



BUDAPESTI MŰSZAKI ÉS GAZDASÁGTUDOMÁNYI EGYETEM
Nukleáris Technikai Intézet

**Későneutron-paraméterek vizsgálata, uránkoncentráció
meghatározása**

Balázs László

Hallgatói gyakorlat mérési útmutatója

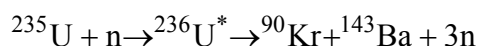
Budapest, 2007. február

1. Bevezetés

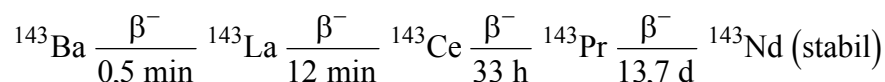
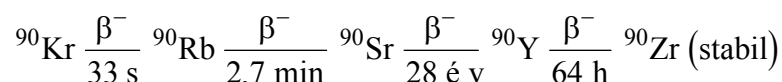
Az ^{235}U atommag egy neutron befogását követő hasadása során keletkező instabil közbenső mag két hasadványmagra¹ hasad, ezenkívül hasadásonként néhány (^{235}U esetében átlagosan 2,47) neutron szabadul fel. A keletkező neutronok több mint 99%-a a hasadást követő 10^{-12} s-on belül emittálódik. Ezeket a neutronokat *prompt neutronoknak* nevezzük. Az ezt követően - akár néhány perccel később - kibocsátott neutronok az ún. *késő neutronok*. Bár ezek mennyisége a prompt neutronokéhoz viszonyítva kicsi (^{235}U esetében az össz-neutronszámnak csupán 0,64%-a), jelentőségük igen nagy a reaktorok szabályozhatósága szempontjából.

2. Elméleti összefoglalás

Az ^{235}U termikus befogását követően létrejövő közbenső mag sokféle (több száz) különböző módon hasadhat szét. Egy ilyen lehetőség például a következő:

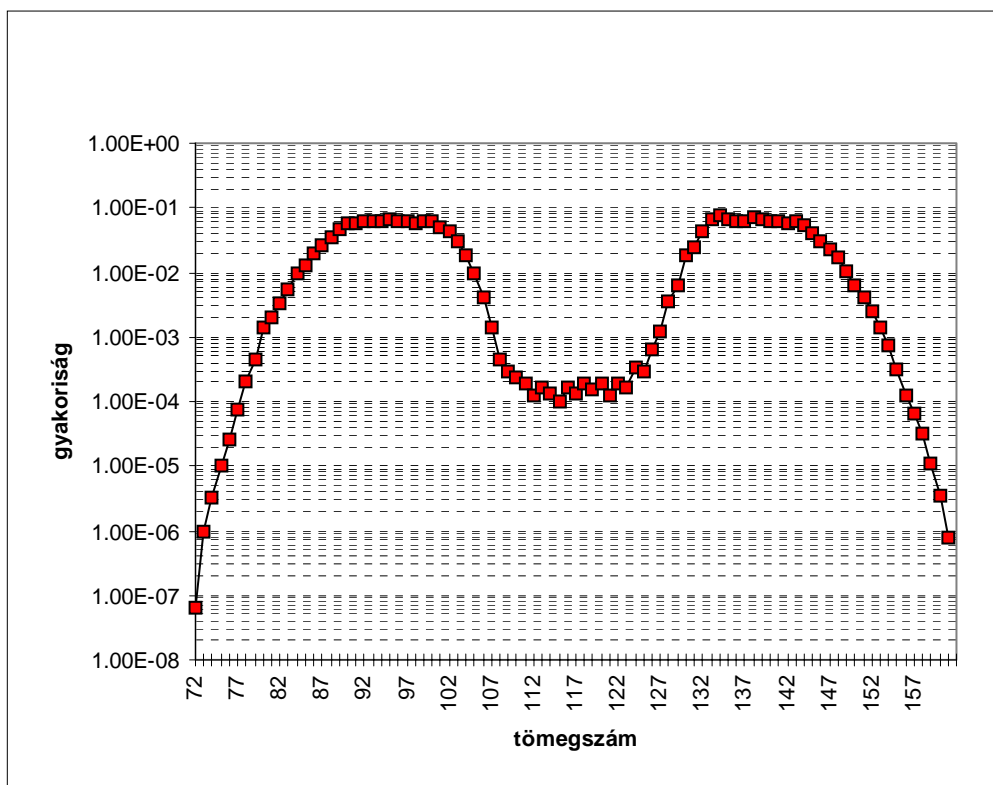


A hasadási termékek száma igen nagy. A hasadványok relatív gyakoriságának tömegszám szerinti eloszlását az 1. ábrán láthatjuk. Megállapítható, hogy a görbének a 95-ös és a 140-es tömegszám közelében egy-egy maximuma van. A hasadásban közvetlenül keletkező primer hasadási termékek nagy neutronfelesleggel rendelkeznek az azonos tömegszámú stabil atommagokhoz képest. A hasadási termékek az esetek döntő többségében sorozatos izobár magátalakulással, β^- -bomlással szabadulnak meg neutronfeleslegüktől, és így közelítik meg a stabil N-Z görbét. A fent bemutatott hasadványpár esetében a következő két bomlássorozat megy végbe:



A vonalak alatti idők a β^- -bomlások felezési idejét jelentik.

¹ A hasadás pillanatában (azaz 10^{-14} s-on belül) keletkező atommagokat *hasadványoknak* nevezzük. Ezek később elektronokat szednek fel, majd radioaktív bomlások révén új atomokká alakulnak át. Ez utóbbiakat *hasadási termékeknek* nevezzük.



1. ábra. Az ^{235}U hasadási termékeinek tömegszám szerinti eloszlása

2.1. A prompt és késő neutronok keletkezése a hasadás során

Amint a bevezetőben említettük, a hasadás során keletkező neutronok több mint 99%-a a hasadást követően szinte azonnal emittálódik. Ezek a *prompt neutronok*, amelyeket a hasadványok bocsátják ki. Gerjesztési energiájuk ugyanis általában sokkal nagyobb, mint egy neutron szeparációs energiája. Az ilyen gerjesztett állapotok neutronemisszióval történő bomlásának jellemző időtartama 10^{-15} s vagy kisebb. Nem minden hasadvány emittál neutronokat, néhányuk esetében a legerjesztődés történhet γ -emisszióval is.

Ezt követően a hasadási termékek β -bomlással szabadulnak meg neutronfeleslegtől, és további neutron-kibocsátás általában már nem történik. Némelyikük izobár átalakulása azonban olyan leányelem képződéséhez vezet, amelyikben a gerjesztési energia nagyobb, mint a neutron szeparációs energiája. Ekkor a (Z,N) rendszámú, illetve neutronszámú hasadási termék magjából magasan gerjesztett állapotú $(Z+1,N-1)$ mag keletkezik, amely “azonnal” kibocsát egy neutron, és átalakul a $(Z+1,N-2)$ maggá. Így keletkeznek az ún. *késő neutronok*. A (Z,N) magot *későneutron-anyamagnak*, a $(Z+1,N-1)$ magot pedig *későneutron-emitternek* nevezzük. Az ily módon keletkező késő neutronok esetében a maghasadás pillanatától számított teljes késési idő várható értékét az anyamag β -bomlásának felezési ideje szabja meg. Megállapíthatjuk továbbá, hogy az anyamagok β -bomlását követően létrejött emitter magok esetében a gerjesztési energia kisebb mint, a közvetlen hasadási termékek esetén, emiatt a késő neutronok átlagos energiája számottevően kisebb (jellemzően 300÷600 keV), mint a prompt neutronoké (átlagosan 2 MeV).

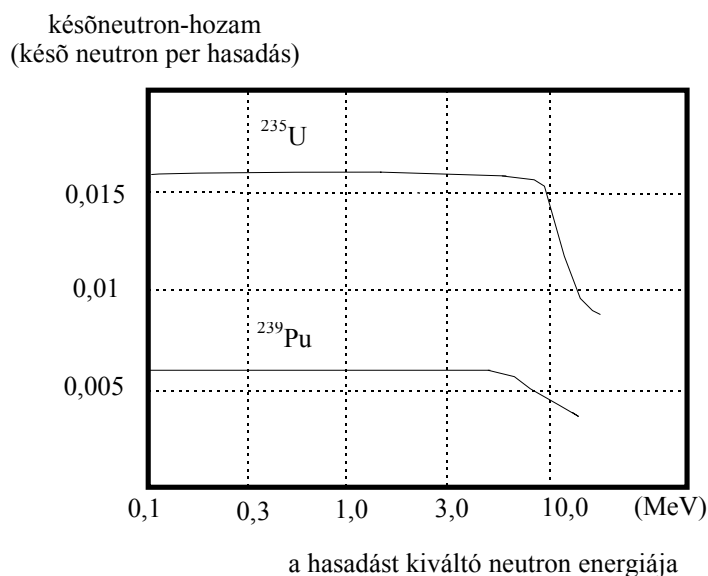
A hasadásban keletkező neutronok teljes *hozama* (száma, ν) a prompt neutronok és a késő neutronok hozamából (ν_p , illetve ν_k) tevődik össze:

$$\nu = \nu_p + \nu_k$$

A késő neutronok mennyiségét szokás még az ún. *későneutron-hányad* formájában is kifejezni:

$$\beta = \frac{\nu_k}{\nu}. \quad (1)$$

A 2. ábrán a későneutron-hozamnak a hasadást kiváltó neutron energiájától való függését mutatjuk be ^{235}U és ^{239}Pu esetére.



2. ábra. A későneutron-hozam a hasadást kiváltó neutron energiájának a függvényében

A görbékkel megállapítható, hogy a későneutron-hozam a $0 \leq E_n \leq 4$ MeV intervallumban gyakorlatilag független a hasadást kiváltó neutron energiájától.

A teljes későneutron-hozamok értékei jelentősen függnék a hasadóképes izotóptól. Az 1. táblázatban bemutatott értékekből azonban kétféle szabályt mégis megfigyelhetünk:

- Egy adott elemre vonatkozóan a későneutron-hozam növekszik a tömegszámmal (A).
- A későneutron-hozam csökken a protonszámmal (Z).

1. táblázat.

Teljes későneutron-hozamok (későneutron-szám per 100 hasadás) különböző izotópoknak termikus neutronok által kiváltott hasadásaira

hasadóképes mag	ν_k (neutron/100 hasadás)
^{233}U	$0,667 \pm 0,0029$
^{235}U	$1,621 \pm 0,05$
$^{238}\text{U}^*$	$4,39 \pm 0,10$
^{239}Pu	$0,628 \pm 0,038$
$^{240}\text{Pu}^*$	$0,95 \pm 0,08$
^{241}Pu	$1,52 \pm 0,11$
$^{242}\text{Pu}^*$	$2,21 \pm 0,26$

*Gyors neutron által kiváltott hasadásokra vonatkozó adat.

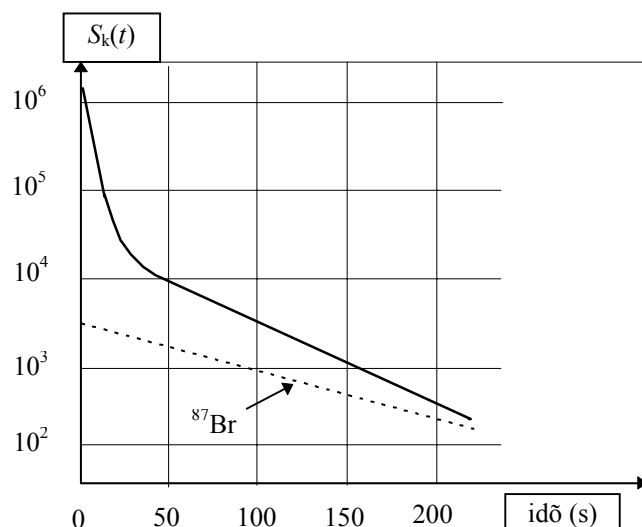
2.2. A későneutron-csoportok

A magfizikusok eddig 66 különböző későneutron-anyamagot azonosítottak.² Felezési időik 0,12 s és 78 s között változnak, emiatt az általuk keltett késő neutronok jelentősen különböző késleltetési időkkel jelennek meg. Reaktorkinetikai számításokban a késő neutronok korrekt kezelése ennek megfelelően az lenne, ha valamennyi anyagot a saját felezési idejével és hozamával vennénk figyelembe. Ezzel kapcsolatban két fő probléma merül fel:

- Az anyagok nagy száma miatt a feladat nagyon elbonyolódna.
- Az egyes anyagok bomlási sémája, felezési ideje, részaránya nem kellő pontossággal ismert.

G. R. Keepin dolgozta ki kísérleti úton a számítások számára kielégítő közelítést a későneutron-adatok kondenzált kezelésével, azaz a későneutron-csoportok létrehozásával. Hasonlóan a mai gyakorlaton elvégzendő méréshez, hasadóanyagból készített mintát rövid ideig tartó neutron-besugárzásnak tett ki. A besugárzott mintában bekövetkezett hasadások révén nagyszámú anyag keletkezett, amelyek a besugárzást követően felezési idejük szerint lecsengő későneutron-forrásként működtek ($S_k(t)$). Ha a mintában a besugárzás során bekövetkezett hasadási reakciók száma n_f volt, akkor a keltett anyagok száma $\nu_k n_f$. Az $S_k(t)$ függvény ezen anyagok lebomlását, és ennél fogva a késő neutronok keletkezésének időbeli alakulását írja le. A 3. ábrán egy ilyen görbe látható, a ^{87}Br izotópnak, egy tipikus anyagnak a bomlási-görbéjével együtt.

² Ezek a Ga, As, Se, Br, Kr, Rb, Sr, Y, In, Sn, Sb, Te, I, Xe, Cs, Ba, La és Tl egyes izotópjai.



3. ábra. A későneutron-forrásereőség csökkenése az idő függvényében

Az $S_k(t)$ bomlási görbe az összes anyag járulékos bomlászöveinek szuperpozíciója. Keepin szerint az $S_k(t)$ jól közelíthető hat exponenciális függvény összegével:

$$S_k(t) = n_f \sum_{i=1}^6 v_{ki} \lambda_{ki} e^{-\lambda_{ki} t}, \quad (2)$$

ahol v_{ki} : az i-edik későneutron-csoport hozama,
 λ_{ki} : az i-edik későneutron-csoport bomlási állandója

Az $S_k(t)$ függvény a fenti közelítésben olyan későneutron-forrásfüggvényt reprezentál, amelyben mindegyik csoport saját v_{ki} későneutron-hozammal, átlagos λ_{ki} bomlási állandóval, ill. az ennek megfelelő átlagos felezési idővel rendelkezik. Három különböző hasadóképes izotópra (^{235}U , ^{239}Pu , ^{233}U) a későneutron-csoportok főbb adatait a 2. táblázatban foglaltuk össze. Ez a hatszoros későneutron-struktúra általánosan használatos a reaktorkinetikában.

2. táblázat. A későneutron-csoportok adatai három hasadóképes izotópra

i	késő neutronok lehetséges anyagai	közepes energia (MeV)	anyagok átlagos felezési ideje (s)			késő neutronok részaránya az összes hasadási neutronhoz viszonyítva (%)		
			^{235}U	^{239}Pu	^{233}U	^{235}U	^{239}Pu	^{233}U
1	^{87}Br , ^{142}Cs	0,25	55,72	54,28	55,0	0,021	0,0072	0,0226
2	^{137}I , ^{88}Br	0,56	22,72	23,04	20,57	0,140	0,0626	0,0786
3	^{138}I , ^{89}Br , $^{(93,94)}\text{Rb}$	0,43	6,22	5,60	5,00	0,126	0,0444	0,0658
4	^{139}I , $^{(93,94)}\text{Kr}$, ^{143}Xe , $^{(90,92)}\text{Br}$	0,62	2,3	2,13	2,13	0,252	0,0685	0,0730
5	^{140}I , ^{145}Cs	0,42	0,61	0,618	0,615	0,074	0,018	0,0135
6	(Br, Rb, As stb.)	-	0,23	0,257	0,277	0,027	0,0093	0,0087
összesen						0,64	0,21	0,26

2.3. A késő neutronok hatása a neutronfluxus időbeni változására³

Ha egy termikus reaktor időben állandósult állapotban üzemel, akkor az egymást követő neutrongenerációk neutronszámának hányadosát jelentő *effektív sokszorozási tényező*, k_{eff} éppen egységnyi. A reaktor teljesítményének növelésekor vagy csökkenésekor a sokszorozási tényező 1-től eltér:

$$\Delta k_{\text{eff}} = k_{\text{eff}} - 1.$$

A ρ reaktivitás definíció szerint a következő:

$$\rho = \frac{\Delta k_{\text{eff}}}{k_{\text{eff}}} = \frac{k_{\text{eff}} - 1}{k_{\text{eff}}}. \quad (3)$$

Időben állandósult állapotban $\rho = 0$. A szokásos körülmények közötti teljesítményváltoztatások az állandósult állapothoz közeli állapotokon keresztül mennek végbe, és ekkor jó közelítéssel $\rho \approx \Delta k_{\text{eff}}$. Míthogy Δk_{eff} jelenti a neutronszám növekedési arányát az egyik generáció és a soron következő generáció között, a teljes neutronszámnak egy generáció élete során bekövetkező növekedése $n\Delta k_{\text{eff}}$ -fel egyenlő, ahol n a neutronszám az induló neutronpopulációban. Ha a neutronok átlagos élettartama \mathbf{l} , akkor a neutronszám időegység alatti változását a következő differenciálegyenlet adja meg:

$$\frac{dn}{dt} = \frac{n\Delta k_{\text{eff}}}{\mathbf{l}}. \quad (4)$$

Feltételezve azt, hogy Δk_{eff} nem függ az időtől, integrálással azt kapjuk:

$$n(t) = n(t_0) \exp\left(\frac{\Delta k_{\text{eff}}}{\mathbf{l}} t\right). \quad (5)$$

Az oktatóreaktorban $\mathbf{l} = 7 \cdot 10^{-5}$ s. Definiáljuk a reaktor periódusidejét (T): az az idő, amely alatt a neutronszám az e -szeresére változik ($e = 2,7172\dots$). (5) alapján tehát:

$$T = \frac{\mathbf{l}}{\Delta k_{\text{eff}}}. \quad (6)$$

A neutronszámra felírt összefüggés átvihető közelítőleg (egycsoportos elmélet) a neutronsűrűsége és ezen keresztül a neutronfluxusra és a reaktorteljesítményre is:

$$n(t) = n(t_0) e^{\frac{t}{T}}. \quad (5a)$$

Az időben állandó, stacioner üzemű reaktorban $n(t) = n(t_0) = \text{konst.}$, tehát T végtelen. A reaktor periódusideje rendkívül fontos mennyiség a változó teljesítményű

³ Ez a fejezet azoknak szóló összefoglalás, akik nem hallgatták a *Reaktorfizika* előadást, a többieknek könnyű olvasmány.

reaktor biztonsága szempontjából. Minden reaktorba beépítenek olyan biztonságvédelmi rendszert, amely azonnal leállítja a reaktort, ha a periódusidő a szabályozhatóság lehetőségeit tekintve túlságosan kicsiny. Ha nem üzemelne *periódusidő-védelem*, a $7 \div 10$ s-nál rövidebb periódusidő már kifejezetten veszélyes állapotot jelentene.

A késő neutronok fontosságának a kidomborítása érdekében határozzuk meg a periódusidőt abban az esetben, amikor a reaktivitás $\rho = 0,25\%$ ⁴, de csak a prompt neutronokat figyelembe véve. Mivel $\Delta k_{\text{eff}} \approx \rho = 0,0025$, (6) alapján a periódusidőre a következő adódik:

$$T = \frac{\ell}{\Delta k_{\text{eff}}} = \frac{0,00007}{0,0025} = 0,028 \text{ s.}$$

Ezt azt jelenti, hogy 1 s alatt a neutronszám

$$\frac{n(1 \text{ s})}{n(0)} = e^{\frac{1 \text{ s}}{0,028 \text{ s}}} = e^{35,7} = 3 \cdot 10^{15} -$$

szeresére nő. Semmilyen szabályozórendszer (amely mechanikus elemeket is tartalmaz) nem tudja követni ezt a gyors felfutást. "Szerencsére" a késő neutronok bizonyos feltételek között jelentősen lelassítják a növekedési ütemet, és ezzel lehetővé teszik a reaktorok szabályozását.

A késő neutronok hatásának a megvilágítása érdekében leegyszerűsítjük a tárgyalást: csak egyetlen, átlagos későneutron-csoportot veszünk figyelembe.⁵ Ha a 2. táblázatban az ²³⁵U-ra adott felezési időket átlagoljuk, 9 s-t kapunk, vagyis a (2) alatti hat bomlási állandót az átlagos

$$\bar{\lambda} = \frac{\log 2}{9 \text{ s}} = 0,077 \text{ s}^{-1}$$

bomlási állandóval helyettesítjük. Ha $C(t)$ -vel jelöljük a t időpillanatban a reaktorban levő későneutron-anyagok számát, akkor 1 s alatt $\bar{\lambda}C(t)$ késő neutron keletkezik. Ennek megfelelően a (4) egyenlet az alábbi alakba megy át:

$$\frac{dn}{dt} = \frac{nk_{\text{eff}}(1 - \beta) - n}{\ell} + \bar{\lambda}C(t), \quad (7a)$$

amelynek a jobb oldalán az első tag a prompt, a második tag pedig a késő neutronok által képviselt neutronsokszorozást fejezi ki. Ezt az egyenletet ki kell egészítenünk a későneutron-anyagok számát megszabó egyenlettel:

⁴ A reaktivitást (amely dimenzió nélküli szám) gyakran fejezzük ki %-ban. Például $u = 0,25\%$ azt jelenti, hogy $u = 0,0025$ (vagyis (3) alapján $k_{\text{eff}} \approx 1,0025$).

⁵ A részletest tárgyalást lásd az [5] jegyzetben.

$$\frac{dC}{dt} = -\bar{\lambda}C(t) + \frac{nk_{\text{eff}}\beta}{\ell}. \quad (7b)$$

A jobboldal első tagja az 1 s alatt elbomló, a második tag pedig az 1 s alatt a hasadásokban keletkező anyamagok számát adja meg.⁶ Nézzük meg ezután, mennyiben növelik a késő neutronok a reaktorperiódust!

(5a) mintájára a (7) egyenletrendszer megoldását az alábbi alakban keressük:

$$n(t) = n_0 e^{t/T} \quad \text{és} \quad C(t) = C_0 e^{t/T}.$$

Ha ezt (7)-be helyettesítjük, elemi számolás után T -re a következő egyenletet kapjuk:

$$\frac{\rho}{\beta} = \frac{\ell/(k_{\text{eff}}\beta)}{T} + \frac{1}{1 + \lambda T}, \quad (8)$$

Ahol felhasználtuk a (3) alatt definiált reaktivitást. Amikor ennek az egyenletnek a megfelelőjét 6 későneutron-csoport figyelembe vételével vezetjük le, akkor a kapott egyenletet *reciprokóra egyenletnek* nevezzük.

Adott reaktivitás mellett a (8) egyenlet a T periódusidőre vonatkozóan másodfokú egyenlet:

$$\frac{\rho}{\beta} \bar{\lambda} T^2 + \left(\frac{\rho}{\beta} - \frac{\ell \bar{\lambda}}{k_{\text{eff}} \beta} - 1 \right) T - \frac{\ell}{k_{\text{eff}} \beta} = 0. \quad (9)$$

Jelöljük a két gyököt T_1 -gyel és T_2 -vel. Ezek felhasználásával a neutrons szám időfüggése

$$n(t) = n_1 e^{t/T_1} + n_2 e^{t/T_2} \quad (10)$$

alakban adódik, ahol az n_1 és n_2 állandók a kezdeti feltételektől függenek. Ha a reaktivitás negatív (vagyis $k_{\text{eff}} < 1$, tehát a reaktor *szubkritikus*), a (9) egyenlet mindhárom együtthatója negatív, tehát mindkét gyök negatív,⁷ vagyis a neutrons szám (10) szerint a kezdeti feltételektől függetlenül időben csökken. Ha azonban a reaktivitás pozitív (vagyis $k_{\text{eff}} > 1$, tehát a reaktor *superkritikus*), a (9) egyenlet első együtthatója pozitív, a harmadik pedig továbbra is negatív. A reaktivitástól függően a második együttható lehet negatív is, pozitív is. Mindkét esetben azonban van egy előjelváltás és egy előjelkövetés, vagyis a két gyök közül az egyik negatív, a másik pozitív. Legyen az utóbbi T_1 . Ekkor elegendően nagy t idő elteltével (10) átmegegyezik az

$$n(t) \approx n_1 e^{t/T_1} \quad (t \gg T_2) \quad (11)$$

⁶ Vegyük észre, hogy éppen ezzel az utóbbi taggal csökkent (7a) jobb oldalának első tagja a (4) egyenlethez képest.

⁷ Emlékeztetünk arra az elemi algebrai szabályra, hogy két egymást követő együttható azonos előjele negatív, különböző előjele pedig pozitív gyököt jelent.

alakba. A késő neutronok jelenlétében is igaz marad tehát, hogy egy magára hagyott szuperkritikus reaktorban a neutronszám exponenciálisan nő. Döntő viszont az időállandó nagysága. Vegyük fel a következő számértékeket:

$$\beta = 0,0064; \quad l = 7 \cdot 10^{-5} \text{ s}; \quad \rho = 0,0025; \quad \bar{\lambda} = 0,077 \text{ s}^{-1}; \quad k_{\text{eff}} = 1,0025.$$

Ezeket (9)-be helyettesítve $T_1 = 20,31$ s adódik, ami lényegesen nagyobb idő, mint a késő neutronok nélkül kapott 0,028 s. Ez a számpélda jól mutatja a lényegét: *a késő neutronok hatására a periódusidő olyan mértékben megnő, hogy a neutronszám növekedését külső eszközökkel biztonságosan befolyásolni lehet.*

Ez az állítás azonban csak addig érvényes, amíg a reaktivitás nem túlságosan nagy, pontosabban, amíg $\rho/\beta < 1$. Amíg ez fennáll, a (9) egyenletben az l -et tartalmazó tagok elhanyagolhatók, vagyis a pozitív periódus közelítőleg így írható:

$$T_1 \approx \frac{\beta - \rho}{\rho \bar{\lambda}}. \quad (\rho/\beta < 1) \quad (12a)$$

A fenti számpéldában ez a közelítés $T_1 = 20,26$ s-t ad, tehát a közelítő képlet elég pontos. Minőségileg megváltozik azonban a helyzet, amikor $\rho/\beta > 1$. Ekkor ugyanis (9)-ben a második tag együtthatója pozitívvá vált, és az egyenlet pozitív gyökét más képlettel kell közelíteni:⁸

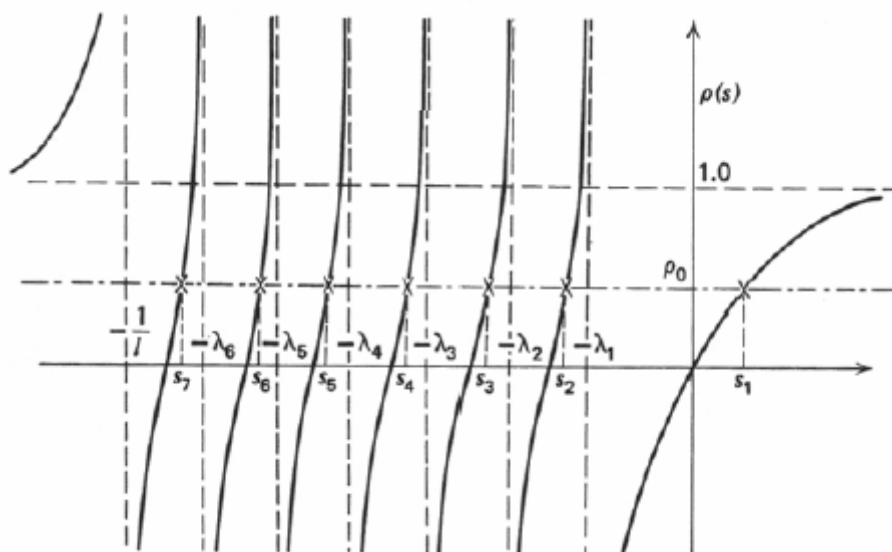
$$T_1 \approx \frac{l}{k_{\text{eff}}(\rho - \beta)}. \quad (\rho/\beta > 1) \quad (12b)$$

Például, $\rho/\beta = 1,1$ esetén ($k_{\text{eff}} = 1,0071$) a (12b) képlet szerint $T_1 = 0,109$ s, azaz a reaktor ismét szabályozhatatlanná válik. (A pontos érték $T_1 = 0,099$ s.) Azt találtuk tehát, a reaktor csak addig szabályozható, amíg $\rho/\beta < 1$, vagyis $k_{\text{eff}} < 1 + \beta$ (közelítőleg). Más szavakkal a szabályozhatóság szükséges feltételét úgy szoktuk kifejezni, hogy *a reaktor a késő neutronok nélkül legyen szubkritikus*. Ha azonban a reaktor már a késő neutronok nélkül is szuperkritikus (vagyis ha $\rho/\beta > 1$), a reaktor szabályozhatatlanná válik, *megszalad*. Az ilyen reaktorállapotot *prompt szuperkritikus állapotnak* nevezzük, amelynek a fellépte súlyos reaktorbalesetnek minősül.

Az elmondottakból következik, hogy a β későneutron-hányadnak a reaktorszabályozás szempontjából döntő jelentősége van. Erre való tekintettel ezt választjuk a reaktivitás egységének is. Ennek az egységnek a neve: *dollár* (\$): egy reaktor reaktivitása 1 \$, ha $\rho/\beta = 1$. Mint láttuk, a gyakorlatban ezt a reaktorállapotot kerülni kell, ezért a gyakorlatban ennek az egységnek a 100-ad részét, a *centet* (¢) használjuk: egy reaktor reaktivitása 1 ¢, ha $\rho/\beta = 0,01$.

Emlékeztetőül idézzük fel a 6 későneutron csoportra felírt megoldások (időállandók) reaktivitás függését demonstráló diagrammot.

⁸ Az Olvasó számára hasznos gyakorlat a közelítő képlet levezetése, így ugyanis ellenőrizheti, mennyire sikerült az eddigieket megértenie.



4. ábra Időállandók 6 későneutron csoport esetén a reaktivitás függvényében.

3. Későneutron paraméterek meghatározása

3.1. A méréshez szükséges eszközök, anyagok

- Reaktor és besugárzó csőposta;
- besugárzandó urán fólia csőposta-tokban;
- moderátorral töltött mérőedény;
- neutrondetektor-gyűrű 6 db detektorból (^3He);
- mérő elektronika (tápegység, diszkriminátor);
- PC sokcsatornás analízatkártyával (multiscaler - időanalizátor).

3.2. A mérés menete

A reaktor aktív zónájában besugárzott természetes urán fólia a csőposta segítségével (kb. 4 s-os szállítási idő után) a mérőhelyre kerül. A besugárzást követően a mérőedényben elhelyezett neutrondetektorok mérik a fólia időben csökkenő későneutron-intenzitását. Az intenzitás időbeli változásának rögzítése az analízatkártyával történik (un. időanalizátor vagy multiscaler módban), amely a detektorok diszkriminált jeleit összegzi a megadott léptetési időtartam alatt (1 s). A léptetési időtartam alatt gyűjtött impulzusok időbeli sorrendjüknek megfelelően egymás utáni csatornáknak tárolódnak. Amint azt az elméleti összefoglalóban láttuk, a későneutron-intenzitásnak ez a változása nem más, mint különböző felezési idejű exponenciális bomlási görbék lineáris szuperpozíciója.

A reaktor 1 kW-os teljesítményénél az urán fóliát tartalmazó tok a csőposta segítségével az aktív zónába kerül. A meghatározott besugárzási idő elteltével a minta automatikusan kerül a mérő pozícióba. (a minta visszaindulása automatikus startjelet szolgáltat)

A paraffin moderátorral töltött mérőedényben 6 db, párhuzamosan kapcsolt ^3He töltésű neutron-számlálócső van elhelyezve. A termikus neutronenergiák tartományában érzékeny detektorok miatt a detektálandó késő neutronokat le kell lassítani. Éppen erre szolgál a mérőedényben levő moderátor. A neutronok lelassulási ideje elhanyagolhatóan kicsi (kb. 1 μs .), még a gyakorlatilag mérhető legrövidebb felezési idejű késő neutronok késleltetési idejéhez képest is.

A neutrontektorok esetében fordítsunk gondot a jelamplitúdó diszkriminációs szint helyes megválasztására! Mint ismeretes, az említett detektortípusnál az amplitúdódiszkriminációval jelentősen csökkenthető a γ - és zajhátér. A diszkriminációs szint beállításához először keressük meg azt a maximális diszkriminációs értéket, amelynél még jelentős a számlálási sebesség, és válasszuk ennek kb. 1/8-át. A mérést maximum 300 s-ig érdemes folytatni. A kapott eredmény a PC-ben elhelyezett analizátor memóriájában hozzáférhető, elmenthető és kinyomtatható.

3.3. Kiértékelés

A későneutron-intenzitás időbeli csökkenését leíró függvény közelítőleg 6 db exponenciális összegének tekinthető. A kiértékelés célja a felezési idők és a relatív intenzitások meghatározása az adott körülmények között mérhető későneutron-csoportokra. Az illesztési feladatot súlyozott legkisebb-négyzetes illesztéssel oldhatjuk meg.

4. Urántartalom meghatározása

A mérés során egy olyan mintában, amelyik ismeretlen mennyiségben tartalmaz természetes izotóp-összetételű urániumot, meg kívánjuk határozni a tömeg százalékában mért uránkoncentrációt. Az ismeretlen összetételű minta teljes tömege 105,5 mg.

4.1. A méréshez szükséges eszközök, anyagok

- A későneutron-paraméterek meghatározásánál használt berendezés (lásd 3.1. rész);
- analitikai mérleg;
- polietilén csőposta besugárzó tokok;
- reaktor és besugárzó csőposta;
- két darab, a Nemzetközi Atomenergia Ügynökségtől (NAÜ) származó uránstandard.

3. táblázat. *Az uránstandardok adatai*

jel	természetes izotóp összetételű U-koncentráció a mintában		a minta teljes tömege (mg)
	bizonylati koncentrációk szélső értékei (tömeg%)	U-koncentráció: átlagérték±szórás (tömeg%)	
S-7	0,475 ÷ 0,527	0,501±0,013	93,3
S-8	0,128 ÷ 0,142	0,135±0,0035	85,1

4.2. A mérés menete

A mérés a relatív későneutron-intenzitás mérésén alapul, amely az urántartalom gyors, pontos, roncsolásmentes meghatározását teszi lehetővé. A módszer gyorsasága és egyszerű kivitelezhetősége miatt ércminták sorozatelemzésére, érzékenysége folytán pedig az érckutatásban az urán dúsulásainak nyomozására szolgálhat. A mérés célja ismeretlen koncentrációjú minta urántartalmának meghatározása a NAÜ két uránstandardjával történő összehasonlítás alapján, továbbá a mérési hibának, valamint a kimutatási határnak a számítása. Ismeretlen mintaként uránszurokérc tartalmú kőzetet használunk.

A polietilén csőpostatokban az ismeretlen mintából, a standardokéhoz hasonló mennyiséget, kb. 100 mg-ot helyezünk el. A besugárzást 10 kW reaktorteljesítményen végezzük. Az analizátor beállítása megegyezik a korábbival (vö. 3.2. rész). A mérés alap gondolata: *a standardokban és az ismeretlen mintában a besugárzott urán bomlás-görbéjét ugyanaz a (2) szerinti függvény írja le, legfeljebb az egyes görbék n_f együtthatója térhet el.* Ebből következik, hogy a lecsengő későneutron-intenzitási görbe bármelyik szakaszának összevetése alkalmas a minták összehasonlítására. Elvileg egy adott időpontbeli intenzitás - akár egy csatorna - is elegendő lenne, de több csatorna összegzésével a kiértékelés alapjául szolgáló impulzusszám relatív szórását csökkenthetjük. Az összegzett csatornák kiválasztásában az alábbi szempontokat vesszük figyelembe.

Mind a standardok, mind az ismeretlen minta tartalmaz(hat) oxigént, amelyben a besugárzás során az $^{17}\text{O}(n,p)^{17}\text{N}$ magreakció eredményeként 4,1 s felezési idejű neutronemitter mag, ^{17}N keletkezik. Mivel az oxigén mennyisége mintánként változhat (továbbá nem is ismert), a besugárzás után, a mérés megkezdése előtt célszerű 20 s ún. *hűtési időt* kivárni, mialatt az ^{17}N -től származó neutronok gyakorlatilag eltűnnek, és így a minta és a standardok oxigéntartalmának különbsége nem zavaró. Ebből következik, hogy a 2. táblázat szerinti 3.÷6. későneutron-csoportok a mérés kezdetére szintén eltűnnek, tehát az urántartalom meghatározását a 22,72 s felezési idejű, elegendően nagy hozamú későneutron-csoportra érdemes alapozni. A hűtési idő növelése egyébként más szempontból is hasznos lehet, mivel rövid hűtési idők esetében az időmérés bizonytalansága (1 s-os felbontás) is nagyobb. A mérési időt úgy kell megválasztani, hogy a mérési idő végén a csökkenő későneutron-intenzitás még mindig jelentősen kiemelkedjék a háttérből. (A javasolt mérési időintervallum 20÷80 s.)

A szórás és a kimutatási határ számításához a háttér mérése is szükséges: üres tok besugárzásával a kiértékelésre szánt intervallumra vegyük fel a háttér-intenzitás értékeit.

4.3. A mérés kiértékelése

Kiértékelés egy standard mérés esetén

A kiértékelés célja az ismeretlen minta uránkoncentrációjának meghatározása. Jelölje a mintára, illetve a standardra vonatkozó impulzusszámok összegét rendre N_x és N_{std} :

$$N_x = \sum_{i=20}^{80} n_{i,x}, \quad N_{\text{std}} = \sum_{i=20}^{80} n_{i,\text{std}}, \quad (15)$$

Ahol $n_{i,x}$ és $n_{i,\text{std}}$ az i -edik csatorna tartalma az ismeretlen mintára, illetve a standardra vonatkozóan. Hasonló módon kapjuk az ezekből levonandó háttér:

$$H_x = \sum_{i=20}^{80} h_{i,x}, \quad (16)$$

Ahol $h_{i,x}$ az i -edik csatorna tartalma az ismeretlen mintához tartozó háttér mérésekor. Ha a standardot és az ismeretlen mintát időben egymáshoz közel mérjük, fel lehet tételezni, hogy ez a háttér érvényes a standardra is. Az általánosság kedvéért azonban megengedjük, hogy az utóbbihoz külön háttér, H_{std} tartozzon. Az ismeretlen koncentrációt azzal a feltételezéssel határozzuk meg, hogy a minta *fajlagos* (egységnyi tömegre vonatkozó) beütésszáma a C uránkoncentrációval arányos:

$$\frac{N - H}{m} = aC, \quad (17)$$

Ahol m a minta tömege, és a valamilyen (ismeretlen) arányossági tényező. Természetesen a (17) összefüggés nem a *mért adatokra*, hanem csak azok *várható értékére* érvényes. Viszont a (17) összefüggés lehetővé teszi, hogy az egyik standardra kapott mérési adatok alapján becslést adjunk az ismeretlen a paraméterre:

$$\tilde{a} = \frac{N_{\text{std}} - H_{\text{std}}}{m_{\text{std}} C_{\text{std}}}, \quad (18)$$

Ahol az “std” index a standardra vonatkozóan mért adatokra utal. C_{std} a kiválasztott standard bizonylati koncentrációja (tömeg%, vö. 3. táblázat). Ennek alapján az ismeretlen minta uránkoncentrációját a

$$C_x = \frac{N_x - H_x}{m_x \tilde{a}} \quad (19)$$

képlettel becsüljük. Ha csak egy standardot mérünk, ez a képlet jelenti a kiértékelés végét. Mielőtt a két standard esetét tárgyalnánk, adjuk meg a (19)-hez tartozó hibaszámítási képleteket.

Tekintve, hogy tömeget (az egyéb hibaforrásokhoz képest) nagy pontossággal tudunk mérni, m_x és m_{std} mérési hibáját elhanyagoljuk. A háttérrel csökkentett beütésszámok szórásnégyzetét a Poisson-eloszlás alapján becsüljük:

$$\sigma_{\text{std}}^2 \approx N_{\text{std}} + H_{\text{std}} \quad \text{és} \quad \sigma_x^2 \approx N_x + H_x. \quad (20)$$

Az a paraméter (18) szerint becsült értékének a szórásnégyzete:

$$\sigma_a^2 = \tilde{a}^2 \left(\frac{N_{\text{std}} + H_{\text{std}}}{(N_{\text{std}} - H_{\text{std}})^2} + \frac{\sigma_{C_{\text{std}}}^2}{C_{\text{std}}^2} \right), \quad (21a)$$

továbbá a (19) szerint számolt uránkoncentrációé:

$$\sigma_{C_x}^2 = C_x^2 \left(\frac{N_x + H_x}{(N_x - H_x)^2} + \frac{\sigma_a^2}{\tilde{a}^2} \right). \quad (21b)$$

A (21) képletek levezetése a matematikai statisztikai elemeiből következik, ezért nem is részletezzük.

Kiértékelés két standard mérése esetén

Amikor mindkét standardot mérjük, több kiértékelési módszer kínálkozik. A legegyszerűbb az a paraméternek mindkét standard alapján való független becslése:

$$\tilde{a}_i = \frac{N_i - H_i}{m_i C_i}, \quad (i = 1, 2) \quad (22)$$

ahol az "i" index az egyes standard mintákra mért adatokat jelöli. Az így kapott értékek szórásnégyzetét (21a) mintájára becsülhetjük:

$$\sigma_{a_i}^2 = \tilde{a}_i^2 \left(\frac{N_i + H_i}{(N_i - H_i)^2} + \frac{\sigma_{C_i}^2}{C_i^2} \right). \quad (i = 1, 2) \quad (23)$$

Az a paraméter végső értékét ezek súlyozott átlagolásával becsülhetjük:

$$\tilde{a} = \frac{\sum_{i=1}^2 \tilde{a}_i / \sigma_{a_i}^2}{\sum_{i=1}^2 1 / \sigma_{a_i}^2}, \quad (24a)$$

amelynek a szórásnégyzete:

$$\sigma_a^2 = \frac{1}{\sum_{i=1}^2 1 / \sigma_{a_i}^2}. \quad (24b)$$

Kevésbé heurisztikus becslést kapunk, ha a (17) képletre alapozva az a paramétert lineáris regresszióval becsüljük. Ez azt jelenti, hogy az a paraméter függvényében keresz-sük a

$$Q = \sum_{i=1}^2 w_i \left(\frac{N_i - H_i}{m_i} - a C_i \right)^2 \quad (25a)$$

négyzetösszeg minimumát, amelyben a súlyok a mért mennyiségek szórásnégyzeteivel fejezhető ki:

$$w_i^{-1} = \frac{N_i + H_i}{m_i^2} + a^2 \sigma_{C_i}^2. \quad (25b)$$

Ennek a minimumproblémának a megoldása könnyen levezethető:

$$\tilde{a} = \frac{\sum_{i=1}^2 w_i C_i \frac{N_i - H_i}{m_i}}{\sum_{i=1}^2 w_i C_i^2}, \quad (26a)$$

amelynek a szórásnégyzete:

$$\sigma_a^2 = \frac{1}{\sum_{i=1}^2 w_i C_i^2}. \quad (26b)$$

Tekintve, hogy a w_i súlyok a (25b) képlet szerint függenek az a paramétertől, a (26a) képlet alkalmazása a -ra nézve iterációt igényel.⁹ A (24a) szerinti módszer ilyen iterációt nem tesz szükségessé.

Akár a (22)-(24) formulákat, akár a (25)-(26) formulákat használjuk, az ismeretlen uránkoncentráció meghatározására a (19) és (21b) képleteket kell alkalmaznunk. A két kiértékelési mód egymással egyenértékű.

Kimutatási határ

A kimutatási határ definíciójánál az urán mennyiség meghatározás alapjául szolgáló nettó impulzusszám háttérből való szignifikáns kiemelkedését kell biztosítani statisztikai kritériumok alapján, másként megfogalmazva azt kell eldöntenünk, hogy adott szignifikancia szinten van-e effektus (urántartalom) vagy nincs, és ennek a döntésnek a mennyiségi megalapozását kell megadnunk. A döntés során alapvetően kétféle hibát követhetünk el. Az első az úgynevezett elsőfajú hiba melynél azt feltételezzük, hogy a mért összegzett intenzitás egy része a minta urán tartalmától származik, pedig csak a háttér pozitív fluktuációjáról van szó. Másodfajú hibát akkor követünk el, ha mért impulzusszám egy része urántól származik, de úgy gondoljuk hogy ez csak a háttér véletlen fluktuációja.

Az elsőfajú hiba ellen bizonyos megbízhatósági szinten - centrált normális zaj feltétele - zéssel - , úgy védhetjük magunkat, hogy a hasznos jel komponensből elvárjuk, hogy a háttér szórását a konfidencia szinttől függő mértékben haladja meg.

$$L_{c1} = k_1 \sigma_h = k_1 \sqrt{N_h}$$

Ahol k_1 az elsőfajú hibára vonatkozó szignifikancia szinttől függő egyoldali kvantilis.

A másodfajú hiba valószínűsége általában valamilyen konkrét ellenhipotézis formájában fogalmazható meg. Itt ésszerű kiindulás az, hogy feltételezzünk egy L_{c2} nagyságú nettó effektust, melynek meg kell haladnia az előbb definiált L_{c1} szintet olyan mértékben, hogy

⁹ Ennek az iterációnak a tulajdonságai erősen függenek az egyes szórások értékeitől. Ajánlatos, hogy az Olvasó a konkrét mérés esetében közelebbről ismerkedjen meg vele. Általános tendencia, hogy a (25b) szerinti súlyozás csökkenteni igyekszik a becslést értékét.

az alá L_{c2} bizonyos szintű negatív fluktuációi révén se kerülhessen. Azaz L_{c2} legyen L_{c1} plusz L_{c2} szórásának megfelelő kvantilissal vett szorzata:

$$L_{c2} = L_{c1} + k_2 \sqrt{\sigma_{L_{c2}}^2 + \sigma_h^2}$$

Ahol k_2 a másodfajú hibára vonatkozó szignifikancia szinthez tartozó kvantilis. Ha $k_2 = k_1$ feltételből indulunk ki (ettől való eltérés a kétféle hibából eredő kockázat alapján lehetséges), akkor a háttérből még szignifikánsan kiemelkedő impulzusszám:

$$L_{c2} = k^2 + 2L_{c1} = k^2 + 2k\sqrt{N_h}$$

E mennyiséget kell a standardnál mérhető impulzusszámhoz hasonlítani, hogy az urán mennyiségre vonatkozó kimutatási határ értékét megkapjuk.

5. Ellenőrző kérdések

1. Mik a késő neutronok?
2. Ismertesse a késő neutronok keletkezési mechanizmusát!
3. Mik az anyamagok?
4. Mik a prompt neutronok?
5. Ismertesse a prompt neutronok keletkezési mechanizmusát!
6. Mi a különbség a prompt és a későneutronok energia eloszlása között?
7. Mi a periódus idő?
8. Mi a szerepe a késő neutronoknak a reaktor szabályzásban?
9. Ismertesse a késő neutronok mérésénél alkalmazott módszert
10. Milyen csoportokba sorolhatjuk a késő neutronokat és minek alapján?
11. Ismertesse az uránkoncentráció meghatározás elvét!

6. Irodalom

1. G. R. Keepin: Physics of Nuclear Reactors, Addison-Wesley Publishing Co., Massachusetts (1965)
2. G. R. Keepin: Interpretation of Delayed Neutron Phenomena, J. Nucl. Energy, 7, 13 (1958)
3. G. R. Keepin, T. F. Wimmer, R. K. Zeigler: Delayed Neutron from Fissionable Isotopes of Uranium, Plutonium and Thorium, Phys. Rev., 107, 1044 (1957)
4. Kiss D., Quittner P., Neutronfizika, Akadémiai Kiadó, Budapest 1971.
5. Szatmáry Z., Bevezetés a reaktorfizikába, Egyetemi jegyzet (ELTE), 1991.