Zajdiagnosztika az 1970-es évek KFKI-jában

Makai Mihály

Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem
1111 Budapest, Műegyetem rkp. 3-9.

Magyar Tudományos Akadémia KFKI Atomenergia Kutatóintézet,
H-1121, Budapest, Konkoly Thege Miklós út 29-33.

Kosály György a zajdiagnosztika alapjait kidolgozó kutatók közé tartozik. Ebben az írásban arról a munkájáról emlékezünk meg, amelyet még a KFKI-ban készített, és amelyben kimutatta: a detektorok csak egy korlátozott „látótávolsággal" rendelkeznek. Az általa kidolgozott modell jó egyezést mutat a mérésekkel. Modelljét a reaktorzaj lokális-globális komponensekre bontásaként ismeri a világ. Kosály György és csoportjának munkája alapvetően hozzájárult a zajdiagnosztika kialakulásához, eszközeinek világméretű elterjedéséhez.

Reaktorfizika az 1970-es években

A hetvenes években a KFKI Számítógépközpontjában egy ICT 1905-ös gében dolgoztunk, egy tálcán kellett átvinni a XIV. épületbe a szalagra lyukasztott inputot vagy programot. A gép memóriája 32 kilószó, ciklusideje 2 mikro-szekundum volt. Hamarosan megjelent az R-20, majd az R-40 számítógép, ezeken már lyukkártyákkal lehetett dolgozni. Mindenesetre jobban meggondoltuk egy-egy algoritmus tesztelésekor, milyen számításokat kell elvégezni.

A neutronfizika alapegyenletei nemlineárisak, mert a hasadás során keletkező hő következtében az anyag kitágul, az effektív mikroszkopikus hatáskeresztmetszetek is megváltoznak (pl. rezonancia-kiszélesedés). A hetvenes években a neutronspektrum egyes részeinek számítására szolgáló algoritmusokat (rezonancia-modellek, termalizáció, lassulás, kiégés, adatkönyvtárak) készítettünk, illetve teszteltünk részben a ZR-6 mérések segítségével. A nemlineáris egyenletekkel leírt fizikai jelenségekben gyakran jelenik meg rezgés vagy instabilitás [1]. A forralóvizes erőművek esetében megfigyeltek lassú tranzienseket [2,3]. Ezek ugyan nem voltak veszélyesek, de anyagi veszteségeket okoztak a leállások miatt. Már jó ideje ismert volt, hogy a magfizikai folyamatok statisztikus jellege miatt a reaktorokban zaj figyelhető meg, ezt nevezték zéró-zajnak [4]. A technológiai berendezések (pl. szivattyúk) működése is fluktuációkat mutat, ezért jelen van a technológiai zaj is. E jelenségek vizsgálata különösen fontos egy erőműben, ahol pl. egy kis amplitúdójú rezgés megjelenése meghibásodáshoz és anyagi kárhoz (pl. nem tervezett leállás) vezethet. A zaj elemzése, detektálása, értelmezése kiemelten fontos a reaktorfizikában.

A KFKI az 1970-es években

1974-ben a KFKI kutatóközponttá alakult, a reaktorfizikai kutatások az Atomenergia Kutatóintézetben folytak a termohidraulika, a reaktorfizika és az irányítástechnika területén. Élénk volt a szemináriumi élet, a szemináriumokon sokan részt vettek, mindennaposak voltak a (néha érthetetlenül túlfűtött) viták. A Kosály György által vezetett Reaktorfizikai Osztályon több csoport is működött. A Szatmáry Zoltán vezetésével működő csoport reaktormodelleket, számítási módszereket, a Turi László vezette csoport kísérleti eszközöket, módszereket fejlesztett. A Kosály által vezetett csoport (Pázsit Imre, Meskó László, Valkó János) időfüggő jelenségekkel — elsősorban neutronzajjal — foglalkozott. Szatmáry Zoltán fontosnak tartotta, hogy az intézetbe kerülő új munkatársak dolgozzanak hosszabb időt külföldön. Ma már hihetetlen, de előfordult, hogy az ösztöndíjkérelmet valaki, mint egyedülálló adta be és kétgyermekes családapaként kellett elkezdenie az ösztöndíjat. A szerző 1976-ban került a KFKI-ba – családi intelmek ellenére – a ZR-6 program és az Ideiglenes Nemzetközi Kollektíva beindulása után. Nagymamám, egy falusi borbély felesége, ezt mondta amikor elmondtam, átmegyek a KFKI-ba dolgozni: „Fiam, amikor ott kotorják a reaktor kéményét, száll a mérgező korom és mindenki csak beteg lesz tőle!?". Kosály Gyurival mindenféléről beszéltünk, itt két eseményt emelek ki. Az első Gyuri szarkasztikus megjegyzése a kutató és a probléma viszonyáról: *„Gyerekek, nincs az a probléma, amihez az ember ne szokna hozzá!"*. Másik megjegyzése szerint pedig koncentrálni kell, ne hagyjuk, hogy a külső tényezők befolyásoljanak bennünket. Egy alkalommal a XIX. épületben az emeletráépítés miatt állandóan légkalapácstól zengett az épület. Valaki panaszkodott Gyurinak: „Ilyen zajban nem lehet dolgozni!" Gyuri válasza: *„Akit ez a zaj zavar, az nem alkalmas kutatónak!"*

Kontakt: makai@reak.bme.hu

Beérkezett: 2009. november 28.
Közlésre elfogadva: 2009. december 1.

A neutrondiffúzió egyes alapkérdései

Kosály György munkássága a hetvenes években a reaktorfizika területére esett, nevezetesen a reaktorok zajának vizsgálatával foglalkozott. E területnek jelentős hagyománya volt a KFKI-ban, hiszen Pál Lénárd kutatásainak eredményeként itt született meg a neutrongáz leírásának sztochasztikus modellje. A modell alapegyenletét a szakirodalom Pál-Bell-egyenlet néven ismeri. Kosály György nevéhez köthető a fluktuációk lokális és globális hatását leíró modell, amelynek alapja a két energiacsoportot használó diffúzió-egyenlet. Kosály eredménye abban foglalható össze, hogy egy perturbáció (gondoljunk a hűtőközegben található gőzbuborékokra) hatására két változás jön létre. Egyfelől megváltozik a reaktivitás, ami a reaktor egészére kiterjedő, azaz globális változást indít el. Másfelől a buborékok megjelenésének helyén megváltoznak a hatáskeresztmetszetek, ennek következtében pedig a neutroneloszlás. Ebben a fejezetben összefoglaljuk a diffúzió-egyenlet néhány alapvető tulajdonságát, bevezetjük a szükséges jelöléseket Szatmáry Zoltán jegyzete [5] alapján. A tárgyalásban egy térbeli dimenzió van, ezt x-szel jelöljük. Feltesszük, hogy a perturbáció egy homogén közegben jelenik meg, a perturbáció megjelenése előtt a reaktor kritikus állapotban volt. Feltesszük, hogy az olvasó ismeri a BSc diákoknak tartott reaktorfizika kurzus alapfogalmait (reaktivitás, kritikusság, görbületi paraméter, kinetikai alapfogalmak).

A G-csoport diffúzió egyenlet alakja

$$\left(\frac{d^2}{dx^2}+D^{-1}\Sigma\right)\underline{\Phi}(x)=0\,, \qquad (1)$$

ahol D a diffúziós együtthatókat tartalmazó diagonális mátrix: $D=\mathrm{diag}(D_1,\ldots,D_G)$, Σ a hatáskeresztmetszetekből alkotott alábbi mátrix:

$$\Sigma_{gg'}=-\Sigma_{ag}+\frac{\chi_g}{k_{eff}}\nu\Sigma_{fg'}+\Sigma_{g'\to g}\,, \qquad (2)$$

g,g′=1,…,G.

Az (1) egyenlet $\underline{\Phi}(x)$ megoldását G elemű $\underline{t}_k$ vektorok és a deriváltat tartalmazó operátor $u_k(x)$ sajátfüggvényeiből állítjuk elő:

$$\underline{\Phi}(x)=\sum_{k=1}^{G}\underline{t}_k u_k(x)\,, \qquad (3)$$

ahol

$$D^{-1}\Sigma\underline{t}_k=\lambda_k^2\underline{t}_k\,,\ \frac{d^2}{dx^2}u_k=-\lambda_k^2 u_k(x). \qquad (4)$$

Az egyenletben szereplő k_{eff} paraméter segítségével elégíthető ki a tartomány határán előírt homogén peremfeltétel. Neutronforrás jelenléte esetén a megoldandó egyenlet

$$\left(\frac{d^2}{dx^2}+D^{-1}\Sigma\right)\underline{\Phi}(x)=D^{-1}\underline{Q}(x)\,, \qquad (5)$$

ahol $D^{-1}Q(x)$ a neutron forrás térbeli eloszlását adja meg az energiacsoportokban. Mivel az anyagi jellemzőket (így a diffúziós állandót is) térben állandónak tekintjük, így csak a források csoportonkénti súlyát változtattuk meg, ez könnyen kiküszöbölhető a tárgyalásból. A választott formalizmus az egyszerűséget szolgálja. Az egyenlet megoldására a Laplace-transzformációt használjuk, egy Φ(x) függvény Laplace-transzformáltja:

$$\mathsf{L}\big(\Phi(x)\big)\equiv\Phi(s)=\int_0^\infty e^{-sx}\Phi(x)dx, \qquad (6)$$

ahol s komplex szám. Egy vektor esetén a komponensek Laplace-transzformáltjaiból képzett vektor lesz a vektor Laplace-transzformáltja. Keressük a megoldást a már használt (3) alakban, és képezzük a forrásos egyenlet Laplace-transzformáltját. Ehhez először a forrást is fel kell bontani a $\underline{t}_k$ vektorok szerint:

$$\underline{Q}(x)=\sum_{k=1}^{G}\underline{t}_k q_k(x)\,, \qquad (7)$$

amivel

$$\left(s^2+\lambda_k^2\right)u_k(s)=q_k(s)\,. \qquad (8)$$

Ebből

$$u_k(s)=\frac{q_k(s)}{s^2+\lambda_k^2}\,. \qquad (9)$$

A helyfüggő változatot inverz Laplace-transzformációval kapjuk:

$$u_k(x)=\frac{1}{2\pi i}\lim_{T\to\infty}\int_{\gamma-iT}^{\gamma+iT}\frac{q_k(s)}{s^2+\lambda_k^2}e^{sx}ds\,. \qquad (10)$$

A γ számot úgy kell választani, hogy az integrálási tartományba az integrandus minden szingularitása beleessen. Most számunkra csak annyi fontos, hogy a forrásban előforduló módusok (ezeket *s* paraméterezi) megjelennek a megoldás térbeli komponensében. Az integrandus szinguláris az $s=\pm i\lambda_k$ pontokban, a megoldás megfelelő része pedig egy hullámot (képzetes λ_k esetén egy exponenciális csökkenést) ír le, ezért joggal tekintjük λ_k-t relaxációs távolságnak. Látjuk, hogy a relaxációs távolságok száma egy homogén közegben G (az energiacsoportok száma). A lokális-globális szétválasztást Kosály két energiacsoportban tárgyalta, ezért megadjuk, hogy a két relaxációs távolság hogyan adható meg a hatáskeresztmetszetek függvényében stacionárius állapotban:

$$\nu^2 = \frac{1}{2}\left[\beta_1 + \beta_2 + \sqrt{(\beta_1 - \beta_2)^2 + \frac{4\delta_1\delta_2}{D_1 D_2}}\right] \tag{11}$$

$$\mu^2 = \frac{1}{2}\left[\beta_1 + \beta_2 - \sqrt{(\beta_1 - \beta_2)^2 + \frac{4\delta_1\delta_2}{D_1 D_2}}\right], \tag{12}$$

ahol

$$\beta_g = \frac{\Sigma_g - \frac{\chi_g}{k_{eff}}\nu\Sigma_{fg}}{D_g}; \tag{13}$$

$$\delta_g = \Sigma_{g'\to g} + \frac{\chi_{g'}}{k_{eff}}\nu\Sigma_{fg};$$

$$g, g' = 1{,}2; g' \neq g.$$

A két görbületi tényezőhöz (azaz a μ^2, ν^2 paraméterekhez) tartozó megoldások lineárisan függetlenek, a két csoportban a fluxusok aránya az egyes paraméterek esetében

$$\underline{t}_\mu = \begin{bmatrix} \frac{D_2(\mu^2 + \beta_2)}{\delta_1} \\ 1 \end{bmatrix}, \quad \underline{t}_\nu = \begin{bmatrix} \frac{\delta_2}{D_1(\beta_1 - \nu^2)} \\ 1 \end{bmatrix}. \tag{14}$$

Nyilvánvalóan $\nu^2 > \mu^2$, továbbá μ és ν dimenziója 1/cm. Itt a szokványos [5] hatáskeresztmetszeteket használtuk. Az egyenletben szereplő k_{eff} paraméter arra szolgál, hogy a reaktor egészét kritikussá tegye. Maga a vizsgált jelenség tekinthető a kritikus reaktor egy részében (pl. egy homogenizált kazettában), ahol k_{eff} már egy adott érték.

Fel fogjuk használni, hogy egy forrásos feladat megoldását kereshetjük az alábbi alakban:

$$\Phi(x) = \Phi_{\text{hom}}(x) + \Phi_{inh}(x), \tag{15}$$

ahol $\Phi_{\text{hom}}(x)$ a homogén egyenlet általános megoldása, $\Phi_{\text{inh}}(x)$ pedig a forrásos egyenlet egy partikuláris megoldása. Ez utóbbit gyakran a Green-függvény segítségével határozzuk meg. A forrásos egyenletek megoldásának hasznos eszköze a Green-függvény. Általánosságban keressük az

$$A\Phi(x) = Q(x) \tag{16}$$

inhomogén egyenlet egy megoldását és tegyük fel, hogy ismert az

$$A\mathrm{G}(x - x_0) = \delta(x - x_0) \tag{17}$$

egyenlet megoldása, a Green-függvény. Ekkor a

$$\Phi(x) = \int_I \mathrm{G}(x - x_0)Q(x_0)dx_0 \tag{18}$$

függvény megoldása a (16) egyenletnek. Egy energiacsoportban, egy dimenzió esetén a

$$\left(\frac{d^2}{dx^2} - \frac{1}{L^2}\right)\mathrm{G}(x - x_0) = \delta(x - x_0) \tag{19}$$

egyenlet megoldása

$$\mathrm{G}(x - x_0) = e^{-|x - x_0|/L}. \tag{20}$$

A következő kérdés a kinetika alapegyenlete egy késő neutroncsoport esetén. Lassú, de időfüggő jelenségek vizsgálata során figyelembe kell venni, hogy a neutronok egy β hányada jelentős késéssel jelenik meg a hasadást követően. A késő neutronok az anyamagokból kerülnek ki. Az egyenletek:

$$\begin{aligned} \frac{1}{v_g}\frac{\partial\Phi_g(x,t)}{\partial t} &= \frac{\partial}{\partial x}\left[D_g(x,t)\frac{\partial\Phi_g(x,t)}{\partial x}\right] + \\ &+ \left(\sum_{g'=1}^{G}\left[\Sigma_{g'\to g} + \chi_g(1-\beta_{eff})\nu\Sigma_{fg'}(x,t)\right]\Phi_{g'}(x,t)\right) + \\ &- \Sigma_{ag}(x,t)\Phi_g(x,t) + \lambda C(x,t) \end{aligned} \tag{21a}$$

$$\frac{\partial C(x,t)}{\partial t} = \beta_{eff}\sum_{g'=1}^{G}\nu\Sigma_{fg'}\Phi_{g'}(x,t) - \lambda C(x,t) \tag{21b}$$

Az időváltozóban Fourier-transzformáltat szokás vizsgálni, ezért bevezetjük a Fourier-transzformáltra az alábbi jelölést minden Φ függvényre:

$$\Phi(x,\omega) = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-i\omega t}\Phi(x,t)dt \tag{22}$$

Az anyamagokra vonatkozó (21b) egyenlet Fourier-transzformációjából megkapjuk C és Φ Fourier-transzformáltjai között az alábbi kapcsolatot:

$$C(x,\omega)=\frac{\beta_{eff}}{\lambda+i\omega}\sum_{g'=1}^{G}\nu\Sigma_{fg'}\Phi_{g'}(x,\omega). \quad (23)$$

Az időtől függő hatáskeresztmetszeteket és az időtől függő fluxust magában foglaló egyenlet leegyszerűsítése céljából feltesszük, hogy a hatáskeresztmetszetek időben állandók.

$$\begin{aligned}\frac{1}{v_g}\frac{\partial\Phi_g(x,t)}{\partial t}&=\frac{\partial}{\partial x}\left[D_g(x)\frac{\partial\Phi_g(x,t)}{\partial x}\right]+\\&+\left(\sum_{g'=1}^{G}\left[\Sigma_{g'\to g}+\chi_g(1-\beta_{eff})\nu\Sigma_{fg'}(x)\right]\Phi_{g'}(x,t)\right)+\\&-\Sigma_{ag}(x)\Phi_g(x,t)+\lambda C(x,t).\end{aligned} \quad (24)$$

Ezután a Φ-re vonatkozó egyenletet Fourier-transzformáljuk, majd behelyettesítjük C(x,ω)-t, az eredmény egy homogén egyenletrendszer a csoportfluxusok Fourier-transzformáltjaira:

$$\begin{aligned}\frac{1}{v_g}i\omega\Phi_g(x,t)&=\frac{\partial}{\partial x}\left[D_g(x)\frac{\partial\Phi_g(x,\omega)}{\partial x}\right]+\\&+\left(\sum_{g'=1}^{G}\left[\Sigma_{g'\to g}+\chi_g(1-\beta_{eff})\nu\Sigma_{fg'}(x)\right]\Phi_{g'}(x,\omega)\right)+\\&-\Sigma_{ag}(x)\Phi_g(x,\omega)+\frac{\lambda\beta_{eff}}{\lambda+i\omega}\sum_{g'=1}^{G}\nu\Sigma_{fg'}\Phi_{g'}(x,\omega).\end{aligned} \quad (25)$$

Azonnal áttérünk a két energiacsoport esetére, feltesszük, hogy hasadás csak a 2-es indexű, termikus csoportban van, a hasadási neutronok mind az 1-es indexszel jelölt gyorscsoportban jelennek meg, felfelé szórás nincs.

$$\begin{aligned}\frac{1}{v_1}i\omega\Phi_1(x,\omega)&=\frac{\partial}{\partial x}\left[D_1(x)\frac{\partial\Phi_1(x,\omega)}{\partial x}\right]+\\&+(1-\beta_{eff})\nu\Sigma_{f2}(x)\Phi_2(x,\omega)+\\&-\Sigma_1(x)\Phi_1(x,\omega)+\frac{i\omega\beta_{eff}}{\lambda+i\omega}\nu\Sigma_{f2}\Phi_2(x,\omega)\end{aligned} \quad (26)$$

$$\begin{aligned}\frac{1}{v_2}i\omega\Phi_2(x,\omega)&=\frac{\partial}{\partial x}\left[D_2(x)\frac{\partial\Phi_2(x,\omega)}{\partial x}\right]+\\&-\Sigma_2(x)\Phi_2(x,\omega)+\Sigma_{1\to2}\Phi_1(x,\omega).\end{aligned} \quad (27)$$

Szükségünk lesz továbbá a csoportállandók perturbációjának vizsgálatára. Legyen a perturbált egyenletrendszer

$$\begin{aligned}&\frac{1}{v_1}i\omega\left(\Phi_1(x,\omega)+\delta\Phi_1(x,\omega)\right)=\\&=\frac{\partial}{\partial x}\left[\left(D_1(x)+\delta D_1(x)\right)\frac{\partial\left(\Phi_1(x,\omega)+\delta\Phi_1(x,\omega)\right)}{\partial x}\right]+\\&+(1-\beta_{eff})\left(\nu\Sigma_{f2}(x)+\delta\nu\Sigma_{f2}(x)\right)\left(\Phi_2(x,\omega)+\delta\Phi_2(x,\omega)\right)+\\&-\left(\Sigma_1(x)+\delta\Sigma_1(x)\right)\left(\Phi_1(x,\omega)+\delta\Phi_1(x,\omega)\right)+\\&+\frac{i\omega\beta_{eff}}{\lambda+i\omega}\nu\Sigma_{f2}\left(\Phi_2(x,\omega)+\delta\Phi_2(x,\omega)\right)\end{aligned} \quad (28)$$

$$\begin{aligned}&\frac{1}{v_2}i\omega\left(\Phi_2(x,\omega)+\delta\Phi_2(x,\omega)\right)=\\&=\frac{\partial}{\partial x}\left[\left(D_2(x)+\delta D_2(x)\right)\frac{\partial\left(\Phi_2(x,\omega)+\delta\Phi_2(x,\omega)\right)}{\partial x}\right]\\&-\left(\Sigma_2(x)+\delta\Sigma_2(x)\right)\left(\Phi_2(x,\omega)+\delta\Phi_2(x,\omega)\right)+\\&+\left(\Sigma_{1\to2}+\delta\Sigma_{1\to2}\right)\left(\Phi_1(x,\omega)+\delta\Phi_1(x,\omega)\right).\end{aligned} \quad (29)$$

Az elsőrendű perturbációk megtartásával az alábbi forrásos egyenlet adódik a fluxusok perturbációjára:

$$\begin{aligned}&\frac{\partial}{\partial x}\left[D_1(x)\frac{\partial\delta\Phi_1(x,\omega)}{\partial x}\right]-\left(\Sigma_1(x)+\frac{i\omega}{v_1}\right)\delta\Phi_1(x,\omega)+\\&+\nu\Sigma_{f2}(x)\left(1-\beta_{eff}\right)\delta\Phi_2(x,\omega)+\nu\Sigma_{f2}(x)\beta_{eff}\left(\frac{i\omega}{\lambda+i\omega}\right)=\\&=\left(\frac{i\omega}{v_1}+\delta\Sigma_1(x)\right)\Phi_1(x,\omega)-\frac{\partial}{\partial x}\left[\delta D_1(x)\frac{\partial\Phi_1(x,\omega)}{\partial x}\right]+\\&-\beta_{eff}\left(\frac{i\omega}{\lambda+i\omega}\right)\nu\Sigma_{f2}\Phi_2(x,\omega)-\left(1-\beta_{eff}\right)\delta\nu\Sigma_{f2}(x)\Phi_2(x,\omega)\end{aligned} \quad (30)$$

$$\begin{aligned}&\frac{\partial}{\partial x}\left[D_2(x)\frac{\partial\delta\Phi_2(x,\omega)}{\partial x}\right]+\\&-\left(\Sigma_2(x)+\frac{i\omega}{v_2}\right)\delta\Phi_2(x,\omega)+\Sigma_{1\to2}\delta\Phi_1(x,\omega)=\\&=-\frac{\partial}{\partial x}\left[\delta D_2(x)\frac{\partial\delta\Phi_2(x,\omega)}{\partial x}\right]+\\&+\left(\delta\Sigma_2(x)+\frac{i\omega}{v_2}\right)\Phi_2(x,\omega)-\delta\Sigma_{1\to2}\Phi_1(x,\omega)\end{aligned} \quad (31)$$

A perturbációs egyenletek szerkezetének könnyebb áttekinthetősége érdekében bevezetjük az alábbi jelöléseket. A forrástagokat így írjuk:

$$\begin{aligned}S_1=&\left(\frac{i\omega}{v_1}+\delta\Sigma_1(x)\right)\Phi_1(x,\omega)+\\&-\frac{\partial}{\partial x}\left[\delta D_1(x)\frac{\partial\Phi_1(x,\omega)}{\partial x}\right]+\\&-\beta_{eff}\left(\frac{i\omega}{\lambda+i\omega}\right)\nu\Sigma_{f2}\Phi_2(x,\omega)+\\&-\left(1-\beta_{eff}\right)\delta\nu\Sigma_{f2}(x)\Phi_2(x,\omega)\end{aligned} \quad (32)$$

$$S_2 = -\frac{\partial}{\partial x}\left[\delta D_2(x)\frac{\partial \delta\Phi_2(x,\omega)}{\partial x}\right] + \\ + \left(\delta\Sigma_2(x) + \frac{i\omega}{v_2}\right)\Phi_2(x,\omega) - \delta\Sigma_{1\to 2}\Phi_1(x,\omega), \quad (33)$$

továbbá

$$h(\omega) = \frac{i\omega}{\lambda + i\omega}\beta_{eff}.$$

A perturbációs egyenleteknek kétféleképpen is hasznát vehetjük. Amennyiben feltesszük, hogy a kritikus állapotban a hatáskeresztmetszetek nem függenek a helytől, a megoldás helyfüggése csak a forrástag következménye lesz. Amennyiben a forrástagot véletlen folyamatnak tekintjük, a perturbálatlan megoldás determinisztikus lesz, a sztochasztikus rész ismét csak a forrástagból származik.

A lokális-globális komponens modellje

Tegyük fel, hogy egy kritikus közegben perturbációk jelennek meg. A perturbációk függenek az időtől és a helytől. Ilyen fizikai helyzet valósul meg, amennyiben helyi forrás alakul ki, a forrás helyén gőzbuborékok jelennek meg, a felhajtó erő következtében a buborékok emelkednek. Amennyiben a perturbációk hatását analitikusan kívánjuk vizsgálni, homogén közeget kell kezdeti állapotként választani.

Ritkán adódik olyan eset a tudományban (hát még az alkalmazott tudományokban), amikor egy iparban is fontos jelenség leírására megfelelő elméleti eszközök születnek. Ezekkel a szóban forgó jelenséget nemcsak hogy le lehet írni, de az elmélet egyes esetekben még arra is alkalmas, hogy az ipari berendezésben előforduló bizonyos hibákat ki lehessen mutatni, és így a berendezés biztonságát jelentősen növelni lehet. Ez a technológiai zajok elemzésének elméleti háttere [6-8].

Legyen tehát a perturbálatlan egyenlet a kétcsoport diffúzió-egyenlet állandó hatáskeresztmetszetekkel:

$$D_1\frac{d^2\Phi_1(x)}{dx^2} - \Sigma_1\Phi_1(x) + \nu\Sigma_{f2}\Phi_2(x) = 0 \quad (34)$$

$$D_2\frac{d^2\Phi_2(x)}{dx^2} - \Sigma_2\Phi_2(x) + \Sigma_{1\to 2}\Phi_1(x) = 0. \quad (35)$$

Tegyük fel, hogy a homogén közegben helytől és időtől függő perturbációk vannak, a perturbációk következtében kialakuló fluxust írjuk

$$\Phi_g(x,t) = \Phi_g + \delta\Phi_g(x,t) \quad (36)$$

alakba, illetve Fourier transzformáció után így:

$$\Phi_g(x,\omega) = \Phi_g + \delta\Phi_g(x,\omega). \quad (37)$$

A perturbációkra vonatkozó (31) egyenletek most leegyszerűsödnek:

$$D_1\frac{\partial^2\delta\Phi_1(x,\omega)}{\partial x^2} + \\ + \nu\Sigma_{f2}(1-h(\omega))\delta\Phi_2(x,\omega) + \\ -\left(\Sigma_1 + \frac{i\omega}{v_1}\right)\delta\Phi_1(x,\omega) = S_1(x,\omega) \quad (38)$$

$$+\Sigma_{1\to 2}\delta\Phi_1(x,\omega) + \\ +\Sigma_{1\to 2}\delta\Phi_1(x,\omega) + \\ -\left(\Sigma_2 + \frac{i\omega}{v_2}\right)\delta\Phi_2(x,\omega) = S_2(x,\omega) \quad (39)$$

ahol

$$S_1(x,\omega) = \delta\Sigma_1(x,\omega)\Phi_1 - \delta\nu\Sigma_{f2}(x,\omega)(1-h(\omega))\Phi_2 \quad (40)$$

$$S_2(x,\omega) = \delta\Sigma_2(x,\omega)\Phi_2 - \delta\Sigma_{1\to 2}(x,\omega)\Phi_2. \quad (41)$$

A forrásban a makroszkopikus hatáskeresztmetszetek fluktuációi szerepelnek, amelyek arányosak a sűrűségfluktuációkkal. A perturbálatlan állapotban Φ_1 és Φ_2 arányos egymással, továbbá a makroszkopikus hatáskeresztmetszetek perturbációi arányosak a sűrűség $\delta R(x,\omega)$ perturbációjával, ezért legyen

$$S_1(x,\omega) = S_1\Phi_1\delta R(x,\omega) \quad (42)$$

$$S_2(x,\omega) = S_2\Phi_2\delta R(x,\omega). \quad (43)$$

A forrásos (38)-(39) egyenletek megoldását a (15) felbontással adjuk meg. A homogén egyenlet $\Phi_{1h}(x)$ megoldása:

$$\underline{\Phi}_{\text{hom}}(x) = c_{+\mu}\underline{t}_{\mu}e^{\mu x} + c_{-\mu}\underline{t}_{\mu}e^{-\mu x} + c_{+\nu}\underline{t}_{\nu}e^{\nu x} + c_{-\nu}\underline{t}_{\nu}e^{-\nu x}.$$

Vigyázat, a μ és ν görbületi tényezőket most nem (11), (12) adja meg, mert a hatáskeresztmetszetek függenek ω-tól. Ennek vizsgálatához vegyük figyelembe, hogy $\Sigma_g << 1/v_2 < 1/v_1$, mert a neutronok sebességének reciproka [(38)-(39)-ben] bármely csoportban legalább négy nagyságrenddel kisebb, mint a makroszkopikus hatáskeresztmetszetek, ezért $\beta_g(\omega)\sim\beta_g$, g=1,2. Továbbá, a reaktorzajban szóba jövő frekvenciákon $h(\omega)\sim\beta_{eff}$, ezért δ_1-et módosítani kell:

$$\delta_1 = \Sigma_{g'\to g} + \frac{1-\beta_{eff}}{k_{eff}}\nu\Sigma_{f2} \ ,$$

de a (3) képlet most is alkalmazható a homogén megoldás felírására. A forrásos feladat partikuláris megoldását pedig a Green-függvény segítségével így adhatjuk meg:

$$\begin{bmatrix} \dfrac{\delta\Phi_{1inh}(x,\omega)}{\Phi_1} \\ \dfrac{\delta\Phi_{2inh}(x,\omega)}{\Phi_2} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_{11} & A_{12} \\ A_{21} & A_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} R_\mu \\ R_\nu \end{bmatrix},$$

ahol

$$R_B(x,\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-B|x-x_0|}\delta R(x_0,\omega)dx_0 \ .$$

Az **A** mátrix elemei csak a hatáskeresztmetszetek függvényei. Azt látjuk tehát, hogy a sűrűség perturbációja hatására a fluxus perturbálódik, a perturbáció nem lokális: az x_0 helyen kialakuló perturbáció hatással van a fluxus $x\neq x_0$ helyen kialakuló értékére is. A hatás térbeli exponenciálisokkal írható le, a bennük szereplő állandók a közeg aszimptotikus (μ) és tranziens (ν) görbületi paraméterei, amelyek a β_{eff} jelenléte miatt némileg módosulnak a statikus (11)-(12) számításhoz képest. Végeredményként a fluxus ω frekvencián kapott perturbációja arányos a sűrűségperturbációval:

$$\begin{bmatrix} \delta\Phi_1(x,\omega) \\ \delta\Phi_2(x,\omega) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} B_{11} & B_{12} \\ B_{21} & B_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} S_1\Phi_1 \\ S_2\Phi_2 \end{bmatrix} \delta R(x,\omega) \ .$$

Itt B_{ij}, S_i és Φ_i állandók. Pontos értékük mondanivalónk szempontjából közömbös.

Kiválóan ki lehet használni, hogy a forrás véletlen jellegű. A fluxus perturbációja is véletlen mennyiség lesz. A perturbációk különböző helyeken mért értékei, a belőle származtatott mennyiségek (pl. kereszt- és autospektrumok) révén a statisztikus fizika eszköztára segítségével meg lehet mérni a reaktivitást, a jelfeldolgozás kifinomult eszközeivel pedig korai stádiumban ki lehet mutatni a reaktorban bekövetkezett (többnyire nem ismert) változásokat, amivel megelőzhető egy hosszabb üzemkiesés. Erről a kötet más írásaiban lesz szó.

Az utódok munkája

Kosály György zajelméleti vizsgálatai egy iskolát teremtettek a KFKI-ban. A Kosály György körül kialakult kutatócsoportban – amelynek munkáját később többek között az Elméleti Csoport folytatta, – dolgozott Pázsit Imre, aki Kosály Györggyel korábban kidolgozta a szabályozó rúd rezgésének modelljét. E modell alapján Glöckler Oszwald és mások részvételével erőművi zajdiagnosztikai felvételek elemzésével sikerült azonosítaniuk egy rezgő kazettát. Az azóta eltelt harminc évben az erőművek többségében folyamatosan működik zajdiagnosztikai rendszer, a diagnosztika immár ipari módszerré vált. Az elmélet, íme, hasznosul a gyakorlatban!

Irodalomjegyzék

[1] *N. S. Postnikov: Dynamic Chaos in Reactor with Non-Linear Feedback, At. En. 74, 328(1993), és J. March-Leuba, D. G. Cacuci, R. B. Perez: Nucl. Sci. Eng. 86,401(1984)*

[2] *Seifritz, W. : Results of space dependent in-core power noise measurements at the lingen and Halden boiling water reactors, Paper presented at the Specialist Meeting on Analysis of Measure- ments to Potential Failures in Nuclear Power Plants, Roma, (1972).*

[3] *Ritsuo Oguma: Investigation of Resonant Power Oscillation in Halden Boiling Water Reactor Based on Noise Analysis, Journal of Nuclear Science and Technology Vol.17 , No.9(1980), pp. 677-686*

[4] *L Pál, "On the Theory of Stochastic Processes in Nuclear Reactors". Nuovo Cimento, Supplemento Vol. 7, Serie X, 25 - 42 (1958)*

[5] *Szatmáry Zoltán: Bevezetés a reaktorfizikába, Akadémiai Kiadó, Budapest, 2000*

[6] *G. Kosály: Investigation of the local component of power reactor noise via diffusion theory, Report KFKI-75-27*

[7] *G. Kosály, L. Maróti and L. Meskó: A Simple Space Dependent Theory of the Neutron Noise in a Boiling Water Reactor, paper at the NEACRP Specialist Mtg. on Reactor Noise, Rome, 1974*

[8] *Wach D. and G. Kosály: Investigations of the Jiont Effect of Local and Global Driving Sources in Incore-neutron Measurement, Atomkernenergie, 23, 244(1974)*

