TERMIKUS NEUTRONFLUXUS MEGHATÁROZÁSA AKTIVÁCIÓS MÓDSZERREL

1. BEVEZETÉS

Neutronsugárzás hatására bizonyos stabil elemekben magátalakulás megy végbe, és a keletkezett radioaktív termék aktivitása megfelelő számlálórendszer segítségével mérhető. A keletkező *fajlagos aktivitás*[1] a besugárzás helyén uralkodó neutronfluxustól és a besugárzott anyag *aktivációs hatáskeresztmetszet*ától függ. A mérés célja a neutronfluxus meghatározása. Szigorúan véve azonban *nincs olyan módszer, amely lehetővé tenné a neutronfluxus közvetlen mérését*. Legfeljebb arról lehet szó, hogy a neutronfluxusra a mért fajlagos aktivitásból valamilyen feltevések mellett többé-kevésbé pontos becslést adjunk. Amilyen pontosan ismerjük az aktivációs hatáskeresztmetszetet, olyan pontosan tudjuk a neutronfluxust meghatározni. Minthogy számos olyan anyag van, melyeknek aktivációs hatáskeresztmetszete más-más módon függ a neutronenergiától, ezzel a módszerrel a neutronok energia szerinti eloszlásáról is nyerhetünk némi információt.

A jelen mérés keretében aktivációs detektorok felhasználásával fogjuk a termikus neutronfluxus értékét közelítőleg meghatározni a BME oktatóreaktorának aktív zónájában. A mérés két részből áll: a termikus neutronfluxus abszolút értékének becslése és helyfüggésének vizsgálata. A mérés elvének megértéséhez előbb a reaktorelmélet számos tételét kell megismernünk. Ezek részletesebben megtalálhatók az [1-4] kézikönyvekben.

2. ELMÉLETI ÖSSZEFOGLALÁS

2.1. Neutronspektrum, neutronfluxus eloszlása termikus reaktorokban

Maghasadásban gyors neutronok keletkeznek, energia-eloszlásuk az 1. ábrán látható. Termikus reaktorokban a gyors neutronok - elsősorban a moderátor atommagjaival való ütközések révén - fokozatosan lelassulnak, és a 2. ábrán sematikusan bemutatott neutronspektrum alakul ki. Legyen az E és $E+dE$ közé eső energiájú neutronok sűrűsége a reaktor $\underline{r}$ pontjának közelében $n(\underline{r},E)dE$. Ennek felhasználásával a *neutronfluxus* definíciója:

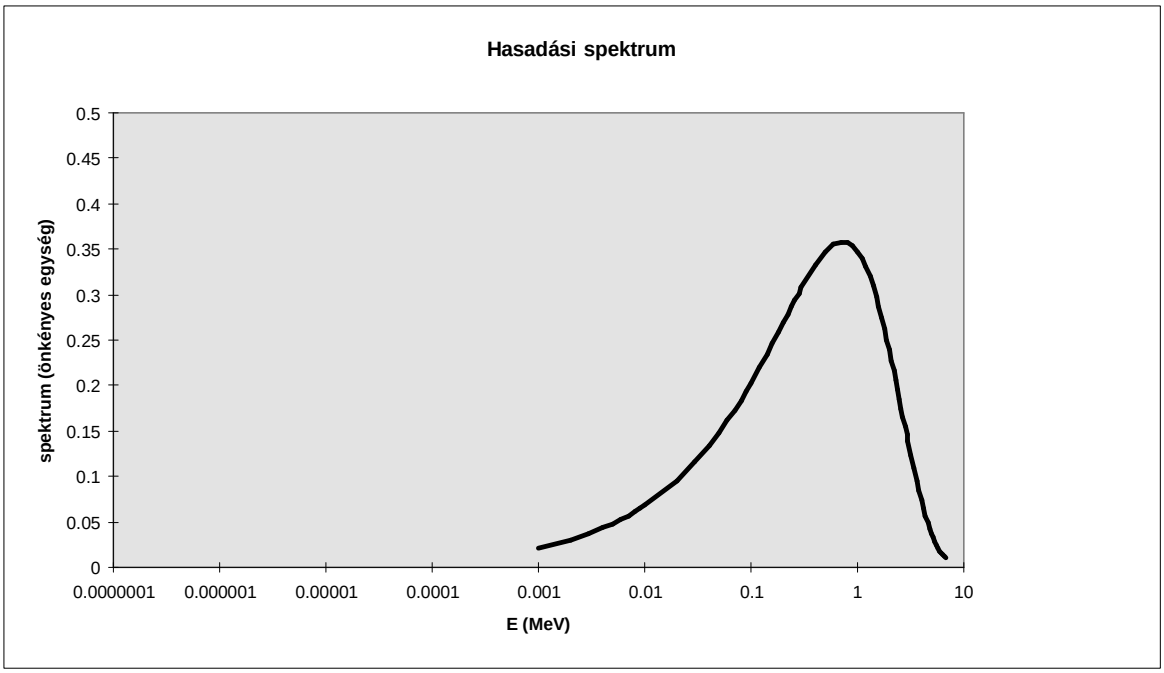
$$\Phi(\underline{r},E) = vn(\underline{r},E), \qquad (1)$$

[1] A besugárzott anyag egy atomjára (vagy tömegegységére) vonatkoztatott aktivitás.

ahol v az E energiájú neutron sebessége. A neutronspektrumnak mérésünk szempontjából legfontosabb része a termikus spektrum, amely jó közelítéssel a Maxwell-eloszlással írható le:

$$\Phi(\underline{r}, E) = \frac{E}{(kT)^2} \exp\left\{-\frac{E}{kT}\right\}, \qquad E \le E_{th} \tag{2}$$

ahol E_{th} a termikus tartomány - többé-kevésbé önkényesen megválasztott - felső határa (általában 0,625 eV), k a Boltzmann-állandó és T a termikus neutronspektrumot jellemző, hőmérséklet dimenziójú mennyiség.[2]



1. ábra. A hasadási neutronok energiaspektruma

Amikor *termikus neutronfluxusról* beszélünk, ezen az alábbi integrált értjük:

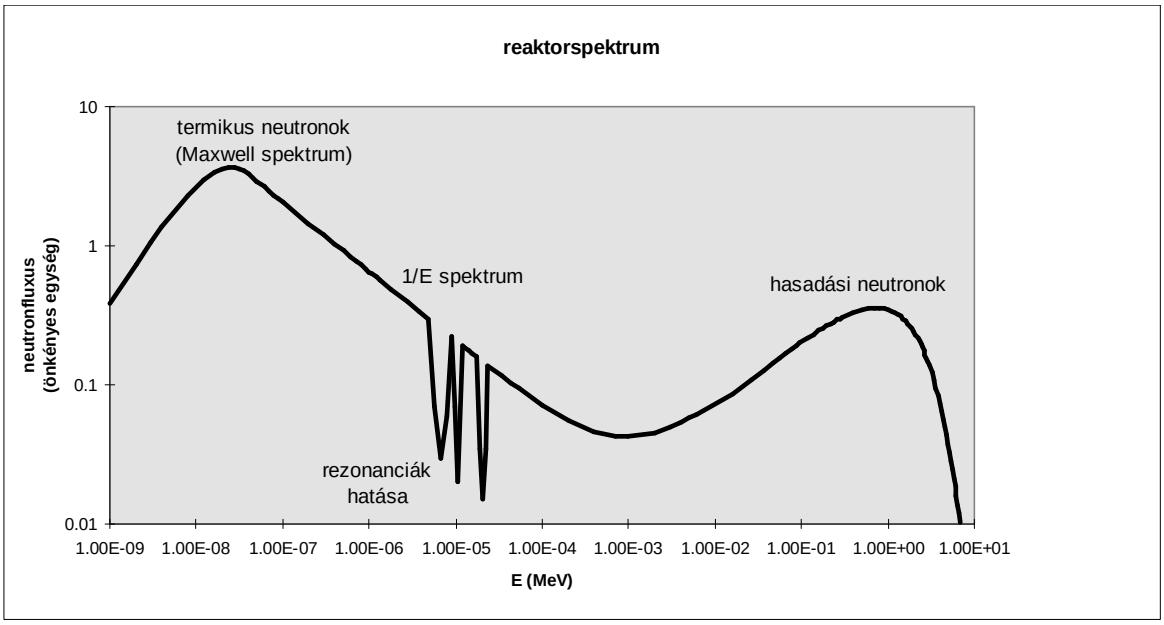
$$\Phi_{th}(\underline{r}) = \int_0^{E_{th}} \Phi(\underline{r}, E)\,dE\,, \tag{3}$$

amelyet gyakran a

$$\Phi_{th}(\underline{r}) = v \cdot n_{th}(\underline{r})\,, \tag{3a}$$

alakban írunk fel, ahol n_{th} a termikus neutronoknak az $\underline{r}$ helyvektorú pont körüli sűrűsége és v a termikus neutronok átlagos sebessége (lásd alább).

[2] Általában *neutronhőmérséklet*nek szoktuk nevezni, amely némileg magasabb, mint a reaktor abszolút hőmérséklete.



2. ábra. Termikus reaktor energiaspektruma (vázlatosan)

A termikus neutronfluxus térbeli változása függ a reaktor alakjától és belső felépítésétől. Téglatest alakú, csupasz (reflektor nélküli) reaktorban (3. ábra) a termikus neutronfluxus térbeli eloszlását a reaktorelmélet szerint az alábbi összefüggés adja meg:

$$\Phi_{th}(x, y, z) = \Phi_{th}(0,0,0)\cos\left(\frac{\pi x}{a}\right)\cos\left(\frac{\pi y}{b}\right)\cos\left(\frac{\pi z}{c}\right) \qquad (2)$$

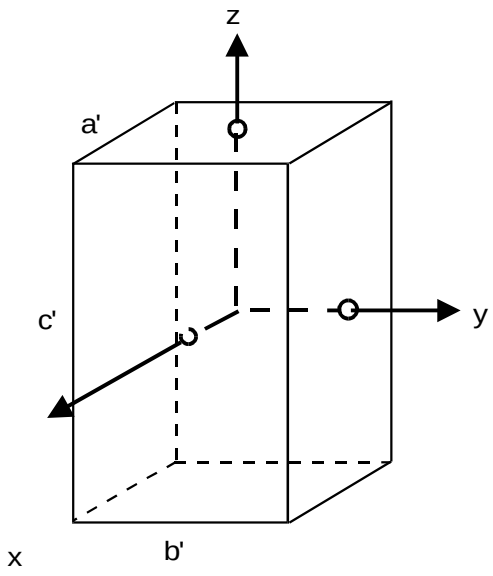
ahol *a*, *b* és *c* rendre az aktív zónának a tényleges *a*', *b*' és *c*' fizikai méretekhez képest az ún. *extrapolációs távolsággal* megnövelt méretei.[3]

Ha tehát a termikus neutronfluxust valamely $x = x_0$, $y = y_0$ helyen a *z* függvényében tekintjük, a

$$\Phi_{th}(x_0, y_0, z) = \Phi_0 \cos\left(\frac{\pi z}{c}\right) = \Phi_0 \varphi(z) \qquad (3)$$

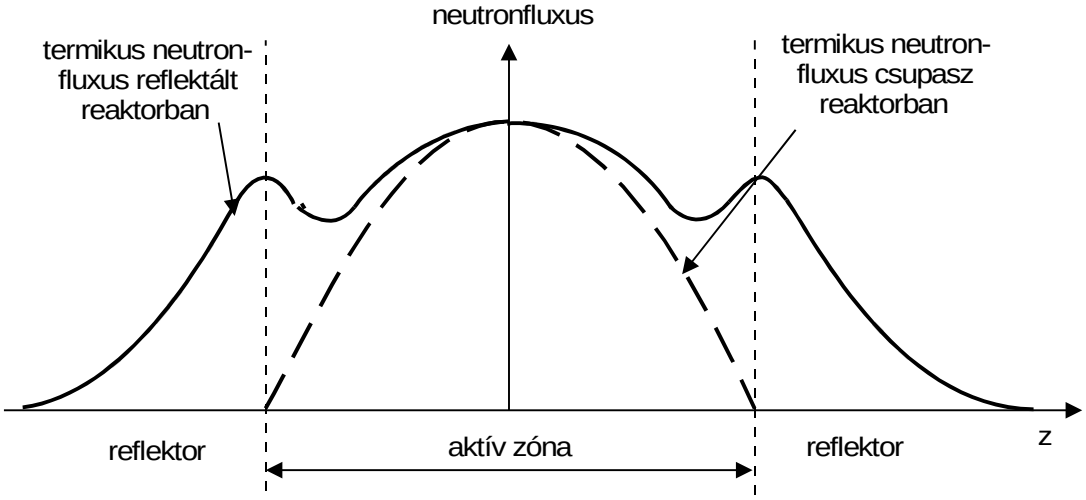
eloszlást kapjuk. Ez a cos-alakú axiális eloszlás egyébként érvényes henger alakú reaktor esetében is, ha a henger tengelye egybeesik a koordinátarendszer *z* tengelyével.

[3] A reaktorelmélet alapjául szolgáló diffúzióegyenlet határfeltételei szerint a reaktor tényleges felületét az extrapolációs távolsággal kijjebb tolva kapott felületen (az ún. *extrapolált határfelületen*) kell megkövetelni a fluxus eltűnését. Az extrapolációs távolság értéke vízzel moderált reaktorokban néhány mm. Mérésünk szempontjából nincs jelentősége.



3. ábra. Téglatest alakú, csupasz, reflektor nélküli reaktorzóna vázlata.
Az origó a téglatest szimmetriaközéppontjában van.

A reaktorok többsége azonban nem csupasz, hanem az aktív zónát ún. *reflektor* veszi körül, amely az aktív zónából kiszökő neutronokat részben visszaszórja.[4] A kiszökő neutronok többsége a termikusnál nagyobb energiájú, ún. *epitermikus* neutron, amelyek a reflektorban termikus energiára lelassulnak. Mivel az ilyen energiájú neutronok szabad úthossza kisebb, mint az epitermikus neutronoké, a termikus neutronfluxusnak a reflektorban helyi maximuma alakul ki. Ezt a jelenséget *reflektorpúp*nak nevezzük, amely víz reflektor esetében mindig kialakul, viszont grafit reflektor esetében általában nem. A 4. ábrán összehasonlítjuk a termikus neutronfluxusnak csupasz és reflektált reaktorban a *z* tengely mentén kialakuló eloszlását.



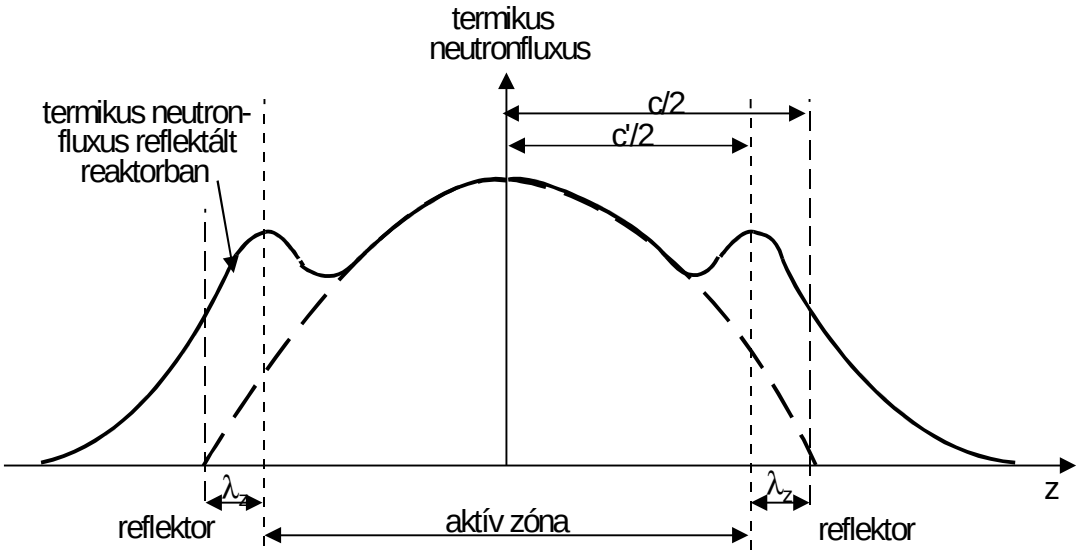
4. ábra.Termikus neutronfluxus eloszlása egy csupasz
és egy reflektált reaktor z koordinátája mentén

[4] Innen ered a reflektor neve.

Mivel a reflektor lecsökkenti az aktív zónából kiszökő neutronok számát, a reflektált reaktor kritikus tömege kisebb, mint az azonos összetételű csupasz reaktoré. A különbséget a *reflektor-megtakarítás*sal vesszük figyelembe, amelyet a következőképpen definiáljuk. A reflektált reaktor aktív zónájában a reflektortól bizonyos távolságban ugyanolyan alakú térbeli eloszlás alakul ki, mint csupasz reaktorban. Az aktív zónának ezt a részét *aszimptotikus tartomány*nak nevezzük. Téglatest alakú aktív zónában ezt az eloszlást tehát szintén a (2) képlet adja meg, de most az *a*, *b* és *c* mennyiségek a tényleges *a'*, *b'* és *c'* méreteknél *lényegesen* nagyobbak. A különbséget nevezzük reflektor-megtakarításnak. Például, a *z* irányban vett reflektor-megtakarítást a

$$2\lambda_z = c - c' \qquad (4)$$

képlettel definiáljuk. (Az *x* és *y* irányú reflektor-megtakarítás definíciója hasonló.) Mindezt az 5. ábrán illusztrájuk. Az aktív zóna belsejében kialakuló cos-eloszlást a reflektorban folytatva, a kapott fluxus az aktív zónán kívül, a reflektor belsejében válik zérussá. Ennek a pontnak az aktív zóna határától mért távolsága a reflektor-megtakarítás. Értéke a szokásos víz moderátoros és víz reflektoros reaktorokban 7÷9 cm.[5]



5. ábra. A reflektor-megtakarítás meghatározása

2.2. Makroszkópikus eloszlás mérése aktivációs módszerrel

2.2.1. A mérés elve

Ha egy aktivációs detektort az <u>*r*</u> helyen besugározunk, akkor abban az időegység alatt felaktiválódott atomok számát, a *reakciósebesség*et az

[5] A reflektor-megtakarítást nem szabad összetéveszteni az extrapolációs távolsággal, hiszen az utóbbi a *csupasz reaktornak a vákuummal határos* felületén, az előbbi pedig *az aktív zónának a reflektorral határos* felületén van definiálva. Értékük is jelentősen eltér: a reflektor-megtakarítás sokkal nagyobb, mint az extrapolációs távolság.

$$R(\underline{r}) = N_d \int_0^\infty \Phi(\underline{r}, E)\sigma_d(E)dE \tag{5}$$

integrál fejezi ki, ahol $\sigma_d(E)$ a detektoranyag mikroszkopikus *aktivációs hatáskeresztmetszete*[6], és N_d a detektorban levő aktiválható atommagok teljes száma. A gyakorlatban csak (5) szerinti reakciósebességeket lehet mérni, de a fluxust magát nem. Bizonyos feltételezésekkel azonban a mért reakciósebességekből következtethetünk a fluxusra is. Ennek érdekében definiáljuk az *átlagos aktivációs hatáskeresztmetszet*et:

$$\overline{\sigma}_d = \frac{\int_0^\infty \Phi(\underline{r}, E)\sigma_d(E)dE}{\int_0^\infty \Phi(\underline{r}, E)dE}. \tag{6}$$

Ez a mennyiség szigorúan véve függ attól az $\underline{r}$ helytől, ahol a besugárzás történik, hiszen a $\Phi(\underline{r},E)$ spektrum is változhat helyről helyre. A reaktorelmélet szerint azonban az aszimptotikus tartományban ez a függés elhanyagolható. Ilyen értelemben beszélhetünk átlagos aktivációs hatáskeresztmetszetről, és hagyhatjuk el a helyfüggés feltüntetését.

Vannak detektorok, amelyek hatáskeresztmetszete csak a termikus neutronokra számottevő, ezért ezeket *termikus detektor*oknak nevezzük. Egy ilyen detektorra érvényes, hogy

$$R(\underline{r}) = \Phi_{th}(\underline{r})\,\overline{\sigma}_d N_d\,, \tag{7}$$

ahol Φ_{th} a termikus neutronfluxus (vö. (3) egyenletek).

A besugárzás során az aktív magok $N(\underline{r},t)$ számának időbeli változását a keletkezés és a bomlás különbsége adja meg:

$$\frac{dN(\underline{r}, t)}{dt} = \Phi_{th}(\underline{r})\,\overline{\sigma}_d N_d - \lambda N(\underline{r}, t)\,, \tag{8}$$

ahol λ a keletkezett aktív magok bomlási állandója, t pedig az aktiválás kezdete óta eltelt idő. A besugárzás kezdetén a besugárzandó anyag általában inaktív, tehát $N(0) = 0$. Ekkor a fenti differenciálegyenlet megoldása (7) figyelembevételével:

$$N(\underline{r}, t) = \frac{R(\underline{r})}{\lambda}\left(1 - \exp(-\lambda t)\right). \tag{9}$$

Ha az aktiválás elég sokáig tart, az aktív magok száma eléri az $R(\underline{r})/\lambda$ telítési értéket. Ha azonban a besugárzás egy véges t_a ideig tart, az aktivitás a telítési értéknél kisebb:

---

[6] Az aktivációs hatáskeresztmetszet általában a befogási hatáskeresztmetszet. Vannak azonban eltérések is. Amikor például a detektor hasadóanyag, és a hasadási termékek összaktivitását mérjük, az aktivációs hatáskeresztmetszet a hasadási hatáskeresztmetszettel azonos.

$$\lambda N(\underline{r}, t_a) = R(\underline{r}) \cdot (1 - \exp(-\lambda t_a)).$$

A besugárzás befejezése utáni eltelik t idő, amíg az aktivitást megmérjük. Ez alatt a mérhető aktivitás exponenciálisan csökken:

$$A(\underline{r}, t) = R(\underline{r}) \cdot (1 - \exp(-\lambda t_a)) \cdot \exp(-\lambda t). \qquad (10)$$

Ezek az összefüggések még nem veszik figyelembe, hogy a neutronfluxus a besugárzott anyagban ponmtról pontra változhat. Ha a besugárzott minta formája a szokás szerinti fólia, amelynek a vastagsága nem elhanyagolható, akkor belsejében bekövetkező neutronabszorpció miatt az átlagos neutronfluxus ($\overline{\Phi}_{th}$) kisebb, mint a fólia felszínen uralkodó fluxus (Φ^o_{th}). Ezt az effektust nevezzük *önárnyékolás*nak. A (7) és (8) képletekben szereplő fluxusnak Φ^o_{th} felel meg. Tekintve, hogy a mért aktivitás alapján erre az utóbbira kívánunk következtetni, az önárnyékolást a

$$G = \frac{\overline{\Phi}_{th}}{\Phi^o_{th}}$$

önárnyékolási tényezővel vesszük figyelembe. Ha a detektor vastagsága *d*, makroszkopikus totális hatáskeresztmetszete Σ_t, akkor izotróp neutronfluxus-eloszlás esetén a reaktorelmélet szerint *G* a következő formulával közelíthető:

$$G = \frac{1 - 2E_3(d \cdot \Sigma_t)}{d \cdot \Sigma_t}, \qquad (11)$$

ahol E_3 a harmadrendű exponenciális-integrál függvény.

Végül fentiek összevonásával a detektor aktivitásának időfüggvénye:

$$A(\underline{r}, t) = G \cdot \Phi^O_{th}(\underline{r}, t) \cdot \overline{\sigma}_d N_d (1 - \exp(-\lambda t_a)) \exp(-\lambda t). \qquad (12)$$

2.2.2. A termikus neutronfluxus becslése a besugárzott detektor aktivitásának ismeretében

A termikus neutronfluxusnak az energiától való függését a (2) alatti függvény adja meg, amely $E = kT$-nél veszi fel a maximumát. (Emlékeztetőül megjegyezzük, hogy *T* a neutronhőmérséklet (vö. (2) képlet).) Ez a függvény az alábbi egyszerű kapcsolatban van a termikus neutronok sebességeloszlásával:

$$vn(v)dv = \Phi(E)dE, \qquad E = \frac{mv^2}{2},$$

ahol *m* a neutron tömege. Az így kapott sebességeloszlás szerinti legvalószínűbb sebesség:

$$v_o = \sqrt{\frac{2kT}{m}}\,, \tag{13a}$$

amint könnyen levezethetjük. Vegyük észre, hogy ez éppen az $E = kT$ energiának megfelelő sebesség. Az átlagos sebesség azonban ettől eltér:

$$\bar{v} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \cdot v_o\,. \tag{13b}$$

Szobahőmérsékleten (T = 293 K) v_0 = 2200 m/s, amely az E = 0,0253 eV energiának felel meg.

Termikus detektorok esetében az átlagos aktivációs hatáskeresztmetszet (6) szerinti képletébe a termikus spektrumot kell írni. Ez egyszerű eredményre vezet az ún. *1/v hatás-keresztmetszetű* detektoranyagok esetében. Ekkor ugyanis (6) így írható:

$$\bar{\sigma}_d = \frac{\int_0^\infty \Phi(\underline{r},E)\frac{C}{v}dE}{\int_0^\infty \Phi(\underline{r},E)dE} = \frac{C\cdot\int_0^\infty n(\underline{r},E)dE}{\int_0^\infty vn(\underline{r},E)dE} = \frac{C}{\bar{v}}\,, \tag{14}$$

ahol $C = v_0\sigma(v_0)$ állandó. A (14) képletben kihasználtuk, hogy $\Phi(\underline{r},E) = vn(\underline{r},E)$. Ha a v_0 = 2200 m/s-hoz tartozó hatáskeresztmetszetet $\sigma_0 = \sigma(v_0)$ -val jelöljük, a (13) képletek alapján beláthatjuk, hogy

$$\bar{\sigma}_d(T) = \sigma_0 \frac{\sqrt{\pi}}{2}\sqrt{\frac{293\text{ K}}{T}}\,. \tag{15}$$

A besugárzott mintában levő atommagok N_d számának számítása:

$$N_d = \frac{M\cdot\alpha\cdot L}{A_d} \tag{16}$$

ahol M - a minta tömege (g),
α - a detektoranyag aktiválódó izotópjának előfordulási gyakorisága,
A_d - az aktiválódó izotóp tömegszáma,
L = $6{,}0221\cdot10^{23}$ (Loschmidt szám).

Az eddigi képletek megadják a (12) egyenletben szereplő minden mennyiség értékét, tehát a termikus neutronfluxust a mért $A(\underline{r},t)$ aktivitás alapján ki tudjuk számítani, ha ismerjük a termikus neutronspektrumot jellemző T hőmérsékletet, a detektor σ_0 és σ_t hatáskeresztmetszeteit, továbbá jogos az a feltételezés, hogy a detektor *csak* a termikus neutronok hatására aktiválódik.

Ha a detektor besugárzása olyan helyen történik, ahol jelentős epitermikus fluxus is jelen van, és/vagy a detektor epitermikus aktivációs hatáskeresztmetszete a termikus aktivációs hatáskeresztmetszet mellett jelentős, akkor a nyert aktivitás egy részéért az

epitermikus neutronok felelősek. Emiatt egy korrekcióval meg kell határozni, hogy a létrehozott aktivitásnak mekkora része származik a termikus neutronfluxustól. Erre az ad lehetőséget, hogy a kadmium neutronabszorpciós hatáskeresztmetszete termikus energiákon igen nagy (6. ábra), az epitermikus tartományban pedig elhanyagolható. Ha tehát a detektort megfelelő vastagságú kadmiummal borítva sugározzuk be, akkor a burkolat a termikus neutronokat gyakorlatilag teljesen kiszűri, így a detektor aktivitása csak a 0,4÷0,7 eV[7] feletti epitermikus neutronoktól származik. Két azonos detektort alkalmazva, az egyiket csupaszon, másikat kadmium burkolatban (azonos körülmények között) besugározva, a termikus aktivitás egyszerűen nyerhető:

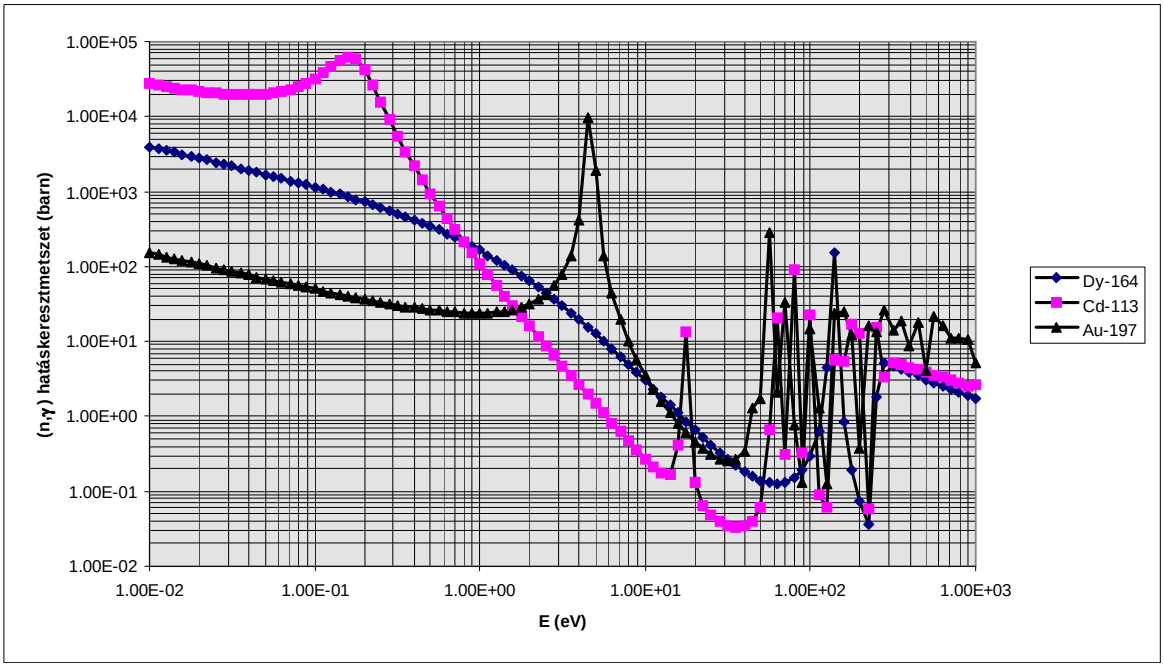
$$A_{th} = A_{cs} - A_{Cd} \tag{17}$$

ahol A_{cs} - a csupasz detektor aktivitása,
A_{Cd} - a kadmium burkolatú detektor aktivitása.

Végeredményben a következő képletet használjuk a termikus fluxus becslésére:

$$\Phi_{th}(\underline{r}) = \frac{A_{cs}(\underline{r},t) - A_{Cd}(\underline{r},t)}{N_d \cdot \overline{\sigma}_d \cdot G \cdot (1-\exp(-\lambda t_a)) \cdot \exp(-\lambda t)}, \tag{18}$$

ahol a nevezőben szereplő mennyiségeket rendre a (13), (16), (6) és (11) képletek alapján számítjuk ki.



6. ábra. σ_c változása a neutronenergia függvényében ^{164}Dy, ^{197}Au és ^{113}Cd esetében

A 6. ábra szerint ilyen anyag a diszprózium ^{164}Dy izotópja, amelynek a befogási hatáskeresztmetszete 1 eV-ig gyakorlatilag 1/v-nek tekinthető. 1 eV felett a

[7] Ez az ún. *kadmium-levágási energia*: a kadmium hatáskeresztmetszetét ez alatti neutronenergiákra gyakorlatilag végtelennek, a felettiekre pedig nullának vesszük. Nyilvánvaló, hogy a levágási energia függ a kadmiumborítás vastagságától.

hatáskeresztmetszet gyorsan csökken, 100 eV környékén pedig rezonanciái is vannak, de a kadmium levágási energia feletti tartományban bekövetkező reakciók a teljes aktiválódásnak egy százalékát sem teszik ki. Aktiválódást követően ebben a következő reakciók játszódnak le:

$$^{164}_{66}\mathrm{Dy} \xrightarrow{(n,\gamma)} {}^{165m}_{66}\mathrm{Dy} \xrightarrow{\gamma\ (1{,}3\mathrm{perc})} {}^{165}_{66}\mathrm{Dy} \xrightarrow{\beta^-\ (2{,}35\mathrm{óra})} {}^{165}_{67}\mathrm{Ho}\,.$$

A gyakorlatban az utolsó, 2,35 órás felezési idejű bomlásból származó β-részecskéket szoktuk megszámlálni. Ennek a mérésnek megvan az a hátránya, hogy általában nem ismert a számláló-berendezés hatásfoka, így gyakorlatilag nem tudjuk meghatározni az $A(\underline{r},t)$ aktivitás abszolút értékét. Erre való tekintettel a diszpróziummal való mérés csak relatív információt szolgáltat: a neutronfluxus abszolút értékét nem, legfeljebb csak térfüggésének az alakját tudjuk meghatározni.

A termikus neutronfluxus abszolút értékének a meghatározása az arany aktiválása révén lehetséges. A ^{197}Au izotóp befogási hatáskeresztmetszete szintén a 6. ábrán látható. Neutronokkal való besugárzás hatására az aranyban az alábbi reakciósor játszódik le:

$$^{197}_{79}\mathrm{Au} \xrightarrow{(n,\gamma)} {}^{198}_{79}\mathrm{Au} \xrightarrow{\beta^-,\gamma\ (64{,}68\ \mathrm{óra})} {}^{198}_{80}\mathrm{Hg}$$

Amint a 7. ábrán látható, a ^{198}Au 64,68 órás felezési idejű bomlásban egyidejűleg β és γ részecskék is keletkeznek. (Pontosabban a β bomlások 95,62 %-át egy 411,8 keV-os γ-foton kibocsátása is követi.) Így koincidencia számláló segítségével az arany abszolút aktivitása meghatározható.

Ehhez egy olyan berendezést használunk, melynek egy szcintillációs béta- és egy szintén szcintillációs gamma-detektora van. A béta- és a gamma-csatornák kimenő jelei egy-egy számlálóra, ill. egy koincidenciakör két bemenetére csatlakoznak. Így regisztrálásra kerül a béta-részecskék és a gamma-fotonok száma, valamint az adott mérési idő alatt bekövetkező koincidencia események száma. Jelölje a β-részecskék másodpercenkénti számát n_β ill. a gamma-fotonokét n_γ, a koincidencia eseményekét n_{ko}. Ezen adatokkal felírhatók a következő összefüggések:

$$n_\beta = \eta_\beta A\,; \tag{19a}$$

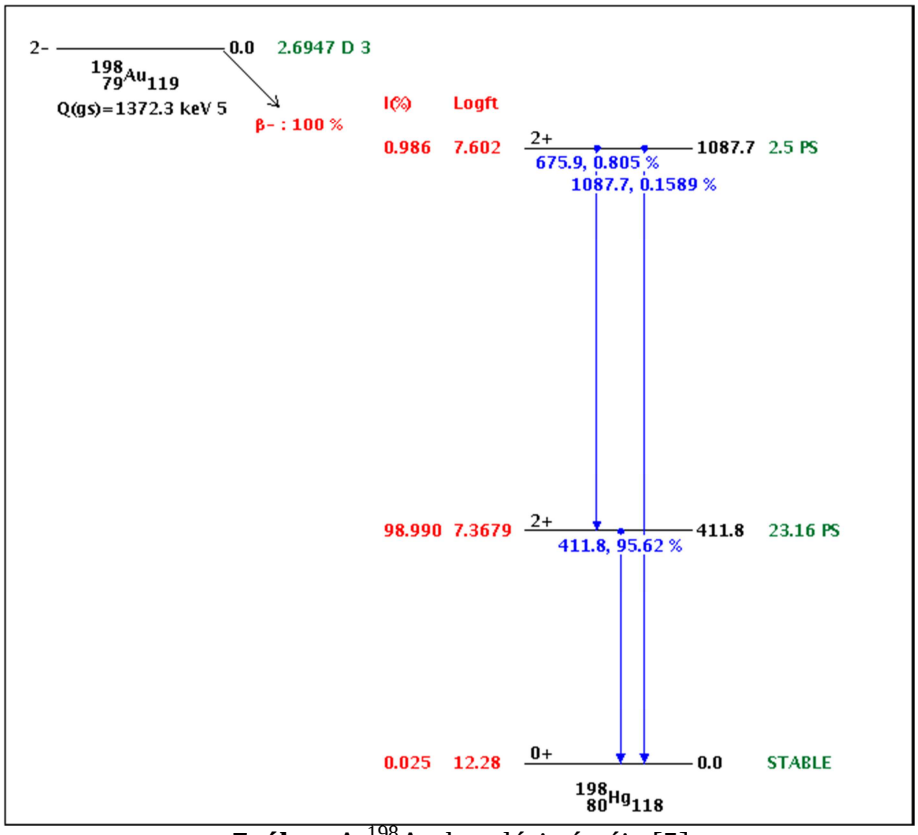
$$n_\gamma = \eta_\gamma k_\gamma A; \tag{19b}$$

$$n_{ko} = \eta_\beta \eta_\gamma k_\gamma A \tag{19c}$$

ahol η_β ill. η_γ a béta-, ill. a gamma-detektorok hatásfoka, k_γ a γ-vonal gyakorisága és A a fóliában másodpercenként bekövetkező bomlások száma, azaz a minta aktivitása. Ezekből felírható:

$$A\ (\mathrm{Bq}) = \frac{n_\beta . n_\gamma}{n_{ko}} \tag{20}$$

Látható, hogy a minta aktivitása a hatásfokok ismerete nélkül nyerhető.



7. ábra A ^{198}Au bomlási sémája [5]

A mérőberendezés tehát egy béta- és egy gamma- szcintillációs detektorból, két egycsatornás analizátorból (differenciál-diszkriminátor), három számlálóból és egy koincidencia áramkörből áll. A detektorok jele erősítés után az egycsatornás analizátorokra érkezik, melyek segítségével mind a β-, mind a γ-, spektrumból kiválasztható a kívánt tartomány. (Ez a háttér csökkentése érdekében fontos.) Az ÉS kapunak is nevezett koincidencia kör (legalább) két bemenettel és egy kimenettel rendelkezik. A kimeneten csak akkor jelenik meg impulzus, ha bemeneteire egy időben érkeznek jelek. Természetesen ki kell kötni, hogy milyen időkülönbségű legyen a jelek időbeli egybeesése: az a τ időtartam, amelynél rövidebb időn belül érkező jeleket a koincidencia-berendezés még egy időben érkezőnek észlel, az adott berendezés *felbontási ideje*. A három számlálóból kettő közvetlenül az egycsatornás analizátorok kimenetére kötve a az n_γ-t, és az n_β-t, a harmadik pedig az n_{ko}-t számolja. A számlálók össze vannak hangolva, vagyis egyszerre indíthatók és azonos ideig számlálnak.

A mérésnél figyelembe kell venni, hogy a béta-detektor valamennyire érzékeny a gamma-sugárzásra is. Ez az ún. *béta-detektor gamma-érzékenysége*, mely úgy határozható meg, hogy a mintára béta-abszorbenst (műanyag lapot) helyezünk a béta-detektor felőli oldalon. Az így kapott $n_{\beta\gamma}$ számlálási sebesség a β csatornán, a béta-detektor gamma-érzékenysége.

Egy másik korrekciót a véletlen koincidenciák miatt kell alkalmazni. Az $n_{vél}$ azaz a *véletlen koincidenciák* időegységre jutó száma:

$$n_{vél} = 2\tau n_\beta n_\gamma \qquad (21)$$

ahol τ a koincidencia berendezés feloldási ideje, n_β ill. n_γ a béta ill. gamma csatornán a számlálási sebességek. Ezek alapján a fólia aktivitása:

$$A = \frac{(n_\beta - n_{\beta\gamma})(n_\gamma - h_\gamma)}{n_{ko} - n_{vél} - n_{\beta,\gamma,ko}} = \frac{n'_\beta n'_\gamma}{n'_{ko}} \tag{22}$$

Ahol h_γ a gamma-háttér számlálási sebessége (cps), $n_{\beta\gamma}$ a béta ágon mért számlálási sebesség a béta abszorbens alkalmazásakor (ez magában foglalja a h_β béta-háttér értéket is), $n_{\beta,\gamma,ko}$ a koincidencia számlálási sebesség az abszorbens alkalmazásakor, a vesszős mennyiségek pedig rendre a korrigált béta, gamma és koincidencia számlálási sebességek.

A τ felbontási idő az általában alkalmazott "ÉS" típusú koincidencia körök esetében a koincidencia kör bemeneteire adott jelek hosszának összege. Mivel a bemenetekre az egycsatornás analizátorokból érkeznek a jelek, amelyek szabványos 0,5 μs hosszúságú logikai (TTL) impulzusok, a felbontási idő 0,5 μs-nak tekinthető. (19c) és (20) alapján könnyen belátható, hogy

$$A = \frac{1}{2\tau}$$

teljesülése esetén lenne a véletlen koincidenciák száma azonos a valódi koincidenciákéval. Ehhez azonban esetünkben 1 MBq aktivitású forrásra lenne szükség. Mivel az alkalmazott forrás aktivitása ennél több nagyságrenddel kisebb, ezért $n_{vél}$ a legtöbb praktikus esetben elhanyagolható.

Az ^{197}Au aktivációs hatáskeresztmetszete a termikus neutronenergiák tartományában közelítőleg az $1/v$ törvényt követi, a rezonanciatartományban azonban számos rezonanciacsúcsa van (6. ábra). A legnagyobb rezonancia 4,47 eV-nál lép fel, ahol σ_c = 9890 barn. Ezért a (17) szerinti kadmiumkorrekciónak itt nagy szerepe van. Ezért a fenti módszerrel egy Cd-burkolattal és egy anélkül besugárzott fólia aktivitását is meghatározzuk.

Az I. táblázat összefoglalja a termikus neutronfluxus abszolút értékének meghatározásához elvégzendő méréseket.

I. táblázat A termikus neutronfluxus abszolút értékének koincidencia módszerrel történő meghatározásához elvégzendő mérések

	β-árnyékolás nélkül			β-árnyékolással		
	β	γ	koincidencia	β	γ	koincidencia
„csupasz” fólia	n_β	n_γ	n_{ko}	$n_{\beta\gamma}$		$n_{\beta\gamma,ko}$
Cd-os fólia	n_β	n_γ	n_{ko}	$n_{\beta\gamma}$		$n_{\beta\gamma,ko}$
fólia nélkül		h_γ				

2.2.3. A termikus neutronfluxus térfüggésének meghatározása

A diszprózium detektor aktivitása a fentiek szerint a termikus neutronfluxussal arányos, ezért az aktivitás mérése során nyert beütésszámok közvetlenül felhasználhatók a termikus neutronfluxus térbeli eloszlásának a kísérleti meghatározásához. Ha a reaktor különböző $\underline{r}$ pontjaiban besugárzott detektorok különbözők (más a térfogatuk, tömegük stb.), ezt *kalibrációs tényezők*kel kell figyelembe venni. Erre nincs szükség, ha aktiválandó mintaként huzalt használunk, és a huzal egyes szakaszainak az aktivitását külön megmérjük.[8] A mérés folyamán azonban a minta aktivitása folyamatosan csökken, amit a mérésnél kompenzálni kell, vagy a kiértékelés során bomláskorrekciót kell alkalmazni. A gyakorlat során az első megoldást alkalmazzuk.

A detektor aktivitása az egyes mérések kezdeti időpontjában a (12) formula szerint írható. Abban az esetben, amikor a minta aktivitása nem nagy a mérőberendezés holtidejéhez képest, a mérőberendezés által szolgáltatott $I(t)$ *számlálási sebesség* (intenzitás) arányos a minta aktivitásával:

$$I(t) = \eta A(\underline{r}, t)\,, \tag{23}$$

ahol η - számlálóberendezés hatásfoka. A mérés folyamán nem ezt az intenzitást, hanem valamely véges t_m mérési idő alatti összes beütésszámot lehet megkapni:

$$B(\underline{r}, t) = \int_t^{t+t_m} I(t')dt'\,.$$

Tekintve, hogy a számlásái sebesség a mérés közben csökken, ezt így írhatjuk:

$$B(\underline{r}, t) = \int_t^{t+t_m} \eta A(\underline{r}, t')\, e^{-\lambda t'} dt' = \frac{\eta A(\underline{r}, t)\cdot\left(1 - e^{\lambda t_m}\right)}{\lambda} \approx \eta A(\underline{r}, t)\cdot t_m\,, \tag{24}$$

ahol a közelítő egyenlőség arra a (gyakori) esetre vonatkozik, amikor a mérési idő a bomláshoz képest rövid, vagyis, amikor $\lambda t_m << 1$.

A mérés során kapott beütésszámok a (12) és (24) formulák összevonása révén hozhatók kapcsolatba a termikus neutronfluxussal:

$$B(\underline{r}, t) = \Phi_{th}(\underline{r}, t)\left\{\frac{G\overline{\sigma}_d N_d\left(1 - e^{-\lambda t_a}\right)}{\lambda}\right\} e^{-\lambda t}\cdot\left(1 - e^{\lambda t_m}\right) \tag{25}$$

A kapcsos zárójelben szereplő kifejezés a huzal minden pontjára azonos. Ahhoz, hogy a beütésszámokból a termikus neutronfluxussal arányos értékeket kapjunk, az

[8] Hallgatólagosan feltételezzük, hogy a huzal átmérője, Dy-tartalma stb. a huzal mentén végig azonos.

$$F(t_m, t) = \left(1 - e^{-\lambda t_m}\right) \cdot e^{-\lambda t} \qquad (26)$$

függvény értékét kell meghatározni minden egyes adatpontra. Ennek érdekében a t_m értékét a mérés kezdetén megfelelő értéken rögzítjük, és a huzal minden egyes pontjának mérésekor rögzítjük a mérés befejezésének időponját. Ennek felhasználásával a (26) szerinti korrekciót a ^{165}Dy felezési idejének ismeretében tudjuk számolni ([6] alapján 2,334±0,001 óra).

3. A mérési feladat

A gyakorlat során az aktív zóna E6 pozíciójában (ld. 8.ábra), függőleges egyenes mentén határozzuk meg a termikus neutronfluxus relatív eloszlását az előzőekben leírt módszerrel, majd ennek ismeretében a függőleges irányú reflektor-megtakarítást. A méréshez 10% Dy-ot tartalmazó, Dy-Al ötvözetből készült huzalt használunk. A termikus neutronfluxus abszolút értékét Au fólia felaktiválása révén határozzuk meg.

4. A méréshez szükséges eszközök, anyagok

A mérés elvégzéséhez a reaktoron és a radioaktív minták kezeléséhez, méréséhez szükséges eszközökön kívül szükség van a huzalaktivitás-mérő berendezésre is. Mivel ez egyedi célműszer, működését részletesen ismertetjük.

4.1. A méréshez szükséges eszközök, anyagok listája

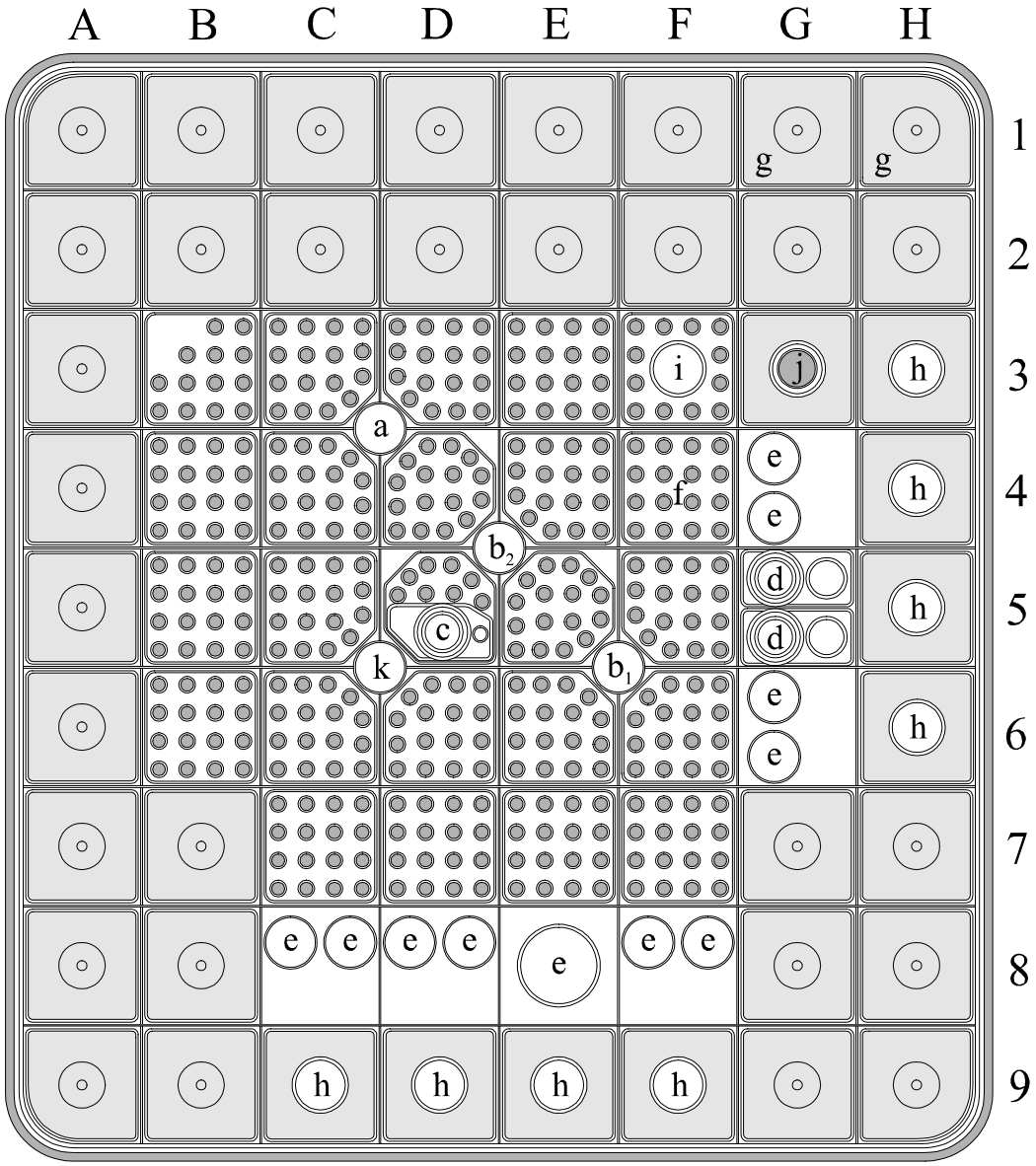
- reaktor + mintaszállító csőposta berendezés;
- plexi tartórúd a huzal számára;
- koincidencia mérőberendezés;
- huzalaktivitás-mérő berendezés;
- Dy-Al ötvözetből készült huzal;
- Dy-Al ötvözetből készült fólia;
- Au fóliák;
- Al és Cd kapszulák a fóliák számára;
- sugárvédelmi felszerelés (gumikesztyű, csipesz stb.).

4.2. A huzalaktivitás mérésének elve és a mérőberendezés leírása

A termikus neutronfluxus térbeli eloszlásának meghatározására Dy-Al ötvözetből készült huzalt használunk. A huzal hossza mentén a helyfüggő aktivitást a huzalaktivitás-mérő berendezéssel határozzuk meg. Mivel a huzal a z axiális koordináta mentén helyezkedik el, a (25)-ben szereplő $B(\underline{r},t)$ helyett most $B(z,t)$-t írunk. A huzalaktivitásmérő berendezés a következő részekből áll:

- fogasléccel ellátott tartósín, amelyben a huzalt rögzítjük;
- ólomtorony, amelyen keresztül tolható a huzaltartó sín;

- szcintillációs β-mérőfej az ólomtoronyba illesztve, alatta rézből készült kollimátor, hogy a huzalnak csak egy pár mm-es darabját „lássa”;
- léptetőmotor, amely gondoskodik a sín továbbításáról a detektor alatt;
- léptetőmotor vezérlőegység USB porton keresztül számítógéphez csatlakoztatva;
- digitális spektrum-analizátor (Canberra DSA1000) a β-mérőfej jeleinek feldolgozására, szintén a számítógéphez csatlakoztatva;
- számítógép megfelelő adatgyűjtő szofverrel (GenieMot).



8. ábra. Az aktív zóna keresztmetszete

a - automata szabályzórúd; b_1, b_2 - biztonságvédelmi rudak; c - gyors csőposta; d - termikus csőposták; e - függőleges besugárzó csatornák vízben; f - fűtőelem-kazetták; g - grafit reflektorelemek; h - függőleges besugárzó csatornák grafitban; i - függőleges besugárzó csatorna fűtőelem-kazettában; j - neutron-forrás; k - kézi szabályzórúd.

5. A mérés menete

5.1. A termikus neutronfluxus relatív eloszlásának mérése

Az előkészületek során a mérőhuzalt a plexi besugárzó tartórúd vájatába helyezzük. A plexi moderációs tulajdonságai hasonlítanak a vízéhez, így az aktív zóna fluxuseloszlásának zavarása csekély.

A besugárzó rudat az operátor az álló reaktor E6 (D5-el szomszédos) pozíciójába helyezi, majd elvégzi a besugárzást. A besugárzás közben a D5 pozicióban lévő csőpostában a Dy fóliát is felaktiváljuk. Tekintettel arra, hogy Dy-Al ötvözettel dolgozunk, az Al zavaró aktivitásának lecsengése érdekében a besugárzás után a mintákat legalább 20 percig pihentetni kell. (Az alumínium felezési ideje 2,24 perc.) Ezután a huzalt a tartórúdból kivesszük, és a huzalaktivitás-mérő berendezés tartósínjébe helyezzük. A mérés során a ^{165}Dy bomlásából származó β^- részeket detektáljuk.

A β-mérőfej segítségével először a Cd-burkolattal és anélkül besugárzott Dy fóliákat mérjük meg. A beütésszámok összehasonlításával meggyőződünk róla, hogy a valóban igaz a feltételezés, hogy az aktvitásnak csak elhanyagolhatóan csekély része származik az epitermikus neutronok által kiváltott reakciókból. Így a „csupaszon” besugárzott huzal aktivitás-eloszlása valóban a termikus fluxus eloszlását fogja visszaadni.

Ezután tartósínt az induló pozícióba toljuk, majd a számítógépen beállítjuk a mérési pontokat és a mérési időt. Szintén be kell állítani azt a spektrum tartományt, amelyben a beütésszámok összegzésre kerülnek. A mérés végén egy ASCII filet kapunk, amelynek sorai tartalmazzák a pozíciót, a megadott mérési idő alatt kapott beütésszámot a kiválasztott spektrum tartományban, valamint az adott pozícióban végzett mérés befejezésének időpontját.

5.2. A termikus neutronfluxus abszolút értékének meghatározása

Két azonos méretű és tömegű arany fóliát sugárzunk be - egy csupaszt és egy kadmiumos borításút - a reaktor D5 pozíciójában elhelyezkedő besugárzó csatornában. A polietilén besugárzó tokba zárt fóliákat a besugárzó csatornához csatlakozó mintaszállító csőposta rendszer segítségével juttatjuk az üzemelő reaktorba. A besugárzás befejezésének időpontját jegyezzük fel, és mérjük meg az egyes fóliák aktivitásának méréséig eltelt *t* időt. A koincidencia számláló-berendezés segítségével megmérjük a minták aktivitását, amelyek megfelelnek a (17)-ben szereplő A_{cs} és A_{Cd} értékeknek.

6. A mérések kiértékelése

6.1. A termikus neutronfluxus relatív eloszlásának kiértékelése

Az egyes pontokban mért beütésszámokon (26) alapján el kell végezni a bomlási idő korrekciót. Az így kapott korrigált adatpontok helyfüggése a termikus neutronfluxus-eloszlás helyfüggésével arányos (vö. (25)). Ábrázoljuk a mérési pontokat grafikusan, majd a mért görbe középső szakaszára (3) képlet szerinti koszinusz függvényt illesztve, határozzuk meg az axiális reflektor-megtakarítást a (4) képlet alapján![9]

6.1.1. A relatív fluxusmérés hibaszámítása

A valószínűség-elméletből tudjuk, hogy a beütésszámok a Poisson-eloszlást követik. Ebből következik, hogy az egyes beütésszámok szórásnégyzete megegyezik a várható értékükkel. Az utóbbiakat magukkal a beütésszámokkal közelítjük, tehát általában igaz, hogy

$$D^2(B_i) = M(B_i) \approx B_i \,. \tag{27}$$

Ez a közelítő képlet ugyanazzal a feltétellel érvényes, mint maga az egész mérési módszer: mind a holtidő, mind a hattér hatása elhanyagolható. A holtidő korrekciójának legegyszerűbb módja, ha a t_m mérési időt élő időben (live time) adjuk meg. Ekkor is ügyelni kell azonban, hogy lehetőleg a legnagyobb beütésszámoknál se haladja meg a holtidő a néhány %-ot.

6.2. A termikus neutronfluxus abszolút értékének hibaszámítása

A termikus neutronfluxus abszolút értékének a hibaszámítása lényegesen bonyolultabb feladat, mint a relatív eloszlásé. Mindenekelőtt két fajta hibát kell megkülönböztetnünk: *statisztikus* és *szisztematikus* hiba.[10]

Statisztikus hiba becslése

Élve azzal a feltételezéssel, hogy a beütésszámok Poisson-eloszlásúak, a (22) alapján számított aktivitások szórásnégyzetét a hibaterjedés ismert képlete (pl. [6]) alapján $n_{vél}$ elhanyagolása után a következőképpen írhatjuk fel:

$$D^2(A) = \left(n_\beta + n_{\beta\gamma}\right)\left(\frac{n'_\gamma}{n'_{ko}}\right)^2 + \left(n_\gamma + h_\gamma\right)\left(\frac{n'_\beta}{n'_{ko}}\right)^2 + \left(n_{ko} + n_{\beta\gamma,ko}\right)\left(\frac{n'_\beta n'_\gamma}{{n'_{ko}}^2}\right)^2 \tag{28}$$

---

[9] Erre a feladatra általában megfelelő illesztő programra van szükség.

[10] A matematikai statisztikában ezeknek a fogalmaknak a neve: *szórás*, illetve *torzítás*. A fent használt elnevezések csak köznyelviek, és a matematikában nem elfogadottak.

Ebből a relatív szórás a következőképpen adódik:

$$r(A) = \frac{D(A)}{A} = \sqrt{\frac{(n_\beta + n_{\beta\gamma})}{{n'_\beta}^2} + \frac{(n_\gamma + h_\gamma)}{{n'_\gamma}^2} + \frac{(n_{ko} + n_{\beta\gamma,ko})}{{n'_{ko}}^2}} = \sqrt{r^2(n'_\beta) + r^2(n'_\gamma) + r^2(n'_{ko})} \quad (29)$$

Az egyes beütésszámok relatív szórásai tehát összeadódnak. Mivel a három mért érték közül az n'_{ko} várhatóan nagyságrendileg kisebb a másik kettőnél, ez fogja legjobban befolyásolni az aktivitás statisztikus hibáját. A mérési időt ezért úgy kell megválasztani, hogy már a n'_{ko} is elegendően nagy legyen.

N_d kivételével a (18) képletben szereplő többi mennyiség számított mennyiség, amelyek hibája szisztematikus hibának minősül (lásd alább). N_d ismeretének a pontossága gyakorlatilag megegyezik a fóliák M tömegének a pontosságával (vö. (16) képlet).[11] Ennek alapján a termikus neutronfluxus relatív szórása:

$$\frac{D(\Phi_{th})}{\Phi_{th}} \approx \sqrt{\frac{D^2(M)}{M^2} + \frac{D^2(A_{cs}) + D^2(A_{Cd})}{(A_{cs} - A_{Cd})^2}} \,. \quad (30)$$

Szisztematikus hiba

A (30) alatti statisztikus hiba a mérés gondos végrehajtásával akár 1÷2%-ra is leszorítható. Nehezebb csökkenteni a szisztematikus hibákat, amelyek értéke akár 10% nagyságrendű is lehet. Ezek közül a legfontosabbak:

- A G önárnyékolási tényező nehezen számolható mennyiség. Ennek oka egyrész az, hogy a (11) képlet csak közelítő (különösen a kadmiumborítású fólia esetében), másrészt bonyolult kiszámítani a képletben szereplő σ_t hatáskeresztmetszetet.
- Hasonlóan sok feltevésre van szükség a (18) képletben szereplő $\bar{v} \cdot \bar{\sigma}_d$ szorzat számításhoz. Néhány példa a felmerülő problémákra: csak számításból ismerjük a (14) képletbe helyettsítendő neutronspektrumot, az arány hatáskeresztmetszét csak véges pontossággal ismerjük, stb.
- A (18) képlet nevezőjében szereplő λ bomlási állandót csak véges pontossággal ismerjük. Ennek hatása azonban legfeljebb ezrelékes nagyságrendű (pl. a ^{198}Au felezési ideje [6] alapján: 2,6948±0,0012 nap). További pontatlanság, hogy a t_a-t tartalmazó aktiválási tényező feltételezi, hogy az aktiválás kezdetén a minta pillanatszerűen kerül a besugárzási pozícióba, majd onnan vissza. Ez korrigálható, ha a (8) helyett egy olyan differenciálegyenletet oldunk meg, amely figyelembe veszi a neutronfluxus tényleges időfüggését a minta mozgatása során. Azonban ha az aktiválás ideje 10 s vagy hosszabb, akkor ez a korrekció 1% alatt van.

[11] A csupasz és kadmiumborítású fólia tömege lehet eltérő is. Ebben az esetben a hibaszámítási képlet jóval bonyolultabb. Az egyszerűség kedvéért feltételezzük, hogy tömegeik azonosak.

Végeredményben látjuk, hogy a számos szisztematikus hiba miatt a neutronfluxus méréséről valójában nem beszélhetünk. Amiről szó lehet, az a neturonfluxus közelítő meghatározása, de ennek eredménye erősen függ a kiértékelésben tett feltevésektől.

8. Ellenőrző kérdések

1. Mi a termikus neutronfluxus?
2. Mi a különbség az extrapolációs távolság és a reflektor-megtakarítás között?
3. Mi az átlagos aktivációs hatáskeresztmetszet?
4. Mi a szerepe az önárnyékolási tényezőnek, és hogyan határozzuk meg?
5. Hogyan becsüljük a termikus neutronfluxust mért aktivitások alapján?
6. Milyen összefüggés van a huzal aktivitásának helyfüggése és a termikus fluxus axiális eloszlása között?
7. Hogyan határozzuk meg a termikus neutronfluxus abszolút értékét?
8. A termikus neutronfluxus abszolút értékének meghatározásakor milyen statisztikus és szisztematikus hibák lépnek fel?

9. Irodalom

[1] G.I.Bell, S.Classtone: Nuclear Reactor Theory, New York etc., Van Nostrand Reinhold (1973) (Alapos, áttekintő elméleti munka)

[2] J.J. Duderstadt, L.J. Hamilton: Nuclear Reactor Analysis, Wiley and Sons (1976).

[3] Szatmáry Zoltán: Bevezetés a reaktorfizikába, Akadémiai Kiadó, Budapest (2000)

[4] Csom Gyula: Atomerőművek üzemtana I., A reaktorfizika és –technika alapjai, Műegyetemi Kiadó (1997)

[5] NuDat 2 adatbázis, National Nuclear Data Center, Brookhaven National Laboratory, http://www.nndc.bnl.gov/nudat2/

[6] Jagdish K. Tuli: Nuclear Wallet Cards, National Nuclear Data Center, Brookhaven National Laboratory, Upton, New York, U.S.A. (2000)

[7] Szatmáry Zoltán: Mérések kiértékelése, egyetemi jegyzet, BME Természettudományi Kar, Budapest, 2010