elvégzésében is részt fogok venni.

Köszönetnyilvánítás

Köszönetet szeretnék mondani a kísérlet összes résztvevőjének, valamint külön köszönettel tartozom témavezetőmnek Kiss Gábornak a lehetőségért és a mindenre kiterjedő segítségéért, amely nélkül ez a dolgozat nem készülhetett volna el. Valamint köszönöm az Atommagkutató Intézet, kiváltképp Vitéz-Sveicz András és a Debreceni Egyetem Tehetséggondozó Programja által nyújtott támogatást. Ezen dolgozat a Kulturális és Innovációs Minisztérium ÚNKP-22-2 kódszámú Új Nemzeti Kiválóság Programjának a Nemzeti Kutatási, Fejlesztési és Innovációs Alapból finanszírozott szakmai támogatásával készült (pályázati azonosító: ÚNKP-22-2-I-DE-75).

Hivatkozások

- [1] S. Kovács, „Extrém neutrongazdag ritkaföldfém magok béta-bomlásának vizsgálata”, [BSc szakdolgozat, Debreceni Egyetem Archívuma \(2021\)](#).

- [2] G. G. Kiss 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).
- [3] S. Kovács, A. Vitéz-Sveiczter és G. G. Kiss, „Measuring the β -decay properties for exotic rare-earth isotopes”, Genova University Press PUMA22 konferenciakötet különkiadás, közlésre elfogadva (2023).
- [4] A. Vitéz-Sveiczter és tsai., „Half-life measurement using implant-(β - γ) time correlations in the region of neutron-rich lanthanides”, *Acta Physica Polonica B* közlésre elfogadva (2023).
- [5] E. M. Burbidge és tsai., „Synthesis of the elements in stars”, [Reviews of Modern Physics](#) **29**, 547–650 (1957).
- [6] G. Gyürky és tsai., „The activation method for cross section measurements in nuclear astrophysics”, [The European Physical Journal A](#) **55**, 41 (2019).
- [7] A. C. Phillips, *The physics of stars*, 2nd ed, The Manchester physics series (John Wiley, Chichester ; New York, 1999), 246 old.
- [8] S. P. W. Merrill, „Spectroscopic observations of stars of class”, [The Astrophysical Journal](#) **116**, 21 (1952).
- [9] F. Käppeler és tsai., „The s process: nuclear physics, stellar models, and observations”, [Reviews of Modern Physics](#) **83**, 157–193 (2011).
- [10] C. Iliadis, *Nuclear physics of stars*, Physics textbook (Wiley-VCH, Weinheim, 2007).
- [11] T. Rauscher és tsai., „Constraining the astrophysical origin of the p-nuclei through nuclear physics and meteoritic data”, [Reports on Progress in Physics](#) **76**, 066201 (2013).
- [12] J. J. Cowan és tsai., „Origin of the heaviest elements: the rapid neutron-capture process”, [Reviews of Modern Physics](#) **93**, 015002 (2021).
- [13] A. G. W. Cameron, J. J. Cowan és J. W. Truran, „The waiting point approximation in-process calculations”, [Astrophysics and Space Science](#) **91**, 235–243 (1983).
- [14] M. R. Mumpower és tsai., „ β -delayed Fission in r -process Nucleosynthesis”, [The Astrophysical Journal](#) **869**, 14 (2018).
- [15] J. d. J. Mendoza-Temis és tsai., „Nuclear robustness of the r process in neutron-star mergers”, [Physical Review C](#) **92**, 055805 (2015).
- [16] S. Wanajo, „Cold r -process in neutrino-driven winds”, [The Astrophysical Journal](#) **666**, L77–L80 (2007).
- [17] B. P. Abbott és tsai., „GW170817: observation of gravitational waves from a binary neutron star inspiral”, [Physical Review Letters](#) **119**, 161101 (2017).
- [18] B. P. Abbott és tsai., „Multi-messenger Observations of a Binary Neutron Star Merger”, [The Astrophysical Journal](#) **848**, L12 (2017).
- [19] D. M. Siegel, J. Barnes és B. D. Metzger, „Collapsars as a major source of r -process elements”, [Nature](#) **569**, 241–244 (2019).
- [20] H. Schatz és tsai., „Thorium and Uranium Chronometers Applied to CS 31082-001”, [The Astrophysical Journal](#) **579**, ADS Bibcode: 2002ApJ...579..626S, 626–638 (2002).
- [21] J. J. Cowan és C. Sneden, „Heavy element synthesis in the oldest stars and the early universe”, [Nature](#) **440**, 1151–1156 (2006).

- [22] M. R. Mumpower, G. C. McLaughlin és R. Surman, „Formation of the rare-earth peak: gaining insight into late-time r -process dynamics”, [Physical Review C **85**, 045801 \(2012\)](#).
- [23] M. R. Mumpower, G. C. McLaughlin és R. Surman, „The Rare Earth Peak: an overlooked r -process diagnostic”, [The Astrophysical Journal **752**, 117 \(2012\)](#).
- [24] M. R. Mumpower, G. C. McLaughlin és R. Surman, „Influence of neutron capture rates in the rare earth region on the r -process abundance pattern”, [Physical Review C **86**, 035803 \(2012\)](#).
- [25] T. Kubo és tsai., „BigRIPS separator and ZeroDegree spectrometer at RIKEN RI beam factory”, [Progress of Theoretical and Experimental Physics **2012**, 10.1093/ptep/pts064 \(2012\)](#).
- [26] 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 \(2019\)](#).
- [27] H. Bateman, „The solution of a system of differential equations occurring in the theory of radioactive transformations.”, [Proceedings of the Cambridge Philosophical Society **15**, 423–427 \(1910\)](#).
- [28] 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”, [Physical Review C **102**, ADS Bibcode: 2020PhRvC.102c4326N, 034326 \(2020\)](#).
- [29] 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”, [Physical Review C **93**, ADS Bibcode: 2016PhRvC..93b5805M, 025805 \(2016\)](#).
- [30] P. Möller és tsai., „Nuclear properties for astrophysical and radioactive-ion-beam applications (II)”, [Atomic Data and Nuclear Data Tables **125**, 1–192 \(2019\)](#).
- [31] 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”, [Physical Review Letters **118**, 072701 \(2017\)](#).
- [32] F. Minato, T. Marketin és N. Paar, „ β -delayed neutron-emission and fission calculations within relativistic quasiparticle random-phase approximation and a statistical model”, [Physical Review C **104**, ADS Bibcode: 2021PhRvC.104d4321M, 044321 \(2021\)](#).