

A későneutron-kibocsátás jelensége, alkalmazása, illetve kísérleti vizsgálata

Kiss Gábor Gyula

Atommagkutató Intézet
4026 Debrecen, Bem tér 18/c.

A későneutron-kibocsátás¹ jelenségét pontosan nyolcvan éve, 1939-ben a washingtoni Carnegie Intézet kutatói, R. B. Roberts, R. C. Meyer és P. Wang fedezték fel [1]. Ennek apropóján, jelen írásban szeretném röviden összefoglalni a jelenségről rendelkezésre álló információinkat, a kibocsátási valószínűségek kísérleti meghatározásának módszereit és bemutatni a későneutronok szerepét a nukleáris energiatermelésben és a nukleoszintézisben, illetve a magszerkezet-kutatásokban.

A későneutron-kibocsátás jelenségének felfedezése

1939-ben R. B. Roberts és munkatársai lítium céltárgyat deuteron részecskékként bombázva neutronokat állítottak elő, amelyeket speciális, bőr réteggel befedett ionizációs kamra segítségével detektáltak. A céltárgy és az ionizációs kamra közé kis mennyiségű urán-nitrát mintát helyezve azt tapasztalták, hogy – szemben az urán-nitrát nélkül kivitelezett kísérlettel – a deuteronbombázás beszüntetését követően még mintegy másfél percen keresztül neutronhozam figyelhető meg [1].

A jelenség szisztematikus vizsgálata céljából további kísérleteket végeztek [2], melyekben kimutatták, hogy:

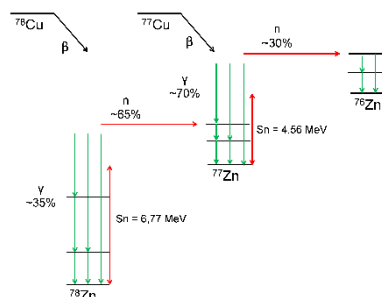
- 1.) a detektált neutronok nem keletkezhetnek gamma-indukált bomlás, illetve dezintegráció révén;
- 2.) a jelenség az urán-nitrát mintát mind termikus, mind nagyenergiás neutronokkal való bombázását követően fellép;
- 3.) tórium-nitrát mintát gyors neutronokkal bombázva is megfigyelhető a jelenség – melyet ebben a munkában már későneutron-kibocsátásnak nevezek – bár a kísérletileg mért neutronhozam körülbelül egynegyede az urán-nitrát mintával végzett kísérletnél mértnek.
- 4.) ködkamra segítségével megmutatták, hogy a későneutronok energiája körülbelül 500 keV.

A jelenséget röviddel a felfedezést követően, a folyadékcseppmodell keretében, N. Bohr és J. A. Wheeler értelmezték elsőként [3].

A későneutron-kibocsátás jelenségének fizikai értelmezése

A későneutron-kibocsátás jelensége olyan esetben figyelhető meg, ahol a β -bomlás a leányelemben a neutronszeperációs energia felett elhelyezkedő gerjesztett állapotokra vezet.

A jelenség energetikai jellemzőit az 1. ábrán a $^{78,77}\text{Cu}$ magok β -bomlásának példáján keresztül mutatom be. A páratlan proton- és neutrons számú ^{78}Cu mag β -bomlása a ^{78}Zn mag alap-, illetve gerjesztett állapotaira vezet. A gerjesztett állapotok kisebb része (~35%) gamma-legerjesztődés segítségével a ^{78}Zn mag alapállapotába bomlik. Amennyiben a ^{78}Cu mag β -bomlása a ^{78}Zn leánymag neutronszeperációs energiája ($S_n \sim 6,77$ MeV) felett található nívóinak gerjesztésére vezet, akkor a β -bomlást neutronkibocsátás követheti. Ez – a későneutron-kibocsátásnak nevezett jelenség – a bomlások megközelítőleg 65%-ában fordul elő. Hasonlóképpen a páratlan proton- és páros neutrons számú ^{77}Cu mag β -bomlását is követheti későneutron-kibocsátás. Ebben az esetben azonban a β -bomlás Q értéke kisebb, így (illetve mag szerkezeti okok miatt is) a későneutron-kibocsátás valószínűsége kisebb, tehát a domináns bomlási folyamat a gamma-legerjesztődés.



1. ábra: A $^{78,77}\text{Cu}$ magok β -bomlása. Amennyiben a rézmagok β -bomlása a ^{78}Zn illetve ^{77}Zn leánymagok neutronszeperációs energiái ($S_n=6,77$ MeV illetve $S_n= 4,56$ MeV) feletti gerjesztett állapotokra vezet, a β -bomlást neutronkibocsátás követheti (piros nyíl), ellenkező esetben a ^{78}Zn illetve ^{77}Zn mag gamma-fotonok kibocsátása révén kerül alapállapotba (zöld nyílak).

¹ A magyar szakirodalomban a béta-bomlás késleltetett neutronkibocsátás fogalom helyett a későneutron-kibocsátás kifejezés honosodott meg, ezért ebben az írásban is ezt fogom használni.

Neutronkibocsátás a bomlások körülbelül kétharmad (^{78}Cu), illetve egyharmad (^{77}Cu) részében fordul elő.

A stabilitás völgyétől messze távolodva az egyre nagyobb neutrontöbbséggel rendelkező magok β -bomlása a leányelem két / három / négy neutron szeparációs energiája felett található nívóira is vezethet, ennek megfelelően a bomlást két / három / négy későneutron-kibocsátás követheti. Általánosan megfigyelhető, hogy a neutronelhullatási vonalhoz közeledve a későneutron-kibocsátás valószínűsége növekszik. Ennek magyarázata, hogy a β -bomlás Q_β értéke nő, illetve a neutronszerparációs energiák is egyre alacsonyabbak², így annak valószínűsége egyre nagyobb, hogy a bomlás a leányelem magasán a részecske szeparációs energiái felett található gerjesztett állapotokra vezet. A későneutron-kibocsátás valószínűségét a P_n értékkel jellemezzük; ez a szám azt mutatja meg, hogy a β -bomlások hány százalékát követi legalább egy neutron kibocsátása. Továbbá a P_{1n} érték az egy neutron kibocsátásának, a P_{2n} érték a két neutron kibocsátásának, stb. valószínűségét mutatja meg (tehát $P_n = P_{1n} + P_{2n} + \dots$ illetve $P_{0n} = 100\% - P_n$).

A β -bomlás $T_{1/2}$ felezési ideje, illetve a későneutron-kibocsátás P_n értéke a következő egyenletek segítségével definiálható:

$$T_{1/2} = \frac{1}{\int_0^{Q_\beta} S_\beta(E_x) f(Q_\beta - E_x) dE_x} \quad (1)$$

illetve

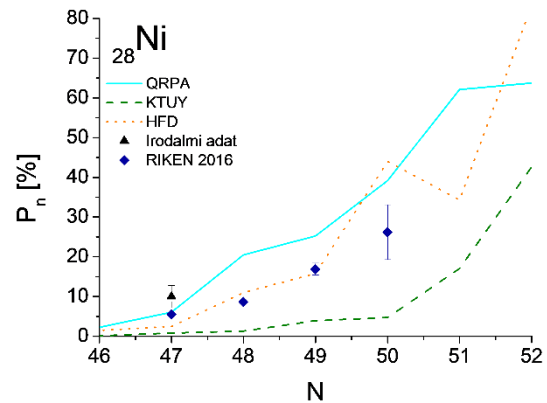
$$P_n = \frac{\int_{S_n}^{Q_\beta} S_\beta(E_x) f(Q_\beta - E_x) \frac{\Gamma_n}{\Gamma_n + \Gamma_\gamma} dE_x}{\int_0^{Q_\beta} S_\beta(E_x) f(Q_\beta - E_x) dE_x} \quad (2)$$

ahol Q_β a β -bomlás Q értéke, S_n a neutronszerparációs energia, S_β a β -erősségfüggvény, f a Fermi-integrál, E_x a leánymag gerjesztési energiája, illetve Γ_n és Γ_γ a megfelelő szélességek. Ahogy az a 2. egyenletből látszik, a P_n érték gyakorlatilag a β -erősségfüggvény integráljának neutronszerparációs energia fölé eső hányada.

A P_n érték elméleti meghatározásának nehézsége a β -erősségfüggvény korlátozott megismerhetőségéből fakad. Bár mikroszkopikus modellek elméletileg felhasználhatók az $S_\beta(E_x)$ függvény modellezésére, azonban a sokrészecske-rendszerek közepes gerjesztési energiákon való viselkedése nehezen megjósolható, így a gyakorlatban a P_n értékek becslésére fenomenologikus megközelítéseket használnak. Számos ilyen modell létezik, a segítségükkel becsült P_n értékek között pedig nemritkán másfél-kétszeres eltérés tapasztalható – mint az a 2. ábrán is látható.

A Nemzetközi Atomenergia Ügynökség adatbázisa [4] szerint – bár a rendelkezésre álló magadatok alapján több mint hatszáz magról feltételezhetjük, hogy ilyen módon bomlik – jelenleg 301 atommag esetén sikerült megfigyelni, hogy β -bomlásukat későneutron-kibocsátás kíséri. Ötvenkét izotóp esetében csak a kibocsátás tényét sikerült bizonyítani,

P_{1n} értéket 249 magra sikerült meghatározni (jellemzően jelentős kísérleti bizonytalansággal).



2. ábra: Különböző modellekkel számolt későneutron-kibocsátási valószínűségek a neutronban gazdag ^{28}Ni izotópok esetében a neutronszám (N) függvényében, valamint a rendelkezésre álló kísérleti adatok. Amellett, hogy a különböző modellek szolgáltatotta becslések eltérése szembeötlő, fontos megjegyezni, hogy a RIKEN Nishina gyorsítóközpontban indított mérésorozatunk megkezdése előtt csak egyetlen mag (^{75}Ni) esetében volt igen nagy (28%) hibával ismert a későneutron-kibocsátás valószínűsége. Az ábrán hibával ismert a 2016 folyamán, 10,8 óra teszt nyálábidő során gyűjtött adatainkat ábrázoltam a $^{75,76,77,78}\text{Ni}$ atommagokra. A felezési idők rendre $T_{1/2} = 332$ ms, 235 ms, 158 ms illetve 122 ms.

Mint említettem, számos atommag esetén a β -bomlás a leánymag olyan magasán gerjesztett állapotára vezet, hogy energetikailag két illetve három későneutron kibocsátása is lehetséges. A többszörös későneutron-kibocsátó magokról rendelkezésre álló adatbázis igen hiányos. Míg energetikai megfontolások alapján 300 illetve 138 magról feltételezhetjük, hogy β -bomlásukat két illetve három későneutron kibocsátása kíséri, a kibocsátás tényét kísérletileg csak 26 illetve 4 magra sikerült bizonyítani, illetve 19 P_{2n} és 3 P_{3n} (^{17}B , ^{31}Na , ^{86}Ga) érték ismert. Egyetlen mag (^{17}B) esetében pedig négy későneutron kibocsátásának a jelenségét is sikerült megfigyelni.

A későneutron-kibocsátás jelenségét leíró elméleti modellek fejlesztésének egyrészt korlátot szab a rendelkezésre álló adatbázis mérete, illetve a kísérleti adatok eloszlása az izotóptérképen; ugyanis az ismert P_{1n} értékek több mint harmada-fele, az összes P_{2n} illetve P_{3n} érték könnyű ($A < 75$ tömegszámú) mag esetén ismert. Az ennél nehezebb magtartományokban szinte kizárólag a nukleáris energiatermelés szempontjából fontos magok esetén vizsgálták korábban a jelenséget. Másrészt sajnálatos módon számos izotóp esetében a különböző kísérletekben meghatározott P_n értékek jelentősen, a mérési bizonytalanságokat meghaladóan eltérnek.

Későneutronok az atomerőműben

A későneutronok az atomerőművek szabályozásában kulcsszerepet játszanak. Az atomreaktorban a fűtőanyag (mint például meghatározott dúsításban ^{235}U a Paksi

² Magszerkezeti okok árnyalhatják a kijelentést: például páros neutronszámú magok esetén a szeparációs energiák jellemzően magasabbak, mint a szomszédos páratlan neutronszámú izotópé, és ennek megfelelően a kibocsátási valószínűségek általában alacsonyabbak.

Atomerőműben és hasonló, nyomottvízes reaktorokban) neutron-indukált maghasadás hatására jellemzően két kisebb tömegszámú atommaggá alakul, közben néhány neutront elpárologtatva. A hasadványok aztán β -bomlások sorozatán keresztül jutnak a stabilitási völgybe. A hasadás folyamata azonban nem egyenletes tömegeloszlású hasadványokra vezet, hanem egy kisebb (jellemzően $A \sim 90$ -110 tömegszámú) és egy nehezebb ($A \sim 130$ -150 tömegszám tartományba eső) hasadvány jön létre – úgy is mondhatjuk, hogy a hasadványok tömegeloszlása bimodális, az említett két tartományban maximummal.

Egy ^{235}U atommag neutron-indukált hasadását átlagosan 2,47 prompt – azaz szinte azonnal, a hasadást követően

körülbelül 10^{-14} másodpercen belül kibocsátott neutron követi. Ha csak ezek a neutronok állnának rendelkezésre, akkor az atomerőmű szabályozása gyakorlatilag megoldhatatlan feladat lenne! A hasadványok kicsiny része azonban olyan kedvezőtlen proton/neutron aránnyal rendelkezik, azaz a stabilitási völgytől olyan távoli, hogy a β -bomlást követően energetikailag neutron kibocsátása is lehetséges. Mivel ezek a neutronok általában alacsonyabb energiával rendelkeznek, mint a prompt hasadási neutronok, így könnyebben termalizálódnak (azaz érik el a további hasításhoz legmegfelelőbb, alacsonyabb energiaszintet).

1. táblázat A későneutron-csoportok adatai három hasadóképes izotópra

Csoport	Lehetséges előfutár magok	Átlagos neutronenergia [MeV]	Átlagos felezési idő [s]			Későneutron-hányad [%]		
			^{233}U	^{235}U	^{239}Pu	^{233}U	^{235}U	^{239}Pu
1	$^{87}\text{Br}, ^{142}\text{Cs}$	0,25	55,0	55,72	54,28	0,0226	0,021	0,0072
2	$^{88}\text{Br}, ^{137}\text{I}$	0,56	20,57	22,72	23,4	0,0786	0,140	0,0626
3	$^{89}\text{Br}, ^{93,94}\text{Rb}, ^{138}\text{I}$	0,43	5,0	6,22	5,60	0,0658	0,126	0,0444
4	$^{93,94}\text{Kr}, ^{90,92}\text{Br}, ^{139}\text{I}, ^{143}\text{Xe}$	0,62	2,13	2,3	2,13	0,0730	0,252	0,0685
5	$^{140}\text{I}, ^{145}\text{Cs}$	0,42	0,615	0,61	0,618	0,0135	0,074	0,018
6	Br, Rb, As, stb		0,277	0,23	0,257	0,0087	0,027	0,0093
Teljes későneutron-hányad [%]						0,26	0,65	0,21

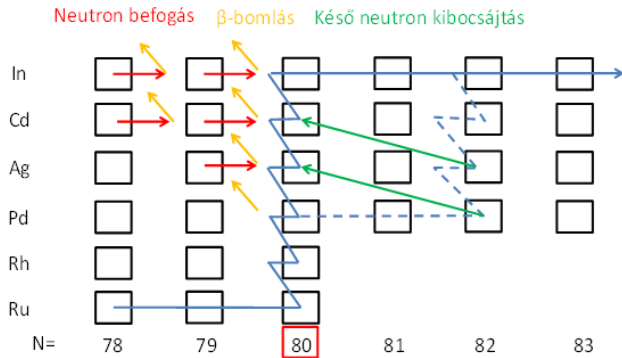
A későneutronok – bár az erőmű energiatermelésében elenyésző szerepet játszanak, hiszen számuk igen alacsony, egy ^{235}U mag hasadását például mindösszesen 0,0065 darab későneutron követi – kulcsszerepet játszanak az erőmű szabályozásában. Ennek magyarázata, hogy a későneutronok a β -bomlást követően kerülnek kibocsátásra. Ezek felezési ideje a releváns magok esetén tipikusan néhány tized másodperc és egy perc között van (lásd I. táblázat). Ez az idő pedig elég az atomerőmű szabályozó rendszereinek a reagálásra (például a neutronelnyelő anyagokat tartalmazó szabályozórudak mozgására).

Az 50-es években, azaz az atomenergetika „hőskorában”, intenzíven kutatták a neutronok (illetve az őket kibocsátó – úgynevezett prekursor = előfutár magok) tulajdonságait. A gyorsító technológia azonban ekkor még nem volt képes az előfutár magok külön-külön való előállítására. Ehelyett integrális méréseket végeztek, azaz kis mennyiségű hasadóanyagot neutronokkal bombáztak és mérték a kibocsátott neutronok időbeli eloszlását. Ilyen méréseket az USA-ban a következőképpen végeztek. A 2-5 gramm hasadóanyagot tartalmazó mintát egy $\frac{1}{4}$ mérföld távolságban található vezérlőhelyiségből irányított csőpostarendszer segítségével a Los Alamos Nemzeti Laboratóriumban (LANL) található Godiva berendezés belsejébe juttatták. A Godiva berendezés egy körülbelül 30 cm átmérőjű, hasadóanyagot tartalmazó gömb. Egy dugattyú segítségével igen rövid időtartamra további, együttesen a kritikus tömeg feletti mennyiségű hasadóanyagot a berendezés belsejébe juttatva láncreakció indult be neutronokat szolgáltatva a kísérletekhez. A besugárzás

révén létrejövő későneutron-forrásmintákat a csőpostarendszer segítségével BF_3 proporcionális számlálókából felépülő neutrondetektorok elé helyezték. A neutrondetektort úgy alakították ki, hogy a neutronenergia-hatásfok függvényének 5%-án belül állandó legyen a 23 keV-1,5 MeV neutronenergia tartományban. Keepin és munkatársai úgy találták, hogy a kísérleti későneutron-hozamokat (Y_{kn}) 6 csoportba osztva, minden csoporthoz egyetlen bomlási állandót rendelve a mért adatok megfelelő pontossággal leírhatók:

$$Y_{kn}(t) = n_h \sum_{i=1}^6 Y_{kni} \lambda_{kni} e^{-\lambda_{kni} t}$$

ahol $Y_{kn}(t)$ a mért későneutron-hozam, n_h a hasadási reakciók száma, Y_{kni} az i -edik későneutron-csoport hozama és λ_{kni} az i -edik későneutron-csoport bomlási állandója [5]. Az ^{233}U , ^{235}U és ^{239}Pu hasadóanyagok termikus neutronnal való hasadása esetén a későneutron-csoportok adatait a 1. táblázatban foglaltam össze. Ez az úgynevezett hats csoport-formula általánosan használatos a reaktorkinetikai számításokban [6]. A mérés technika fejlődésével a későneutron-hozamok egyre pontosabb mérését tudták megvalósítani, ennek megfelelően lehetővé vált a reaktorkinetikai számításokban használt későneutron-csoportok számának növelése. 2002-ben az OECD Atomenergia Ügynökség javaslatot tett a hats csoport-formula nyolccsoport-formulára való bővítésére a ^{87}Br , ^{137}I és ^{88}Br magok külön csoportba szervezésével [7].

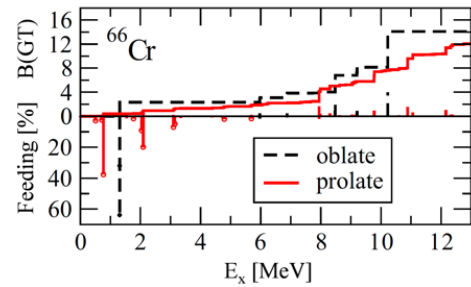


3. ábra: A későneutron-kibocsátás hatása az $A \sim 130$ gyakoriságcsúcs helyzetére. A kék vonal az r -folyamat ösvényét mutatja egy magas hőmérsékletű és alacsony neutron-sűrűségű környezetben. Amennyiben a környezet hőmérséklete alacsonyabb, illetve a neutron-sűrűség nagyobb, az r -folyamat hamarabb leküzdí a zárt neutronhéj akadályát (szaggatott kék vonal). Ebben az esetben számos olyan mag keletkezik (például a 82 neutronnal rendelkező ^{128}Pd illetve ^{129}Ag izotópok), amelyek β -bomlását jellemzően későneutron-kibocsátás követi (zöld nyíl), a gyakoriságcsúcs maximumát ezáltal a könnyebb magok irányába eltolva. Ezenkívül a könnyebb, illetve nehezebb magok bomlása során kibocsátott neutronok is befogódhatnak (piros nyíl), ami pedig a gyakoriságcsúcsnak a nehezebb magok irányába való elmozdulását eredményezi.

Későneutronok és magfizikai alap kutatások

A vasnál nehezebb kémiai elemek neutrongazdag izotópjai, az úgynevezett asztrofizikai r -folyamatban, neutroncsillagok összeolvadásakor³ vagy szupernóvák robbanása során jönnek létre [8,9]. A robbanás során a nagy, $\rho_n > 10^{22}$ neutron/cm³, neutron-sűrűség hatására, egymást követő neutronbefogások révén extrém neutrongazdag magok jönnek létre. Az így létrejövő nehéz izotópok (adott izotóplánc menti) relatív gyakoriságát a neutron befogások Q értékei, illetve az ezzel ellentétes hatást kifejtő, az asztrofizikai közeg hőmérsékletétől függő hozamú (γ, n) reakciók határozzák meg. A stabilitási völgytől távolodva a neutronbefogások Q értékei csökkennek, termikus egyensúly jön létre az (n, γ) és (γ, n) reakciók között, mely adott izotóplánc mentén egy maximummal rendelkező gyakoriságeloszlást eredményez. Mivel egy páros neutronszámú mag kisebb valószínűséggel fog be további neutron, ezért a (hőmérséklettől és a rendelkezésre álló neutronok számától függő) gyakoriságmaximum szinte mindig páros neutronszámú magnál van. A neutronfluxus megszűntével e magok sorozatos β -bomlások révén építik fel a stabilitás völgyében elhelyezkedő magokat. Amennyiben ezen egzotikus atommagok jelentős részének bomlását nem kísérik egy vagy többszörös későneutron kibocsátása (illetve más magok nem fognak be e neutronokat), a világegyetemünkben található r -folyamat során keletkező magok gyakoriságeloszlását erősen az adott elem páros neutronszámú izotópjai dominálnák, a páratlan

neutronszámú magok előfordulása pedig nagyságrendekkel alacsonyabb lenne [10].



4. ábra: A ^{66}Cr mag β - bomlásának Gamow-Teller erőssége, illetve a bomlás eredményeként a leánymagban elhelyezkedő nívók gerjesztésének valószínűsége a ^{66}Cr mag feltételezett alakjának függvényében. Mivel igen eltérő, hogy a β -bomlás mely állapotokra milyen valószínűséggel vezet, az elmélet segítségével jósolt P_n értékekben jelentős különbség adódik.

A mágikus neutronszámra vezető neutronbefogások Q értékei sokkal magasabbak, mint a további neutronbefogásoké. Ennek megfelelően a zárt neutronhéjak környékén az r -folyamat lelassul, az anyag összegyűlik, ennek következtében a neutronfluxus megszűntével gyakoriságmaximumok alakulnak ki. A 3. ábrán szemléltetem, hogy az $A \sim 130$ tömegszámánál található gyakoriságmaximum helye hogyan függ az r -folyamatot jellemző neutron-sűrűségtől, hőmérséklettől, illetve az érintett magok β -bomlási módjától. Az r -folyamat pontosabb modellezéséhez, illetve a csillagászati megfigyelések értelmezéséhez elengedhetetlen a folyamat során létrejövő magok β -bomlási paramétereinek ismerete.

Az atommagok alakjának tanulmányozása a kísérleti magfizika egyik meghatározó kutatási területe. Az elmúlt évtizedekben a többek között a magalakok meghatározása céljából végzett kísérletekhez számos nagytisztaságú germániumdetektorból álló rendszert fejlesztettek ki (pl. EUROBALL, GAMMASPHERE). Azonban például egy $E_\gamma = 1172$ keV energiájú gamma-átmenet detektálásának határfoka még e detektorrendszerek alkalmazása esetén is tipikusan a 10-20% tartományba esik, γ - γ koincidenciamérések esetén pedig értelemszerűen sokkal alacsonyabb.

Egy lehetséges alternatíva az adott atommag alakjának meghatározásához a β -bomlási paramétereinek – azaz a felezési időnek, illetve későneutron-kibocsátási valószínűségnek – együttes mérése [11]. Bár az $S_\beta(E_x)$ erősségfüggvény részletes leírást szolgáltat a mag alakjáról, kísérletileg nehezen vizsgálható; azonban meghatározza, hogy a β -bomlás során az egyes nívók milyen valószínűséggel gerjesztődnek:

$$S_\beta(E) = \frac{I_\beta(E)}{f(Q_\beta - E)T_{1/2}} \quad (4)$$

ahol $I_\beta(E)$ az E állapot gerjesztésének valószínűsége, Q_β a β -bomlás Q értéke, f a Fermi-integrál. A bomló atommag alakjának függvényében – mint azt a ^{66}Cr mag példáján

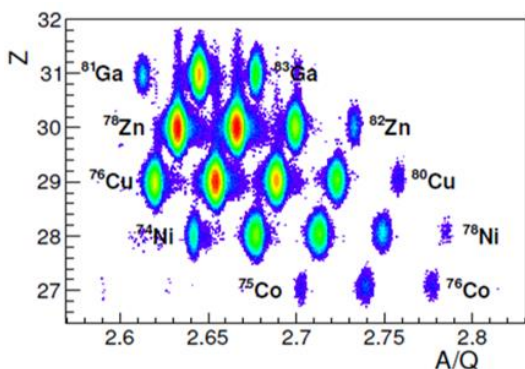
³ 2017.08.17-én a neutroncsillagok összeolvadása során kibocsátott gravitációs hullámok és elektromágneses sugárzás együttes észlelésével sikerült bizonyítani, hogy az r folyamat ilyen asztrofizikai környezetben végbe mehet [8].

keresztül a 4. ábrán szemléltetem – a β -bomlás a leánmag különböző állapotaira igen eltérő valószínűséggel vezet, ez pedig befolyásolja a későneutron-kibocsátási valószínűségeket.

Együttesen mérve a mag felezési idejét, illetve P_n értékét, így a bomló atommag alakjáról következtetéseket vonhatunk le. Fontos azonban megjegyezni, hogy ez az eljárás – bár igen nagyszámú esetben alkalmazható – nem univerzális.

A későneutron-kibocsátás jelenségének modern vizsgálati módszerei

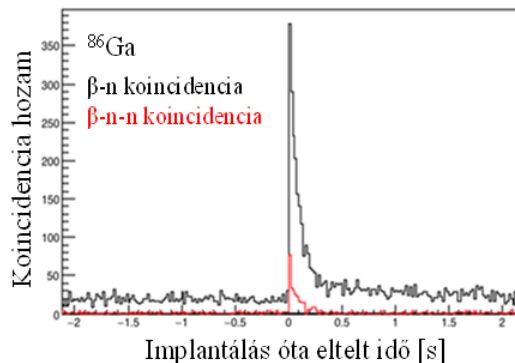
Számos későneutron kibocsájtó mag a modern radioaktív ionnyalábok előállítására képes gyorsítók segítségével megfelelő intenzitással előállítható. Ezen gyorsítóberendezések – mint például a németországi Darmstadtban található GSI, a Japánban, Wako-shiban található RIKEN Nishina Központ illetve a Michiganben, az Egyesült Államokban található MSU – tipikusan „kóktélnyalábot” szolgáltatnak kísérleteinkhez, azaz a nyalábot tíz-húsz különböző izotóp alkotja. A kísérletek során az első lépés ezen izotópok azonosítása. A nyalábsatornában számos plaztikscintillátor, illetve ionizációs kamra található, e detektorok segítségével a nyalábot alkotó részecskék repülési ideje és energiavesztesége mérhető. Tekintve, hogy a különböző magok energiavesztesége és repülési ideje különbözőképpen függ a tömegüktől és a töltésüktől, ha e mennyiségeket egymás függvényében ábrázoljuk, a különböző magok megfelelően elkülönülnek egymástól – mint az 5. ábrán látható.



5. ábra: A 2017 őszén a RIKEN Nishina központban, a ^{78}Ni környezetében található magok későneutron-kibocsátási valószínűségeinek meghatározása céljából végzett kísérlet során a radioaktív kóktélnyalábot alkotó részecskék azonosítására használt spektrum (az ábrázolt adatok egy egyórás mérési periódusnak felelnek meg). A 10 napos kísérlet során összesen kb. 60 000 ^{78}Ni magot detektáltunk. A ^{61}V és ^{97}Br tartományban található magok β -bomlási módját több lépésben vizsgálva mintegy 20 P_{1n} és 15 P_{2n} értéket határoztunk meg.

A későneutron-kibocsátási valószínűségek meghatározásához mindenképp szükség van a β -bomlások teljes számának meghatározásra, illetve valamilyen módon a neutronkibocsátással járó események azonosítására. Előbbi

mennyiséget a β -részecskék (elektronok) számlálásával lehet megoldani, utóbbi meghatározására pedig három lehetőség kínálkozik: számlálhatjuk a bomlást követően kibocsájtott neutronok számát [12], meghatározhatjuk a későneutron-kibocsátás révén létrejött magok számát a gamma-legerjesztődések hozamának mérésével [13], illetve Paul-csapda segítségével közvetlenül számlálhatjuk a leánmagokat is [14].



6. ábra: A ^{86}Ga mag β -bomlását követően kibocsájtott neutronok hozamainak időbeli eloszlása. (A fekete görbe a β -részecske és egy neutron koincidencaesemény hozamát, a piros vonal a β -részecske és két neutron koincidencaesemény hozamát ábrázolja a β -bomlás óta eltelt idő függvényében. A ^{86}Ga mag implantálását megelőzően mért β -részecske-neutronhozamok segítségével a véletlen koincidencaesemények száma becsülhető és a kiértékelés során figyelembe vehető.)

A leggyakrabban alkalmazott kísérleti technika során a gyorsítók szolgáltatja nyalábot valamilyen aktív detektorban – például a szegmentált szilíciumdetektorokból álló AIDA rendszerben – megállítjuk és koincidenzában számláljuk a β -részecskéket és neutronokat. Az implantációs események során GeV nagyságú energia kerül leadásra, a β -bomlást nagyságrendekkel kisebb, maximum néhány MeV energiájú elektronok kibocsátása követi, így az egyes eseményeknek megfelelő jelek megkülönböztethetők. Az implantációs detektort polietilén moderátorba helyeztet proporciónális számlálókkal körülvéve a bomlás során kibocsájtott neutronok nagy, akár 50%-t meghaladó, hatásfokkal számlálhatók. Ilyen kísérleteket a BELEN együttműködés keretében a GSI-ben végeztek [12], illetve a BRIKEN együttműködés keretében a RIKEN Nishina Center gyorsítóival végzünk [15]. Amennyiben ϵ_β és ϵ_n a bomlás során kibocsájtott elektronok, illetve neutronok számlálására szolgáló detektorok átlagos hatásfoka, illetve N_β és $N_{\beta n}$ a detektált elektronok, illetve részecskék száma, a P_n érték a következőképpen határozható meg:

$$P_n = \frac{\epsilon_\beta N_{\beta n}}{\epsilon_\beta \epsilon_n N_\beta} \approx \frac{1 N_{\beta n}}{\epsilon_n N_\beta} \quad (5)$$

A P_n érték ilyen módon való meghatározás során kritikus fontosságú a számlálók moderátorban való elhelyezésének optimalizálása, azaz konstans energia-hatásfok függvényű detektor kialakítása a cél⁴. Tekintve, hogy a neutronokat

⁴ Összehasonlításképpen: a GSI-ben használt BELEN neutrondetektor felépítéséhez 20 db ^3He gázzal töltött számlálót használtak, 1 MeV energiánál kisebb energiájú neutronok detektálására a rendszer hatásfoka 46,2%, az energia-hatásfok függvény 0-1 MeV tartományban található maximumának és minimumának eltérése 6,2%. Ezen paraméterek a RIKEN-ben használt BRIKEN detektor esetén: 148 felhasznált ^3He gázzal töltött cső, 68,6% neutrondetektálási valószínűség, illetve 3,6% hatásfokkülönbség.

mindössze számláljuk, energiájukat nem mérjük, a hatásfokfüggvény vízszintestől való eltérése szisztematikus bizonytalanságot eredményez.

A későneutron-kibocsátás eredményeként létrejövő magok száma meghatározható a neutronkibocsátást követő gamma-legerjesztődések hozamának mérésével is. Ez esetben azonban a leánymag nívószerkezetének illetve a γ -legerjesztődés során kibocsátott gamma-sugárzás abszolút intenzitásának ismerete szükséges. Az ilyen technikával kivitelezett mérés során fontos a γ -spektrum jó feloldással való mérése, így a kísérletek kivitelezése tipikusan HPGe detektorból álló rendszerekkel történik[13]. Egyrészt ez a technika fontos szerepet játszik a neutronszámlálással meghatározott P_n értékek ellenőrzésében, másrészt amennyiben a többszörös későneutron-kibocsátás jelenségét vizsgáljuk – mivel a neutronszámlálás esetén többszörös neutron-koincidenciamérésre van szükség – e technika használata versenyképes alternatíva lehet.

Az elmúlt évtizedben az ioncsapdák is jelentős műszaki-technikai fejlődésen mentek keresztül, és ez lehetővé tette, hogy ilyen detektorok felhasználásával is kísérleteket végezzünk a későneutron-kibocsátás valószínűségének meghatározása céljából. A mérés alapelve, hogy a

későneutron-kibocsátás – szemben a β -bomlással – nagyenergiájú meglökött magot eredményez. Ezen magok ioncsapdában (például Paul-csapdában) való repülési idejét mérve a két bomlási mód elkülöníthető, a hozamok hányadosából a P_n érték meghatározható [14].

Összefoglalás

Megállapíthatjuk, hogy bár 80 év telt el a későneutron-kibocsátás jelenségének felfedezése óta, még mindig számos kérdésre keressük a választ. Mikroszkopikus modell nem áll rendelkezésre a P_n értékek meghatározásához; a különböző fenomenologikus modellek jóslatai jelentősen eltérnek; valamint a magfizika adós a gamma-legerjesztődés és a neutronkibocsátás versengésének leírásával. A többszörös későneutron-kibocsátás esetén elhanyagolhatóan kevés kísérleti információval rendelkezünk a neutronok energiaeloszlásairól; nem tudjuk, hogy a kibocsátás egyszerre vagy egymást követően következik-e be. Ezen kérdésekre remélhetőleg a modern radioaktívnyalábas kísérletek – mint a BRIKEN mérésorozat vagy a TRIUMF-ban fejlesztett DESCANT detektorral kivitelezett mérések – a következő években-évtizedekben választ adnak.

Köszönetnyilvánítás

Az Emberi Erőforrások Minisztériuma ÚNKP-19-4-DE-65 kódszámú Új Nemzeti Kiválóság Programjának támogatásával készült. A cikk elkészültét az OTKA (NN128072) támogatta. A szerző ezúton is köszöni a Bolyai János Kutatási Ösztöndíj támogatását.

Irodalomjegyzék

- [1] R. B. Roberts, R. C. Meyer és P. Wang, *Phys. Rev.* 55 510 (1939).
- [2] R. B. Roberts, L. R. Hafstad, R. C. Meyer és P. Wang, *Phys. Rev.* 55 664 (1939).
- [3] N. Bohr és J. A. Wheeler, *Phys. Rev.* 56 426 (1939).
- [4] <https://www-nds.iaea.org/relnsd/delayedn/delayedn.html>
- [5] G. R. Keepin, T. F. Wimett és R. K. Zeigler, *Phys. Rev.* 107 (1957) 1044.
- [6] G. R. Keepin "Physics of Nuclear Reactors", Addison-Wesley Publishing Co., Massachusetts (1965)
- [7] <https://www.oecd-nea.org/science/wpec/volume6/volume6.pdf>
- [8] B. P. Abbott és munkatársai, *Astrophys. J. Lett.* 848, L12 (2017).
- [9] D. M. Siegel és munkatársai, *Nature* 569 243 (2019).
- [10] T. Kodama és K. Takahashi, *Nucl. Phys. A* 239 489 (1975).
- [11] P. Sarriguren, A. Algora és G. G. Kiss, *Phys. Rev. C* 98, 024311 (2018).
- [12] R. Caballero-Folch és munkatársai, *Phys. Rev. Lett.* 117, 012501 (2016).
- [13] J. A. Winger és munkatársai, *Phys. Rev. Lett.* 102, 142502 (2009).
- [14] R. M. Yee és munkatársai, *Phys. Rev. Lett.* 110, 092501 (2013).
- [15] R. Yokoyama és munkatársai (BRIKEN együttműködés), *Phys. Rev. C* 100, 031302 (2019)