ACTA UNIVERSITATIS SZEGEDIENSIS DE ATTILA JÓZSEF NOMINATAE
ACTA IUVENUM
SECTIO SCIENTIAE NATURALIS, SERIES NOVA, TOMUS I.
SZEGED, HUNGARIA, 1987

TERJEDŐ PERTURBÁCIÓK VIZSGÁLATA A PAKSI ATOMREAKTOROKON VÉGZETT MÉRÉSEK ALAPJÁN

GINGL ZOLTÁN

BEVEZETÉS

A világ megnövekedett energiaigényét a hagyományos energiaforrások egyre kevésbé képesek kielégíteni, így növekszik a jelentősége az újabb energiatermelési módoknak, köztük az atomenergia felhasználásának is. Az atomerőművek biztonságos üzemeltetése rendkívül fontos, ezért pontosan ismernünk kell a reaktorban zajló folyamatokat, szabályozásukat tökéletesítenünk kell.

A reaktorokban lejátszódó folyamatokat zajdiagnosztikai módszerekkel vizsgálhatjuk [1-3], így a működés zavarása nélkül, épp a működésből természetszerűen származó zajokból nyerhetünk információt a rendszerről. A módszer alkalmazhatóságát nagymértékben segíti a gyors számítógépes kiértékelés lehetősége is.

A dolgozatban egy, a gyakorlatban már használt zajdiagnosztikai modellt [4] fejlesztünk tovább, és a paksi reaktorokon végzett mérések segítségével indokoljuk a pontosítás szükségességét.

A ZAJDIAGNOSZTIKAI MENNYISÉGEK DEFINÍCIÓJA

A következőkben definiáljuk a számunkra fontos zajdiagnosztikai mennyiségeket.

Legyenek $x(t)$ és $y(t)$ zajokat időben leíró függvények, például egy detektor áramerősség vagy feszültség amplitúdói. Az $x(t)$ jelre vonatkozó autokorreláció-függvényt a következőképp definiáljuk [1,2]:

(1) $$R_{xx}(\tau)=\lim_{T\to\infty}\frac{1}{2T}\int_{-T}^{T}x(t)\,x(t+\tau)\,dt\,.$$

A függvény a jel időbeli belső összefüggéseit jellemzi. Két zaj esetén értelmezhetjük a két folyamat kapcsolatát jellemző keresztkorrelációt [1,2]:

(2) $$R_{xx}(\tau)=\lim_{T\to\infty}\frac{1}{2T}\int_{-T}^{T}x(t)\,x(t+\tau)\,dt\,.$$

Sztochasztikusan független zajok esetén a keresztkorreláció azonosan zérus.

Sok esetben célszerűbb a folyamatokat frekvenciatérben vizsgálni; az áttérést Fourier-transzformációval hajthatjuk végre. A korrelációfüggvények Fourier-transzformáltjait teljesítménysűrűség-spektrumoknak nevezzük.
Így az autospektrum definíciója [1,2]:

(3) $$APSD_{xx}(i\omega)=\int_{-\infty}^{\infty}R_{xx}(t)\exp(-i\omega t)\,dt\,,$$

a keresztspektrumé:

(4) $$CPSD_{xy}(i\omega)=\int_{-\infty}^{\infty}R_{xy}(t)\exp(-i\omega t)\,dt\,.$$

A teljesítménysűrűség-spektrumokat a korrelációfüggvények nélkül is előállíthatjuk. Definiáljuk egy jel amplitúdóspektrumát a következőképp:

(5) $$X(i\omega)=\lim_{T\to\infty}\frac{1}{2T}\int_{-T}^{T}x(t)\exp(-i\omega t)\,dt\,.$$

A Wiener-Hincsin tétel alapján:

(6) $$APSD_{xx}(i\omega)=X(i\omega)X^{*}(i\omega)\,,$$

(7) $$CPSD_{xy}(i\omega)=X(i\omega)\,Y^{*}(i\omega)\,,$$

ahol a * a komplex konjugáltat jelöli. Látszik, hogy az autospektrum valós mennyiség, a keresztspektrum pedig általában komplex, fázisinformációt is hordoz.

Az (1-7) definíciókból látható, hogy a mennyiségek pontos megadásához a jeleket a $(-\infty,\infty)$ időintervallumban kellene ismernünk, ezért az amplitúdóspektrum egy becslését adjuk meg, ezáltal definiálva a többi mennyiséget is [3]:

(8) $$X(i\omega)=\frac{\sum\limits_{j=1}^{N}\int\limits_{-T}^{T} x_j(t)\exp(-i\omega t)dt}{\sum\limits_{j=1}^{N}\int\limits_{-T}^{T} dt},$$

ahol N jelenti azt a számot, hogy hányszor mértük meg a jelet $2T$ hosszú időintervallumban. Itt kihasználtuk azt a feltevést, hogy a folyamat stacionárius és ergodikus.

MODELL A MÉRÉSEK ÉRTELMEZÉSÉHEZ

Kiinduló pontként tekintsünk egy reaktort, amelyben a hasadási folyamatok zajlanak. A moderátor szerepét az áramló hűtőközeg tölti be. A gyorsan áramló hűtőközegben keletkezett perturbációkat az általuk kiváltott neutronfluxus-változások útján figyelhetjük meg. A vizsgálatból hasznos információk nyerhetők a rendszer állapotára vonatkozóan, a hűtőközeg sebességét is megbecsülhetjük a mérési eredményekből. A továbbiakban egy modellt ismertetünk, amelynek segítségével kiszámítjuk a zajdiagnosztikai mennyiségeket.

Tegyük fel, hogy a neutronfluxust két, axiálisan egymás fölé helyezett detektorral mérjük a hengerszimmetrikus aktív zónában. A z irányt a detektorok tengelye mentén vesszük fel. Az F neutronfluxus a valóságban a hely és idő függvénye, a számítások elvégzése során azonban eltekintünk a zóna tényleges geometriájától, a hőmérséklet-inhomogenitásból és egyéb külső zavarokból származó változásoktól. A fluxust csak a z magasság és az idő függvényének tekintjük:

(9) $$F=F(z,t),$$

a fluxust a zónán kívül zérusnak feltételezzük.

Tegyük fel, hogy a reaktorban a $k(z,t)$ függvénnyel jellemezhető buborékkoncentráció alakul ki. A buborékok elképzelésünk szerint egyenletes v sebességgel haladnak z irányban felfelé, így fennáll a következő összefüggés:

(10) $$k(z,t)=k_0(t-z/v),$$

ahol $k_0(t)$ a zóna alján belépő buborékkoncentrációt írja le. A buborékok jelenléte megváltoztatja a moderátor sűrűségét, ami a neutronfluxus megváltozását eredményezi.

A fluxusváltozásokat (dF) két tagra bonthatjuk [4], egy globális és egy lokális összetevőre. A globális fluxusváltozás csak az idő függvénye. Ilyen típusú például a buborékok jelenléte miatti egész zónán belüli fluxusváltozás, de az abszorbensrudak mozgatása is ilyen változást okoz.

Vizsgáljuk meg, milyen globális változásokat okoznak a zónába jutott gázbuborékok! A moderátor koncentrációváltozása az $r(t)$ reaktivitás megváltozásához vezet. Lineáris rendszernek tekintve a reaktort, a fluxus megváltozása és a reaktivitás megváltozása között a következő kapcsolat áll fenn [3]:

(11) $$dF_{gl}(t)=g(t)*dr(t),$$

ahol $g(t)$ a rendszer átviteli függvénye, a $*$ pedig konvolúciót jelöl.

Számítsuk ki a zónán áthaladó buborékok által kiváltott globális fluxusváltozás-összetevőt! Ezt az elemi változások zónára vett összegzésével tehetjük meg:

(12) $$dF^0_{gl}(t)=\int_0^H S\cdot k_0(t-z/v)\,dz,$$

ahol H a zóna magassága, S pedig arányossági tényező.

A detektorok segítségével észlelhetjük a lokális típusú fluxusváltozás összetevőt. Ha a detektortól nagy távolságra buborék halad el, akkor a detektorunk az egész zónában jelentkező globális fluxusváltozást jelzi, de a buborék helyi hatását nem észleljük, mivel a keltett zavarok a neutronok és többi részecskék kölcsönhatásai folytán a távolság függvényében kiátlagolódnak. Más a helyzet, ha a buborék közvetlenül a detektor mellett halad el; ilyenkor a detektor érzékeli a jelenlevő buborék közvetlen hatását. Az ilyen típusú fluxusváltozásokat nevezzük lokális változásoknak.

Lineáris közelítésben a lokális változás arányosnak tekinthető a jelenlevő buborékkoncentrációval [4]:

(13) $$dF_{lok}(z,t)=c\cdot k(z,t),$$

azaz

$$(14) \qquad dF^0_{lok}(t-z/v)=c\cdot k_0(t-z/v).$$

Jelöljük $dF_{gl}(t)$-vel a zónában levő globális fluxusváltozások eredőjét! Az eddigiek szerint $dF_{gl}(t)$ két komponensből áll: a buborékok által kiváltott $dF^0_{gl}(t)$-vel jellemzett tagból és a buborékoktól független zajforrások okozta $dF(t)$-vel leírható megváltozásokból, azaz:

$$(15) \qquad dF_{gl}(t)=dF^0_{gl}(t)+dF(t).$$

A detektorok zajának vizsgálatára a korrelációfüggvényeket illetve a teljesítménysűrűség-spektrumokat használjuk. A számítások elvégzése során figyelembe vesszük, hogy a detektorok véges hosszúságúak (kb. 0,2 m), de átmérőjükkel nem számolunk, mivel ez nem befolyásolja a végeredményt, ugyanis feltevésünk szerint a neutronfluxus csak a z irány függvénye.

Feltételezve, hogy a detektor jele arányos a detektor helyén, illetve közvetlen környezetében kialakult neutronfluxussal, a d hosszúságú detektor jelét a detektor hosszára vett összegzéssel kaphatjuk meg:

$$(16) \qquad x(t)=\int_{Z_x-d/2}^{Z_x+d/2}[dF_{gl}(t)+dF_{lok}(z,t)]dz,$$

ahol Z_x a detektor középmagassága a zóna aljához viszonyítva.

A továbbiakban kiszámítjuk a jelek amplitúdóspektrumát; erre az argumentumban szereplő $i\omega$-val utalunk. Az $x(t)$ jel amplitúdóspektruma tehát így írható:

$$(17) \qquad X(i\omega)=\int_{Z_x-d/2}^{Z_x+d/2}[dF_{gl}(i\omega)+dF_{lok}(z,i\omega)]dz.$$

Felhasználva a (13) és (15) összefüggéseket $X(i\omega)$-ra kapjuk:

$$(18) \qquad X(i\omega)=\int_{Z_x-d/2}^{Z_x+d/2}[dF_{gl}(i\omega)+G\int_0^H dF^0_{lok}(i\omega)\exp(-i\omega z/v)dz+$$

$$+dF^0_{lok}(i\omega)\exp(-i\omega z/v)]dz,$$

azaz

$$H(i\omega)=d\cdot dF(i\omega)+d\cdot dF^{0}_{lok}(i\omega)\cdot G\cdot H\cdot \exp(-ib)\frac{\sin(b)}{b}+ \tag{19}$$
$$+d\cdot dF^{0}_{lok}(i\omega)\exp(-i\omega Z_x/v)\frac{\sin(a)}{a},$$

ahol $G=S/c$, $a=\pi d/2v$ és $b=\pi H/2v$.

Használjuk fel most az előzőekben definiált keresztspektrumot két detektor zajának vizsgálatához. $X(i\omega)$-val illetve $Y(i\omega)$-val jelöljük a két, axiálisan egymás fölé helyezett detektor amplitúdó-spektrumait. A detektorok középmagassága a zóna aljához viszonyítva Z_x illetve Z_y, hosszúságuk d. A keresztspektrum felírásánál a $dF^{*}(i\omega)dF^{0}_{lok}(i\omega)$ alakú szorzatokat elhagyjuk, mivel feltételezzük, hogy a globális fluxusváltozás nem buborékoktól származó része sztochasztikusan független a lokális megváltozásoktól, így keresztkorreláció-függvényük azonosan zérus. A keresztspektrum ezért így írható az eddig használt jelölésekkel:

$$\begin{aligned}
&CPSD(i\omega)=d^{2}\cdot dF(i\omega)\cdot dF^{*}(i\omega)+\\
&+d^{2}\cdot dF^{0}_{lok}(i\omega)dF^{0}_{lok}{}^{*}(i\omega)\cdot G^{2}\cdot H^{2}\cdot\frac{\sin^{2}(b)}{b^{2}}+\\
&+d^{2}\cdot dF^{0}_{lok}(i\omega)dF^{0}_{lok}{}^{*}(i\omega)\cdot\exp(i\omega(Z_y-Z_x)/\;)\cdot\frac{\sin^{2}(a)}{a^{2}}+\\
&+d^{2}\cdot dF^{0}_{lok}(i\omega)dF^{0}_{lok}{}^{*}(i\omega)\cdot G\cdot H\exp(i\omega Z_y/v-ib)\times\\
&\times\frac{\sin(a)\cdot\sin(b)}{a\cdot b}+d^{2}\cdot dF^{0}_{lok}(i\omega)dF^{0}_{lok}{}^{*}(i\omega)\cdot G\cdot H\times\\
&\times\exp(ib-i\omega Z_x/v)\cdot\frac{\sin(a)\cdot\sin(b)}{a\cdot b}.
\end{aligned}\tag{20}$$

A továbbiakban ennek a komplex mennyiségnek a fázisát vizsgáljuk a frekvencia függvényében - tehát az korfrekvenciáról az $f=\omega/2\pi$ frekvenciára térünk át. A fázis a frekvencia függvényében így adható meg:

$$p(f)=\mathrm{arctg}\frac{IM(CPSD)}{RE(CPSD)}, \tag{21}$$

ahol $IM(CPSD)$ a keresztspektrum képzetes része, $RE(CPSD)$ pedig a valós részt jelöli. A számítások elvégzése után:

$$p(f)=\mathrm{arctg}\frac{\sin(Qf)\cdot SD^{2}(f)+G\cdot H\cdot S(f)\cdot SD(f)\cdot SH(f)}{\cos(Qf)SD^{2}(f)+G\cdot H\cdot C(f)\cdot SD(f)\cdot SH(f)+G^{2}\cdot H^{2}\cdot SH^{2}(f)+K(f)}. \tag{22}$$

Itt bevezettük az alábbi jelöléseket:

$$Q=2\pi(Z_y-Z_x)/v;$$

$$S(f)=\sin(f\cdot\pi\cdot(2Z_y-H)/v)+\sin(f\cdot\pi\cdot(H-2Z_x)/v);$$

$$C(f)=\cos(f\cdot\pi\cdot(2Z_y-H)/v)+\cos(f\cdot\pi\cdot(H-2Z_x)/v);$$

$$SD(f)=\frac{\sin(\pi\cdot d\cdot f/v)}{\pi\cdot d\cdot f/v}; \quad SH(f)=\frac{\sin(\pi\cdot H\cdot f/v)}{\pi\cdot H\cdot f/v},$$

$$K(f)=\frac{dF(if)\,dF^*(if)}{dF^0_{lok}(if)\,dF^0_{lok}{}^*(if)}.$$

Látható, hogy ez utóbbi $K(f)$ függvény a buborékoktól független zajforrásoktól származó globális fluxusváltozások autospektrumának és a lokális fluxusváltozások autospektrumának a hányadosa. A függvény alakját mérésekből lehet közelítőleg megadni, mi azonban konstansnak választjuk; ez nem módosítja lényegesen az eredményt. Így elkerüljük a túl sok határozatlan paraméter illesztését, ami könnyen vezetne hibás eredményre.

A PAKSI MÉRÉSEK ÉRTELMEZÉSE

A (22) formula lényegében két ismeretlen paramétert tartalmaz. A G paraméter fizikai jelentése: a buborékoktól származó globális fluxusváltozások relatív erőssége; a K paraméteré pedig: a buborékoktól független zajforrások zajának erőssége a buborékok zajához viszonyítva. Feladatunk az, hogy meghatározzuk ezen paraméterek értékeit a mérésből kapott görbére való illesztéssel.

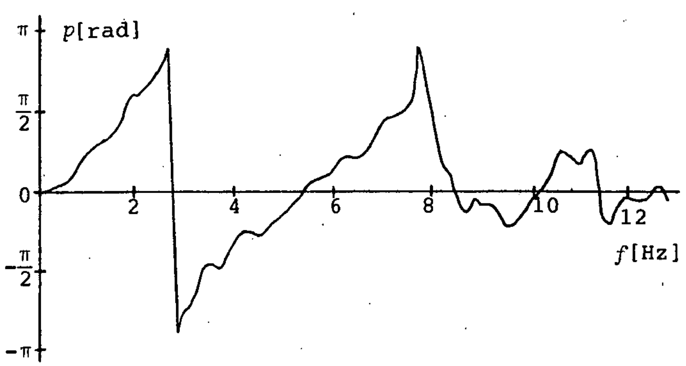
A mühlebergi forralóvizes atomerőműben zónán belüli detektorok között lineáris fázist mértek 0-13 Hz tartományban (Behringer, 1972). A fenomenologikus magyarázatot a globális-lokális fluxusváltozások feltételezésével adták meg [4-6], és az eredményeket a közvetlenül nehezen mérhető hűtőközegsebesség meghatározására használják.

Ha modellünkben speciálisan $d=0$, $G=0$, $K=0$-t választunk, akkor ez azt jelenti, hogy pontszerűnek tekintjük a detektorokat, és nem vesszük figyelembe a globális fluxusváltozásokat. Ekkor lineáris fázist kapunk.

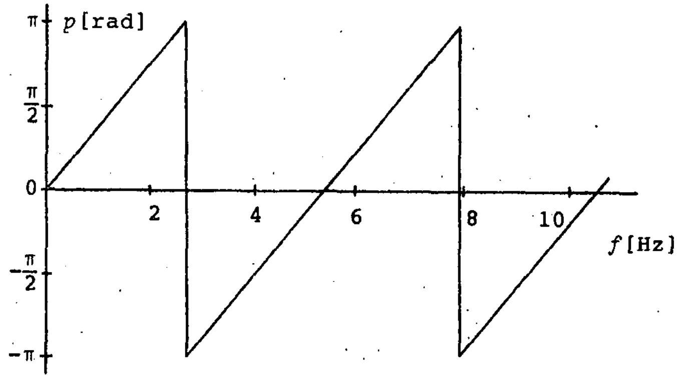
Az 1.*a. ábrán* láthatunk egy, a Paksi Atomerőműben végzett mérésből kapott fázisgörbét, az 1.*b. ábrán* pedig az említett paraméterértékekkel számított görbét. A méréseket a Központi Fizikai Kutatóintézet munkatársai végezték; ezekből a mérésekből ismertek az egyéb adatok is (detektorok helyzete, zónamagasság: H=2,5 m, stb.), amelyeket a számításkor figyelembe vettünk. Megjegyezzük, hogy az illesztést csak viszonylag alacsony frekvenciákon (kb. 0-10 Hz) érdemes elvégezni, ugyanis magasabb frekvenciákon az átviteli függvény tulajdonságai miatt az egyéb zavaró zajok dominálnak. Fontos tudnunk azt is, hogy a fázis szórása igen nagy lehet olyan frekvenciákon, ahol a keresztspektrum abszolút értéke kicsiny az autospektrumhoz képest.

Sokszor már kis frekvenciákon is jelentős az eltérés a fázismenettől. Ennek az az oka, hogy a detektorokat eddig pontszerűnek tekintettük (d=0), és nem vettük figyelembe a buborékoktól független globális fluxusváltozásokat sem (K=0). Ha formulánkba a valóságnak megfelelő d=0,2 m értéket helyettesítjük, lényegesen jobb egyezést kapunk, ami jól látható a 2.*a.-b. ábrán*

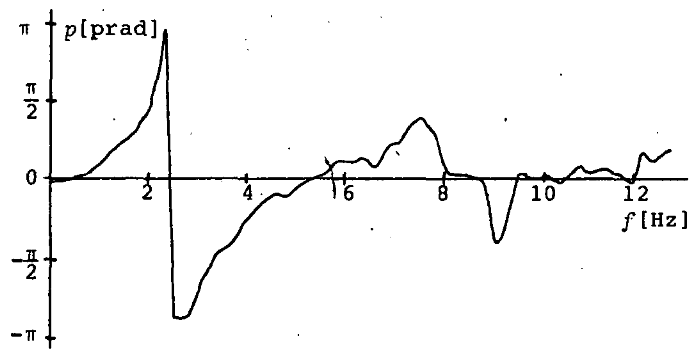
A mért adatoknak még egy sajátossága van, ami a fázisgörbe finomabb szerkezetében látható (3.*a. ábra*). Ezt is reprodukálhatjuk a (22) formulával, ha G-t zérustól különbözőnek választjuk, tehát ezt a jellegzetességet a modellunk szerint a buborékoktól származó globális fluxusváltozások okozzák (3.*b. ábra*).



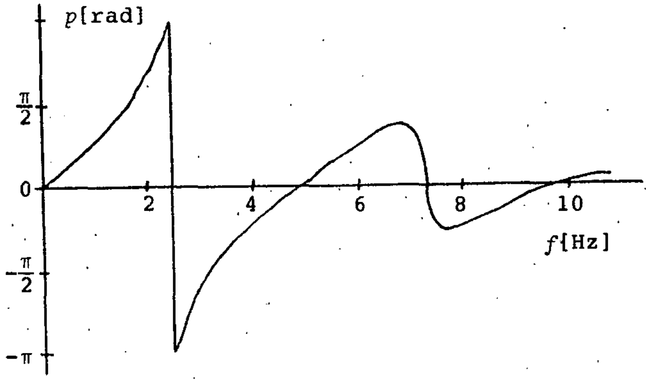
1.*a. ábra.* Reaktor aktív zónájában két detektor között mért fázis. A detektorok helyzete: Z_x=0,611 m; Z_y=1,222 m. A jeleket mágnesszalagra rögzítik, majd a zajdiagnosztikai mennyiségeket számítógéppel kiszámítják.



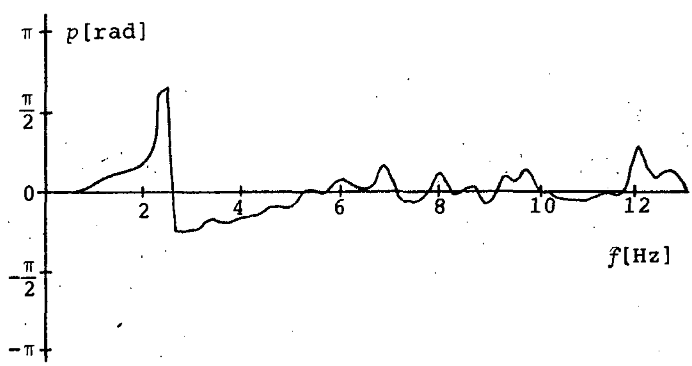
1. *b. ábra.* A (22) formula alapján számított fázis grafikonja (d=0, K=0, G=0). A meredekségből meghatározható a hűtőközeg terjedési sebessége: v=3,21 m/s.



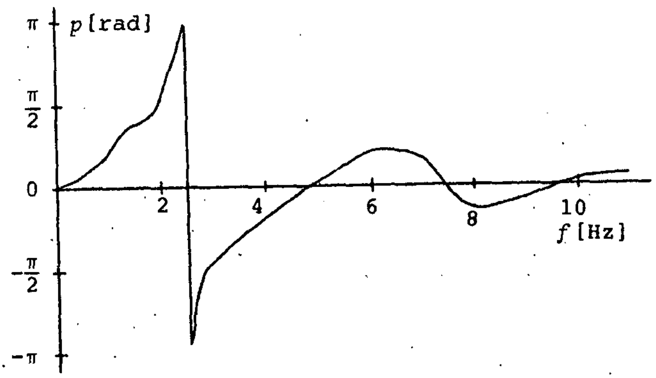
2. *a. ábra.* Mérésből kapott fázisgörbe. A detektorok helyzete: Z_x=0,608 m; Z_y=1,220 m. Már alacsony frekvenciákon is jelentős az eltérés a lineáristól.



2. *b. ábra.* d=0,2 m, K=0,5, G=0, v=3,00 m/s paraméterértékekkel számított fázis. A frekvencia növekedésével a fázis nullához közelít, ami annak a következménye, hogy a detektorok nem pontszerűek. Figyelembe vettük a buborékoktól független globális fluxusváltozásokat is ($K\neq 0$).



3. *a. ábra.* Mérésből kapott fázisgörbe. A detektorok helyezete: Z_x=1,220 m; Z_y =1,830 m. Jól látható a 0-2 Hz tartományban a görbe jellegzetes alakja.



3. *b. ábra.* d=0,2 m, K=0,7, G=0,9, v=3,00 m/s paraméterértékekkel számított fázis. Figyelembe vettük a buborékoktól származó globális fluxusváltozásokat is: $G \neq 0$. Megjegyezzük, hogy mivel a G paraméter hatása a görbe finomabb struktúrájában jelentkezik, ezért az illesztéséhez pontosabb méréseket célszerű végezni.

ÖSSZEFOGLALÁS

A dolgozatban egy modellt adtunk meg, amely képes kvalitatíve leírni a mért fázisgörbék finomabb struktúráját is, pontosabbá téve ezáltal az atomreaktorok hűtőközege terjedési sebességének meghatározását is.

A korábbi modellek továbbfejlesztéseként figyelembe vettük, hogy a neutrondetektorok nem pontszerűek, nem hanyagoltuk el a perturbációk okozta globális fluxusváltozásokat sem. Ezzel lehetővé vált, hogy becslést adjunk a terjedő perturbációktól független zajforrások zajának relatív erősségére és a perturbációk okozta globális fluxusváltozások relatív erősségére, amely információt adhat a rendszer működéséről, visszacsatoltsági állapotáról.

Bár modellünk egyszerűsítéseket is tartalmaz, azonban a jelenlegi mérések vizsgálatánál nem lett volna célszerű újabb határozatlan paramétereket elemezni, mert a paraméterek számának növelése kedvezőtlenül befolyásolhatná a modell megbízhatóságát. A modell előnye éppen az, hogy viszonylag egyszerű, mégis több hasznos információt szerezhetünk segítségével a rendszer működéséről.

Ezúton szeretnék köszönetet mondani nélkülözhetetlen útmutatásaikért Dr. Pór Gábornak, a Központi Fizikai Kutatóintézet tudományos főmunkatársának, és Dr. Kiss László Bélának, a József Attila Tudományegyetem Kísérleti Fizikai Intézete tanársegédjének.

IRODALOMJEGYZÉK

[1] N. Hesselmann, *Digitális jelfeldolgozás*, Műszaki Könyvkiadó, Budapest, 1985.

[2] W. Wehrmann, *Korrelációs technika*, Műszaki Könyvkiadó, Budapest, 1983.

[3] G. Pór, *Atomerőművi reaktorok zajmérésen alapuló diagnosztikája*, Kandidátusi értekezés, Budapest, 1985.

[4] Gy. Kosály, Neutronic response to two-phase flow in a nuclear reactor, *Progress in Nuclear Energy*, 9, 1982.

[5] D. Wach, The analysis of at-power neutron flux noise in the frequency range of vibrating reactor structures, *Annals of Nuclear Energy*, 2, 1975.

[6] D. Wach, Gy. Kosály, Investigation of the joint effect of local and global driving sources in incore-neutron noise measurements, *Atomkernenergie*, 23, 1974.

Gingl Zoltán
V. évf. fizikus hallgató
3022 Lőrinci, Bercsényi u. 4.