

a nanotechnika, a fűtőanyagcella és más, hidrogénre alapozott energiaforrás fejlesztése.

4) A spallációs neutronforrások és a szubkritikus reaktorok kombinációja reményt ad a radioaktív izotópok olyan átalakítására, amely az energiatermelés mellett a hulladékok tárolási gondjait is jelentősen enyhítheti [25]. Ezen bonyolult rendszerekben kialakuló neutronspektrumok, valamint differenciális és integrális reakciósebességek modellezésére jó lehetőséget kínál a  ${}^9\text{Be}(d,n)$  reakcióban keletkező neutronok különböző kölcsönhatásainak vizsgálata. Az ATOMKI ciklotronjának felhasználásával első lépésként a Pb–Bi eutektikus elegyre alapozott spallációs céltárgy tervezéséhez kiterjedt (140 kg) Bi-minitára a kifolyási neutronspektrum meghatározása történt [26], ami lehetővé tette az ENDF/B-VI és más adatbázisra alapozott MCNP-4C számítások alkalmazhatóságának ellenőrzését.

5) A most jelentkező globális energiaválság előtérbe helyezi az alternatív energiaforrások kutatását, és ebben a termonukleáris reaktorok szerepét nem lehet mellőzni. Ennek köszönhető az ITER (*International Thermonuclear Experimental Reactor*) programról 2005 júniusában történt pozitív döntés.

A fenti vizsgálatokat hazai és nemzetközi szinten jól egészítik ki a Budapesti Kutató Reaktorra, valamint a BME Tanreaktorára alapozott sokrétű neutronfizikai kutatások.

## Irodalom

- SIMONYI K.: *A reaktorfizika és reaktortechnika alapjai* – Bp. 1956.
- LÉVAY A.: *Atomerművek* – Bp. 1956.
- CSIKAI GY.: *Neutronfizika* – Bp. 1959.
- A. ÁDÁM, G. KOSÁLY – KFKI Reports 6/1 (1958)
- L. PÁL, L. BATA, I. KISS – Acta Phys. Hung. 10 (1959) 173
- CSIKAI GY., DARÓCZY S. – Magy. Fiz. Foly. 7 (1959) 507
- CSIKAI GY., DEDE K. – Magy. Fiz. Foly. 8 (1960) 1
- J. CSIKAI, A. DARÓCZY, K. DEDE – J. Nucl. Energy 15 (1961) 204
- K.H. BECKURTS, K. WIRTZ: *Neutron Physics* – Springer-Verlag, 1964, 370.
- CSIKAI GY., SCHADEK J. – ATOMKI Közl. 3 (1961) 59
- J. BACSÓ, J. CSIKAI, B. KARDON, D. KISS – Nucl. Phys. 67 (1965) 443
- JÉKI L.: *KFKI* – Budapest, Arteria Studio, 2001.
- BERECZ I., BORNEMISZA-PAUSPERTL P., NAGY J. – Magy. Fiz. Foly. 6 (1958) 431
- E. KOLTAY – Acta Phys. Hung. 16 (1963) 93
- KLOPPER E. – Informatika 7 (2004) 5
- A. ÁDÁM, L. BOD, Z. SZABÓ, I. SZEGHŐ – Acta Phys. Hung. 12 (1960) 107
- CSIKAI GY. – Fizikai Szemle 52/5 (2002) 146
- J. CSIKAI, Cs.M. BUCZKÓ – Appl. Radiat. Isotopes 50 (1999) 487
- J. CSIKAI, E. HUSSEIN, U. ROSENGARD – Appl. Radiat. Isotopes 61 (2004) 1
- D.W. MUIR, M. HERMAN: *Long term needs for nuclear data development, INDC(NDS)-423* – IAEA, Vienna, 2001.
- CSIKAI GY. – Fizikai Szemle 51/5–6 (2001) 169
- J. CSIKAI, I. EL-AGIB – Nucl. Instrum. Methods A 432 (1999) 410
- B. KIRÁLY, L. OLÁH, J. CSIKAI – Rad. Phys. Chem. 61 (2001) 781
- I. SPAHN, S.M. QAİM, S. SUDÁR, J. CSIKAI – NEMEA, Report EUR 21100EN (2004) 122
- Accelerator-driven Systems (ADS) and Fast Reactors (FR) in Advanced Nuclear Fuel Cycles* – NEA, OECD 2002, France.
- A. FENYVESI, L. OLÁH, J. JORDANOVA, J. CSIKAI (közlésre előkészítve).

# NEUTRONZAJ REAKTOROKBAN

Szatmáry Zoltán  
Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem

## A transzportegyenlet

A reaktorokban megvalósuló hasadási láncreakció leírására általában a *transzportegyenletet* használjuk. Az egyenlet a neutronfluxusra vonatkozik, amelyet a következőképpen definiálunk:  $\Phi = vn$ . Itt  $v$  az  $E$  energiájú neutron sebessége,  $n$  pedig a neutronsűrűség a fázistérben, vagyis  $n(\mathbf{r}, E, \Omega, t) dV dE d\Omega$  megadja azoknak a neutronoknak a számát a  $t$  időpontban, amelyek az  $\mathbf{r}$  pont körüli  $dV$  térfogatelemben találhatóak, energiájuk az  $(E, E+dE)$  intervallumba, sebességük iránya pedig az  $\Omega$  egységvektor körüli  $d\Omega$  térszögbe esik. A  $dV dE d\Omega$  mennyiséget a továbbiakban fázistérfogat-elemnek fogjuk nevezni. A transzportegyenlet fizikai tartalma rendkívül egyszerű, hiszen a neutronsűrűségre vonatkozó mérlegegyenlet:

$$\frac{\partial n(\mathbf{r}, E, \Omega, t)}{\partial t} = \text{neutrontermelés} - \text{neutronfogyás.} \quad (1)$$

A jobb oldalon természetesen időegységre, továbbá egységnyi fázistérfogat-elemre vonatkozó mennyiségek állnak. A neutronok két módon tűnhetnek el: kifolyás és magreakciók révén. Ezek száma:

*Pál Lénárd*nak ajánlva, 80-ik születésnapjára.

$$\begin{aligned} \text{neutronfogyás} = & \Omega v \text{grad } n(\mathbf{r}, E, \Omega, t) + \\ & + \Sigma_t(\mathbf{r}, E) v n(\mathbf{r}, E, \Omega, t). \end{aligned} \quad (2)$$

Itt  $\Sigma_t$  a teljes makroszkopikus hatáskeresztmetszet. Az első tag jelenti a kifolyást: a térfogategységből időegység alatt kidiffundáló és az oda bediffundáló neutronok számának a különbsége. A második tag pedig az összes magreakciók számát adja meg. Úgy tekintjük, hogy minden neutron eltűnik, amely magreakciót vált ki. Ezt fejezi ki (2) jobb oldalának második tagja. Helyettük azonban a magreakciók termelhetnek egy vagy több, más energiával és más irányban repülő neutronot. Ezek alkotják az (1) transzportegyenletben „neutrontermelés” kifejezéssel jelölt tag egy részét. Példák: maghasadás, rugalmas vagy rugalmatlan neutronszórás,  $(n, 2n)$  reakció stb. A másik részt a spontán hasadások vagy a korábbi hasadások termékei által termelt késő neutronok, illetve a neutronfluxustól független, úgynevezett külső neutronforrások alkotják. A példa kedvéért felírjuk a szóródásoknak megfelelő tagot:

$$\int_0^{\infty} dE' \int_{4\pi} d\Omega' \Sigma_s(E' \rightarrow E, \Omega\Omega') v' n(\mathbf{r}, E', \Omega', t). \quad (3)$$

A szórás magfüggvény fizikai jelentése a következő:  $\Sigma_s(E' \rightarrow E, \Omega, \Omega')$  annak a szórásnak a hatáske- resztmetszete, amelyben a szóródás előtt  $E'$  energiájú és  $\Omega'$  irányban repülő neutron a szóródás után az  $(E, E+dE)$  intervallumba eső energiával és az  $\Omega$  körüli  $d\Omega$  térszögbe eső irányban repül tovább. Hasonló integrálokkal fejez- hető ki a maghasadás, az  $(n, 2n)$  reakció stb.

A reaktorfizika alapfeladata a transzportegyenlet minél pontosabb megoldása. Ismeretes, hogy csak egészen idealizált esetekre vonatkozóan sikerült az egzakt megoldást megtalálni. Ezért a gyakorlatban különböző közelítő módszerekhez kell folyamodnunk. A transzportegyenlet- tel azonban nem csak ez a baj. Nyilvánvalóan maga is szenved egy alapvető hiányosságtól: nem tükrözi a láncreakció sztochasztikus jellegét, megelégszik a neutron- sűrűség várható értékének a leírásával. Jól tudjuk ugyanak- kor, hogy az (1) egyenlet jobb oldalán szereplő minden tag olyan folyamatnak felel meg, amely inherens módon a véletlentől függ. Erre legjobb példa a (2) alatti szórás integrál, ahol a szórás magfüggvény (osztva a szórás hatáske- resztmetszettel) nem más, mint a szóródás utáni neutronenergia és sebességirány valószínűségi sűrűség- függvénye. Önként adódik tehát, hogy a láncreakciót csak olyan elmélet írhatja le a maga teljes valóságában, amely az  $n$  neutron- sűrűséget valószínűségi változónak tekinti, és megadja ennek a szokásos valószínűség- elméleti jellemzőit. Az első ilyen elméletek és kísérletek az elektronikus zajok terén kialakult módszerekből indultak ki, ezért a jelenségkört *neutronzaj*nak nevezték el.

## Miért érdekes a neutronzaj?

A reaktorokban megfigyelhető fluktuációs jelenségeknek csak egyik fajtája a neutronzaj. Ha a láncreakció determi- nisztikus lenne, a reaktorba helyezett neutrondetektorok jelében akkor is találnánk fluktuációkat. Ennek az az oka, hogy a reaktor szerkezeti elemei is produkálnak fluktuá- ciókat: a hűtőközeg áramlásának a turbulenciája, hőmér- sékleti ingadozások, a fűtőelemrudak és a szabályozórudak rezgései stb. Mindez ahhoz vezet, hogy a transzport- egyenletben szereplő hatáske- resztmetszete- k időben és térben fluktuálnak. Végeredményben a transzportegyen- let megoldása, vagyis a neutron- sűrűség is sztochasztikus lesz. Az ilyen természetű fluktuációkat *technológiai za- joknak* nevezzük. Tőlük való megkülönböztetésül tesszük ki a neutronzaj kifejezésben a „neutron” jelzőt. Az alábbiakban csak a neutronzajról lesz szó, ugyanis *Pál Lénárd* munkássága elsősorban erre a területre esik.

Mielőtt tovább mennénk, érdemes tisztázni, miért fon- tos a neutronzaj kutatása. Az első és legfontosabb ok az, hogy a láncreakció elmélete enélkül nem teljes. Gyakran veszélyes hibaforrás egy jelenségkört úgy vizsgálni, hogy nem veszünk tudomást annak minden jellegzetességéről, esetünkben a láncreakció sztochasztikus jellegéről. A má- sodik ok gyakorlati: a neutronzaj kísérleti vizsgálata lehe- tővé teszi a reaktor számos fontos jellemzőjének (például a neutron-élettartam, a későneutron-hányad) mérését. Közbevetőleg megemlítjük, hogy ez fokozottan igaz a technológiai zajokra: vizsgálatuk révén a reaktor rejte- t

meghibásodásait már akkor fel lehet deríteni, amikor még nem vezettek üzemzavarhoz.<sup>1</sup> Végül megjegyezzük, hogy az első atombomba készítői joggal tartottak attól, hogy a robbanó bombában meginduló láncreakció a fluktuációk miatt leáll, és a robbanás elmarad. Ezért a ne- utronzaj elméleti és kísérleti vizsgálata már az 1940-es években megindult. Az évek során számos elmélet és kí- sérleti módszer született, amelyek mindegyike a transz- portegyenletből kiinduló (tehát determinisztikus) és való- színűségi megfontolások keveréke volt. A konzekvensen valószínűségi elmélet végül Pál Lénárd munkássága ré- vén született meg az 1960-as évek elejére. Ennek alap- egyenlete a *Pál-Bell-egyenlet*, amely – speciális alkalma- zásként – tartalmazza a transzportegyenletet is.

## A neutronzaj heurisztikus elmélete

A fentiek megvilágítása érdekében először bemutatunk egy heurisztikus elméletet. Azon a tételen alapul, amely szerint ha egy magára hagyott (vagyis külső neutronfor- rást nem tartalmazó) reaktorba a  $t = 0$  pillanatban néhány neutront juttatunk, akkor egy bizonyos idő elteltével a neutronfluxus exponenciálisan fog változni:

$$\Phi(\mathbf{r}, E, \Omega, t) = e^{-\alpha t} \Phi_a(\mathbf{r}, E, \Omega). \quad (4)$$

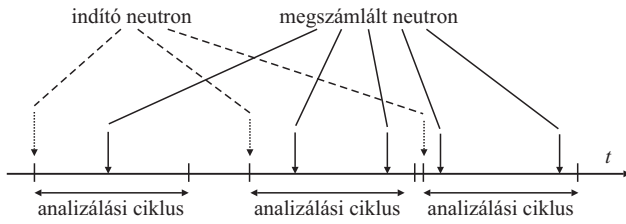
Könnyen meg lehet mutatni, hogy a transzportegyenlet- nek van ilyen alakú megoldása, amelyet számos reaktor- fizikai kísérletekben sikerült megfigyelni. Az  $\alpha$  időállandó kritikus állapotban zérus, szuperkritikus és szubkritikus állapotokban pedig pozitív, illetve negatív. A továbbiak- ban csak az utóbbiakkal foglalkozunk, amelyekben a (4) szerinti fluxus néhány  $\mu$ s alatt kialakul. A  $\Phi_a(\mathbf{r}, E, \Omega)$  flu- xust *alapl módus*nak nevezzük. Miután ez kialakult, a fluxus időfüggése a reaktor minden pontjában azonos, ezért ez a tér-, energia- és szögfüggéstől szétválasztható. Ezen alapul a reaktoroknak az úgynevezett *pontmodellje*, amely szerint a láncreakció leírásához a reaktort egyetlen pontnak tekintjük. Ezen a módon értelmezték az egyik első reaktorfizikai kísérletet, a *Rossi- $\alpha$  kísérletet*.

A Rossi- $\alpha$  kísérlet vázlatja az *1. ábrán* látható. A reak- torba egy neutrondetektort helyezünk, amelynek a jeleit egy időanalizátorba küldjük. Az első detektált neutron elindítja az időanalizátort, majd a továbbiakat az érkező pillanatának megfelelő csatornában megszámláljuk. Amikor az analízálási ciklus<sup>2</sup> befejeződött, az időanalizátor vár a következő indító neutronra, és egy újabb ciklus kez- dődik. A kísérlet értelmezéséhez szükségünk lesz még a *detektor  $\epsilon$  hatásfokára*, amelyet a neutronzajok elméleté- ben másképp definiálunk, mint a nukleáris mérés-techni- kában szokás:

$$\epsilon = \frac{N}{F}, \quad (5)$$

<sup>1</sup> Ezt a tudományágot nevezzük *reaktordiagnosztikának*.

<sup>2</sup> Analízálási ciklusnak azt az időtartamot nevezzük, amely alatt – az indítást követően – az időanalizátor a detektált neutronokat számlálja. Ha például az időanalizátor csatornaszélessége 10  $\mu$ s, és a csatornák száma 1024, akkor az analízálási ciklus hossza  $1024 \times 10 \mu$ s = 10,24 ms.



1. ábra. A Rossi- $\alpha$  kísérlet vázlatja

ahol  $N$  a *detektált neutronok*,  $F$  pedig az egész reaktorban történő *hasadások* száma. Mindkét mennyiség az időegységre vonatkozik. A nukleáris mérés technikájában a detektor határfoka az időegység alatt detektált neutronok száma osztva a detektor helyén fennálló *neutronfluxussal*. Az (5) szerinti  $\varepsilon$  zsel arányos, de egyéb tényezők is befolyásolják: függ a detektor helyén fennálló neutronfluxusnak és az egész reaktorban történő hasadások számának az arányától.

Legyen a tekintett analízálási ciklus kezdete a  $t_1$  időpont, és keressük annak a valószínűségét, hogy a  $(t_2, t_2 + dt_2)$  intervallumban a detektor egy további neutron jelez ( $t_2 > t_1$ ). Két eset lehetséges: (I) az utóbbi detektált neutron ugyanahhoz a hasadási lánchoz tartozik, mint az analízálási ciklust elindító neutron, vagy (II) egy attól független hasadási lánchoz. Az előbbi esetben *korrelált*, az utóbbi esetben pedig *korrelálatlan neutronokról* beszélünk.

Nézzük először, milyen valószínűséggel detektálunk egy korrelált neutronpárt.<sup>3</sup> A kezdeti időpontban legyen a reaktorban  $n$  számú neutron. A (4) képlet alapján ekkor  $t$  idő múlva  $e^{-\alpha t}$  számú neutron lesz a reaktorban. Az itt szereplő exponenciális tényezőt valószínűségként is értelmezhetjük: annak a valószínűsége, hogy egy neutronnak  $t$  idő elteltével még van utóda a reaktorban. Legyen  $t_0$  az az időpont, amikor az a hasadási lánc indult, amelyhez a korrelált neutronpár tartozik. Annak a valószínűsége, hogy a  $(t_0, t_0 + dt_0)$  intervallumban egy hasadás történik, és ebben a hasadásban  $\nu$  számú neutron keletkezik:

$$P_0 dt_0 = p_\nu F dt_0, \quad (6)$$

ahol  $p_\nu$  annak a valószínűsége, hogy a hasadásban  $\nu$  számú neutron keletkezik.

Keressük meg ezután annak a valószínűségét, hogy a  $(t_1, t_1 + dt_1)$  intervallumban  $\nu$  számú neutron *utódai* közül valamelyik jelet vált ki a detektorban. A mondottak szerint  $e^{-\alpha(t_1 - t_0)}$  annak a valószínűsége, hogy ezek egyike a  $t_1$  időpontban még van utóda. Ez  $\sum_f \nu dt_1$  valószínűséggel vált ki hasadást, amit  $\varepsilon$ -nal szorozva kapjuk a detektálás valószínűségét. Mivel  $\nu$  neutronnal indult a lánc, a keresett valószínűség

$$P_1 dt_1 = \nu e^{-\alpha(t_1 - t_0)} \varepsilon \sum_f \nu dt_1. \quad (7)$$

Hasonló megfontolással kapjuk annak a valószínűségét is, hogy a detektor a  $(t_2, t_2 + dt_2)$  intervallumban is jelez egy neutron jelet ugyanebből a láncból:

$$P_2 dt_2 = (\nu - 1) e^{-\alpha(t_2 - t_0)} \varepsilon \sum_f \nu dt_2. \quad (8)$$

Itt  $\nu$ -ből levontuk azt a neutron jelet, amelynek az utódját a  $dt_1$  intervallumban jelezte a detektor.

$P_1$  és  $P_2$  feltételes valószínűségek a  $P_0$ , illetve  $P_0$  és  $P_1$  feltételekkel, tehát a neutronpár detektálásának a valószínűségét a

$$dt_1 dt_2 \sum_\nu \int_{-\infty}^{t_1} P_0 P_1 P_2 dt_0 \quad (9)$$

képlet adja meg. A  $\nu$ -re való összegzés a  $\nu(\nu - 1)$  szorzatra vonatkozik:

$$\sum_\nu \nu(\nu - 1) p_\nu = \overline{\nu(\nu - 1)}.$$

Ezt a mennyiséget magfizikai kísérletekből ismerjük. Értéke  $^{235}\text{U}$ -ra 1,93. A (9) alatti integrál egyszerűen kiszámítható.

A korrelálatlan neutronpárok detektálásának a valószínűsége egyszerűen

$$(\varepsilon F dt_1) \cdot (\varepsilon F dt_2) = \varepsilon^2 F^2 dt_1 dt_2. \quad (10)$$

A (9) és (10) képleteket kombinálva kapjuk annak a valószínűségét, hogy a detektor egy neutronpárt jelezen a  $(t_1, t_1 + dt_1)$  és  $(t_2, t_2 + dt_2)$  intervallumokban:

$$P(t_1, t_2) dt_1 dt_2 = \varepsilon F [\varepsilon F + A e^{-\alpha(t_2 - t_1)}] dt_1 dt_2, \quad (11)$$

ahol  $A$  alkalmas állandó.

A (11) képlet alapján közvetlenül értelmezni tudjuk a Rossi- $\alpha$  kísérletet. Mindegyik analízálási ciklus a mindenkori  $t_1$  időpillanatban kezdődik. Az időanalízátor számára ez a kezdeti időpont. Ha az időanalízátor  $i$ -edik csatornája a  $t_i$  időpontban kezdődik és a csatornaszélesség  $\Delta t$ , akkor  $P(0, t_i) \Delta t$  adja meg annak a valószínűségét, hogy ebben a csatornában érkezik egy detektált neutron. Az  $i$ -edik csatornában mért  $N_i$  beütésszám Bernoulli-eloszlást követ, továbbá a különböző csatornákhoz tartozó beütésszámok statisztikailag függetlenek, hiszen elhanyagolható annak a valószínűsége, hogy egy analízálási ciklusban egynél több csatornában kapjunk beütést. Ennek alapján könnyen elvégezhetjük a mérés kiértékelését. Például az  $i$ -edik csatornában mért beütésszám várható értéke

$$M(N_i) = NP(0, t_i) \Delta t = a + b e^{-\alpha t_i}, \quad (12)$$

ahol  $a$  és  $b$  a (11) képlet alapján meghatározható paraméterek. Függvényillesztéssel tehát az  $\alpha$  időállandó a Rossi- $\alpha$  kísérletből meghatározható. Az így kapott érték – többek között – felhasználható a sokszorozási tényező mérésére.

A Rossi- $\alpha$  kísérletet leíró (11) egyenlet mutatja, hogy egy adott idő alatt detektált neutronok száma nem követi a részecskeszámlálásban általában megszokott Poisson-eloszlást. Ha ugyanis a detektált neutronok egymásutánja Poisson-folyamat lenne, akkor (12)-ben nem szerepelne az exponenciális tag. Ezen az észrevételen alapul a *Feynman-kísérlet*. A Poisson-eloszlás jellemzője, hogy egy tetszőleges  $\Delta t$  idő alatt detektált neutronok  $N(\Delta t)$  számának a szórásnégyzete egyenlő a várható értékével. Mivel reak-

<sup>3</sup> Annak a valószínűsége elhanyagolható, hogy egy korrelált neutronhármas, -négyest, ... detektálunk.

tor esetében az eloszlás más, várható, hogy a szórásnégyzet és a várható érték hányadosa 1-től eltér. Könnyen beláthatjuk, hogy ez valóban így is van.

Annak valószínűsége, hogy a  $(t_1, t_1 + dt_1)$  és  $(t_2, t_2 + dt_2)$  intervallumokban egy neutronpárt detektálunk, a (11) képlet szerinti  $P(t_1, t_2) dt_1 dt_2$ . Mivel végtelenül kicsi mennyiségről van szó, a párok száma csak 0 vagy 1 lehet. Emiatt  $P(t_1, t_2) dt_1 dt_2$  egyben megadja a párok számának a várható értékét is. Legyenek a  $(t_1, t_1 + dt_1)$  és  $(t_2, t_2 + dt_2)$  intervallumok a  $[0, \Delta t]$  intervallum részei. Ha a  $[0, \Delta t]$  intervallumban  $N$  számú neutronot detektálunk, közülük  $N(N-1)/2$  számú párt lehet képezni. E szám várható értékét megkapjuk, ha az összes lehetséges  $(t_1, t_1 + dt_1)$  és  $(t_2, t_2 + dt_2)$  intervallumokra összegezzük  $P(t_1, t_2) dt_1 dt_2$ -t:

$$M\left(\frac{N(N-1)}{2}\right) = \frac{M(N^2) - M(N)}{2} = \int_0^{\Delta t} dt_2 \int_0^{t_2} P(t_1, t_2) dt_1.$$

Ha figyelembe vesszük, hogy  $M(N) = \varepsilon F \Delta t$ , továbbá az integrált (11) alapján kiszámítjuk, a következő eredményt kapjuk:

$$\frac{M(N^2) - M(N)^2}{M(N)} = 1 + \varepsilon B \left(1 - \frac{1 - e^{-\alpha \Delta t}}{\alpha \Delta t}\right), \quad (13)$$

ahol  $B$  alkalmas, ismertnek tekinthető állandó. Ha ezt a mérést  $\Delta t$  különböző értékei mellett elvégezzük, szintén megkaphatjuk  $\alpha$  értékét. A levezetésből következik, hogy ez ugyanaz az időállandó, amelyet a Rossi- $\alpha$  kísérletből is megkaphatunk. A (13) képlet fontos jellegzetessége, hogy az 1-től való eltérés arányos a neutrondetektor  $\varepsilon$  hatásfokával, ez ugyanis lehetővé teszi  $\varepsilon$  mérését is. Ha  $\varepsilon$ -t ismerjük, kiszámíthatjuk  $F$ -et, vagyis végső soron a reaktor teljesítményét.

## A Pál–Bell-egyenlet

Egyszerűsége folytán a Feynman-kísérletet már a reaktorfizika fejlődésének kezdetén is el tudták végezni, és értelmezni tudták, aminek alapján számos reaktorfizikai mennyiséget meg tudtak határozni. Ez illusztrálja a neutronzaj kísérleti vizsgálatának hasznosságát. Ugyanakkor a fenti gondolatmenet rávilágít arra, hogy az egész háttérben álló elmélet a láncreakció sztochasztikus jellegét csak nagyon hiányosan tükrözi. Valójában az elméletnek a következő mennyiségek, illetve események véletlen jellegét kellene tükröznie:

- a neutron által két ütközés között megtett út,
- az ütközésben bekövetkező magreakció fajtája (szóródás, befogás, hasadás stb.),
- ha szóródás, a szóródó neutron energiája ( $E$ ) és sebességének iránya ( $\Omega$ ),
- ha hasadás, a hasadásban keletkező neutronok száma ( $\nu$ ), mindegyikük energiája ( $E$ ) és sebességének iránya ( $\Omega$ ),
- és így tovább.

Ezen túlmenően az elméletben szereplő változóknak megfelelően definiált sztochasztikus folyamatot kell alkotniuk. Nyilvánvaló, hogy a bemutatott heurisztikus gondolatmenet ennek a követelménynek nem tesz eleget, mint ahogy a későbbi elméletek többsége sem. Végül megemlítjük, hogy a mérések értelmezésekor azt is figyelembe kell venni, hogy a neutronok detektálása véletlen mintavétel a reaktorban található neutronokból, vagyis a neutrondetektorban keletkező jelsorozat egy *másodlagos* sztochasztikus folyamat.

Az elmélet vázlatos ismertetéséhez először a vizsgált mennyiségeket kell definiálnunk. Egy neutron jellemzésére a fázistérben értelmezett  $\mathbf{u} = \{\mathbf{r}, \mathbf{v}\}$  vektort használjuk, ahol  $\mathbf{r}$  a neutron helykoordinátája és  $\mathbf{v}$  a sebességvektora. Az utóbbi megadására a fentiekben az  $E$  energiát és az  $\Omega$  sebességirányt használtuk, ezért a továbbiakban is ehhez tartjuk magunkat. A fázistérnek a reaktorhoz tartozó része úgy adódik, hogy  $\mathbf{r}$  végigfut a reaktor teljes térfogatán,  $E$  a  $(0, +\infty)$  intervallumban,  $\Omega$  pedig a teljes  $4\pi$  térszögben változik. Ezt felosztjuk az  $U_1, U_2, \dots$  diszjunkt részhalmazokra.  $\xi(t, U)$ -val jelöljük a  $t$  időpontban az  $U$  fázistérfogatban található neutronok számát. A fentiekben ennek a véletlen függvénynek a várható értékét jelöltük  $n(\mathbf{r}, E, \Omega, t) dV dE d\Omega$ -val, ahol  $U = dV dE d\Omega$ .

Az elmélet feladata a  $\xi(t, U)$  sztochasztikus folyamat jellemzőinek a meghatározása. Bevezetjük a következő mennyiséget:  $p[t_0, \mathbf{u}; t, n]$  annak a valószínűsége, hogy  $\xi(t, U) = n$ , feltéve, hogy a  $t_0$  időpontban a fázistér  $\mathbf{u}_0$  pontjába egy neutron került. A kitűzött feladatot tulajdonképpen végre is hajtjuk, ha ezt a valószínűséget meghatározzuk, pontosabban, felírjuk a rá vonatkozó egyenletet. Nos, a Pál–Bell-egyenlet ennek a generátorfüggvényét adja meg:

$$g(t_0, \mathbf{u}_0; t, z) = \sum_{n=0}^{\infty} p[t_0, \mathbf{u}_0; t, n] z^n. \quad (14)$$

Emlékeztetünk arra, hogy az  $\mathbf{u}_0$  vektor az  $(\mathbf{r}_0, E_0, \Omega_0)$  változók együttes jelölése. Itt nem részletezhető levezetések alapján ez a generátorfüggvény kielégít egy, az (1) transzportegyenletre nagyon is emlékeztető egyenletet:

$$\frac{\partial g(t_0, \mathbf{u}_0; t, z)}{\partial t_0} =$$

a neutrontermelésnek megfelelő tagok –

a neutronfogyásnak megfelelő tagok.

A neutronfogyásnak megfelelő tagok alakja megegyezik a (2) egyenletben látható tagokkal:

$$a \text{ neutronfogyásnak megfelelő tagok} = \Omega_0 v_0 \text{ grad } g(t_0, \mathbf{u}_0; t, z) + \Sigma_t(\mathbf{r}_0, E_0) v_0 g(t_0, \mathbf{u}_0; t, z). \quad (16)$$

Az itt szereplő grad operátor az  $\mathbf{r}_0$  változóra hat. A neutrontermelésnek megfelelő tagok lényegesen bonyolultabbak. Csak a neutronszórásnak megfelelőt írjuk fel, hogy látszon a (3) képlettel való analógia:

$$\int_0^{\infty} dE' \int_{4\pi} d\Omega' \Sigma_s(\mathbf{r}_0, E_0 \rightarrow E', \Omega_0, \Omega') v_0 g(t_0, \mathbf{r}_0, E', \Omega'; t, z). \quad (17)$$

A hasadásnak megfelelő tag lényegesen bonyolultabb, ugyanis annak a neutronok energiájának és sebességirányának véletlen jellegén túlmenően a hasadásban keletkező neutron számának véletlen jellegét is ki kell fejeznie. Ezért ennek alakja lényegesen eltér a transzport-egyenletben szereplő alaktól.

Megjegyezzük még, hogy hasonló egyenletet lehet felírni a kétszeres, háromszoros stb. valószínűségek generátorfüggvényére is. Például a kétszeres valószínűséget a következőképpen definiáljuk:  $p^{(2)}[t_0, \mathbf{u}; t, n_1, n_2]$  annak valószínűsége, hogy  $\xi(t, U_1) = n_1$  és  $\xi(t, U_2) = n_2$ , feltéve, hogy a  $t_0$  időpontban a fázistér  $\mathbf{u}_0$  pontjába egy neutron került. Ennek a valószínűségnek az ismeretében tanulmányozni lehet – többek között – a fázistér különböző térfogataiban található neutronok száma közötti korrelációt.

## Záró megjegyzések

Már negyedik évtizede annak, hogy a Pál–Bell-egyenlet alkalmas kiindulást jelent a neutronzaj területén folyó elméleti és kísérleti kutatásoknak. Segítségével *ad hoc*

ötletek és mindenféle egyszerűsítő feltevések nélkül értelmezni lehet a neutronzaj kísérleti vizsgálatára szolgáló módszereket. Például a Rossi- $\alpha$  módszer alapjául szolgáló (11) képletben szereplő  $A$  együttható értékét a heurisztikus elméletek olyan pontatlanul adják meg, hogy a mérésből kapott értéke nem interpretálható. Hasonló állítást lehet tenni a többi (itt nem említett) zajmérésről is.<sup>4</sup> Ugyanakkor a Pál–Bell-egyenlet alkalmazása jól értelmezhető mennyiségekre vezet.

Ezen túlmenően a (15)–(17) egyenletek nemcsak a klasszikus transzportelméletet tartalmazzák, hanem annál jóval többet is. (14)-ből ugyanis látható, hogy a generátorfüggvény  $z$  szerinti deriváltja a  $z = 1$  helyen megadja a  $\xi(t, U)$  valószínűségi függvény várható értékét. Ha tehát a Pál–Bell-egyenletet  $z$  szerint deriváljuk, majd benne  $z = 1$ -et helyettesítünk, akkor egyszerűen kaphatunk az (1) klasszikus transzportegyenletnek megfelelő egyenletet. Ha azonban a Pál–Bell-egyenletet  $z$  szerint kétszer deriváljuk, majd benne  $z = 1$ -et helyettesítünk, akkor a  $\xi(t, U)$  valószínűségi függvény szórásnégyzetére vezethetünk le egyenletet. Ez már határozott többlet a klasszikus transzportelmülethez képest, amelynek a keretén belül egy ilyen egyenlet levezetése szóba sem jön.

<sup>4</sup> Ez alól talán egyetlen kivétel a Feynman-módszer (13) egyenletében szereplő  $B$  együttható: ez a heurisztikus elméletek szerint is értelmezhető információt tartalmaz a késő neutronok hányadára vonatkozóan.

# A LAKÓTÉRI RADONSZINT ELOSZLÁSÁRÓL

Tóth Eszter, Hámori Krisztián  
RAD Labor, Boronkay, Vác

A radon megjelenése lakásainkban általában természetes jelenség. A szoba levegőjének radonsűrűsége elsősorban azon múlik, mennyi rádium (urán) van a talajban, amire a ház épült. (A radon a rádiumból születik  $\alpha$ -bomlással.) Ugyanakkor igen sok más tényező befolyásolja, hogy végül is mekkora koncentrációban tapasztaljuk a radont.

A legtöbb szerző feltételezi, hogy a radon aktivitáskoncentráció nagyon sok, kicsiny és egymástól független véletlen mennyiség szorzata. Tehát – mondják – a különböző házakban mért radon aktivitáskoncentrációk lognormál eloszlást követnek. További következtetéseiket erre az úgynevezett *lognormál modellre* alapozzák. S valóban, gyakori, hogy egy-egy területen mért néhány tucat, néhány száz, sőt, néha néhány ezer lakás radonszintjének eloszlását a lognormál eloszlások családjába tartozónak sejtetik a nemzetközi szakirodalomban. Alkalmanként megvizsgálják, hogy  $\alpha = 0,05$  szignifikanciaszinten teljesül-e például a  $\chi^2$ -próba, legtöbbször azonban nem is utalnak erre, csupán a *GM* geometriai közép és a *GSD* geometriai standard deviációt adják meg. Pedig egy

Pál Lénárdnak ajánlva, 80-ik születésnapjára.

véletlen mennyiségről csak akkor bizonyítható, hogy lognormál eloszlást követ, ha az nagyon sok, azonos eloszlású, egymástól független véletlen változó szorzataként állítható elő. Sem annak a fizikai hátterét nem látjuk, hogy e sok véletlen tényező (mondjuk például a talaj porozitását jellemző vagy a szoba önszellőzését leíró) azonos eloszlású lenne, sem azt, hogy ezek a véletlen mennyiségek függetlenek és szorozódóak lennének.

A lognormál modell alkalmazhatósága iránti vágy azonban érthető. Feltételezzük, hogy a vizsgált területen vagy/és a vizsgált szerkezetű házak lakásai közül a még nem mértek radonszintjei hasonló eloszlást követnek a mértekéhez. Ekkor az illesztett lognormál eloszlás két paraméterének becsült értékével ( $m'$  és  $\sigma'$ ) megadható az adott radonszint fölött lévő házak számaránya. Ezt lehet azután kockázatbecslésekhez felhasználni, e számokkal lehet azután megnyugtani vagy riogatni a helyi lakosokat. Sőt, általuk lehet az országról radontérképet készíteni. De ily módon lehet megadni egy, az országra „jellemző” *GM*-et (mérési középértéket) és *GSD*-t (geometriai standard deviációt), amit azután nemzetközi szervek évről évre összesíthetnek, és tájékoztató jelleggel a döntéshozókhöz eljuttathatnak.