

A xenonkoncentráció változásának vizsgálata homogén reaktor esetében

A xenonlengés a nagy beépített teljesítményű atomreaktorok egyik fontos folyamata, amely során a xenon térbeli és időbeli koncentrációja jelentős mértékben és folyamatosan változik az üzem közben. Ez a jelenség nagyban befolyásolja a reaktorok szabályozhatóságát és indíthatóságát is, így vizsgálata kiemelten fontos. A kutatás célja a reaktorüzem során kialakuló xenonkoncentráció térbeli és időbeli változásának minél pontosabb szimulációja. A probléma leírására alkalmazott modellkörnyezet az egydimenziós, időfüggő diffúzióegyenlet és a hozzá csatolt xenon-mérlegegyenletből álló nemlineáris egyenletrendszer. Fő célkitűzés ennek numerikus megoldása és az általános tulajdonságainak vizsgálata.

In the research work the phenomenon of xenon oscillation was examined. A coupled equation system containing the one-group, one-dimensional diffusion equation and the equations concerning the production of Xe-135 and I-135 was solved with finite difference method. The code was developed in Matlab.

Kulcsszavak: Xenonlengés, atomreaktor, reaktorméreg, hatáskeresztmetszet, diffúzióegyenlet, véges differenciák

1. BEVEZETÉS, MOTIVÁCIÓ

Napjainkban a világ számos országában alkalmaznak és tervezetten építenek atomerőműveket az egyre növekvő energiaigények kielégítésére. A jelenleg tervezett és beruházás alatt álló atomerőművek nagy részének beépített teljesítménye meghaladja az 1000 MW-ot. Az ilyen atomreaktor típusok egyik meghatározó folyamata a xenonlengés. A folyamat lényege, hogy a hasadás során a térben nem egyenletes eloszlással keletkező xenon izotóp (a láncreakció szempontjából erős reaktorméregnek (a maghasadás során keletkező olyan izotóp, amely befogási hatáskeresztmetszete sokkal nagyobb a fűtőanyagénál) tekinthető hasadási termék) a teljesítményszabályzás során erős instabilitásokat eredményezhet, melynek nem megfelelő kezelése a reaktor normál üzemének tekinthető állandósult (kritikus) állapot fenntartását nem biztosítja [1]. Erre jó példa a Paks II. projekt keretében tervezett új VVER-1200 blokkok esete [2], ahol a nagy teljesítményhez szükséges megnövekedett

reaktorméret, ezen belül is az axiálisan nagyméretű zóna tipikusan érzékeny a nagy mennyiségben nem egyenletesen keletkező xenonkoncentráció változására. Mindezek alapján a nukleáris biztonság garantálása érdekében elengedhetetlen a xenonkoncentráció változásának nyomon követése és leírása, valamint a teljesítményre gyakorolt hatásának kompenzálása.

A kutatás célja a reaktorüzem során kialakuló xenonkoncentráció térbeli és időbeli változásának minél pontosabb szimulációja. A jelenség vizsgálatához először az egydimenziós, időfüggő diffúzióegyenletet megoldó kódot, majd az ehhez csatolt xenon-mérlegegyenletből álló nemlineáris egyenletrendszert megoldó programot fejlesztettem. Fő célkitűzés a jelenséget leíró differenciálegyenlet-rendszer numerikus megoldása, és a xenonlengés tulajdonságainak vizsgálata.

2. SZTATIKUS DIFFÚZIÓEGYENLET MEGOLDÁSA

A kutatásom során a diffúzióegyenletet alkalmazom a probléma leírására. Ebben a fejezetben a sztatikus diffúzióegyenlet megoldását mutatom be végesdifferencia-módszerrel.

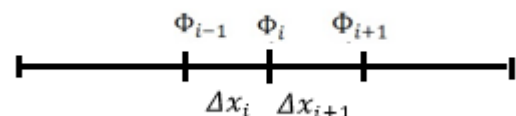
2.1 A végesdifferencia-módszer [3]

A véges differenciák módszerét első lépésben az egycsoport diffúzióegyenletre alkalmazom, amely alakja homogén reaktorban az alábbi:

$$0 = D\Delta\phi(x) + \left[\frac{v\Sigma_f}{k_{eff}} - \Sigma_a \right] \phi(x) \quad (1)$$

ahol D a diffúziós állandó, $\phi(x)$ a helyfüggő csoportfluxus, v az átlagos neutronhozam, Σ_f a makroszkópikus hasadási hatáskeresztmetszet, Σ_a a makroszkópikus abszorpció hatáskeresztmetszet, a k_{eff} pedig az effektív sokszorozási tényező. Az egycsoport közelítésben a neutronok energiáját egyenlőnek tekintjük.

A véges differenciák módszerének alkalmazásánál a vizsgált tartományt az x változó szerint tetszőleges sok kis részre osztom fel, amelyeken belül az anyagi paramétereket homogénnek tekintem, valamint az osztópontok között a fluxust is állandónak veszem. Az x koordináta szerinti első határpont indexe 1, az utolsóé n , illetve az intervallumokat a tartomány végpontjának indexével jelezem. Ezen felosztásra példa az (i-1) és (i+1) tartományon az 1.ábrán található.



1. **Ábra.** Az (i-1)-(i+1) tartomány felosztása a véges differenciák módszerénél

Az első egyenletet a $[x_{i-1/2}, x_{i+1/2}]$ tartományon integrálva az egyenletben szereplő tagok véges differenciákkal közelített alakjai az alábbiak szerint írhatóak fel:

$$\int_{x_{i-1/2}}^{x_{i+1/2}} \text{div}(D(x)\text{grad}\Phi(x)) dx \cong D_{i+1} \frac{\Phi_{i+1} - \Phi_i}{\Delta x_{i+1}} + D_i \frac{\Phi_i - \Phi_{i-1}}{\Delta x_i}, \quad (2)$$

$$\int_{x_{i-1/2}}^{x_{i+1/2}} \Sigma_a \phi(x) dx \cong \left(\frac{\Delta x_{i+1}}{2} \Sigma_{a,i+1} + \frac{\Delta x_i}{2} \Sigma_{a,i} \right) \Phi_i, \quad (3)$$

$$\int_{x_{i-1/2}}^{x_{i+1/2}} \Sigma_a \phi(x) dx \cong \left(\frac{\Delta x_{i+1}}{2} \Sigma_{a,i+1} + \frac{\Delta x_i}{2} \Sigma_{a,i} \right) \Phi_i. \quad (4)$$

Az átlagos neutronhozamot állandónak tekintem minden tartományban, mert változása olyan kicsi, hogy ez megtehető.

Így a stacioner diffúzióegyenlet véges differenciákkal közelített alakja az i-edik osztópontra:

$$0 = \frac{D_{i+1}}{\Delta x_{i+1}} \phi_{i+1} + \frac{D_i}{\Delta x_i} \phi_{i-1} - \left(\frac{D_{i+1}}{\Delta x_{i+1}} + \frac{D_i}{\Delta x_i} \right) \phi_i - \left(\frac{\Delta x_{i+1}}{2} \Sigma_{a,i+1} + \frac{\Delta x_i}{2} \Sigma_{a,i} \right) \phi_i + \frac{1}{k_{eff}} \left(\frac{\Delta x_{i+1}}{2} \Sigma_{f,i+1} + \frac{\Delta x_i}{2} \Sigma_{f,i} \right) v \phi_i. \quad (5)$$

A megoldás egyszerűsítése érdekében érdemes vektor, illetve mátrix alakban felírni az osztópontokban értelmezett fluxust, illetve szorzótényezőit, így az (5)-ös egyenlet az alábbi alakra egyszerűsödik:

$$0 = a_i \phi_{i+1} + b_i \phi_{i-1} - e_i \phi_i + f_i, \quad (6)$$

ahol

$$\mathbf{a} = \begin{bmatrix} \frac{D_2}{\Delta x_2} \\ \vdots \\ \frac{D_{n+1}}{\Delta x_{n+1}} \end{bmatrix}, \mathbf{b} = \begin{bmatrix} \frac{D_1}{\Delta x_1} \\ \vdots \\ \frac{D_n}{\Delta x_n} \end{bmatrix}, \mathbf{c} = \begin{bmatrix} \frac{\Delta x_1}{2} \Sigma_{a,1} + \frac{\Delta x_2}{2} \Sigma_{a,2} \\ \vdots \\ \frac{\Delta x_n}{2} \Sigma_{a,n} + \frac{\Delta x_{n+1}}{2} \Sigma_{a,n+1} \end{bmatrix}, \quad (7)$$

$$\mathbf{e} = \mathbf{a} + \mathbf{b} + \mathbf{c}, \quad (8)$$

és

$$\mathbf{f} = \mathbf{P}\phi = \frac{1}{k_{eff}} \begin{bmatrix} \frac{\Delta x_1}{2} v \Sigma_{f,1} + \frac{\Delta x_2}{2} v \Sigma_{f,2} & 0 & 0 \\ 0 & \ddots & 0 \\ 0 & 0 & \frac{\Delta x_n}{2} v \Sigma_{f,n} + \frac{\Delta x_{n+1}}{2} v \Sigma_{f,n+1} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \phi_1 \\ \vdots \\ \phi_n \end{bmatrix} \quad (9)$$

A (6)-os egyenletet mátrix alakba rendezve a fluxusvektor az alábbi összefüggéssel számítható ki:

$$\phi = -\mathbf{A}^{-1} \mathbf{f}. \quad (10)$$

Ahol az A mátrix:

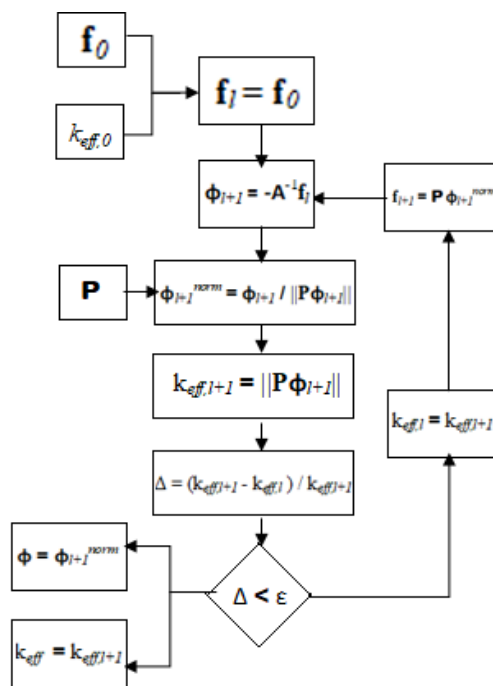
$$\mathbf{A} = \begin{bmatrix} -e_1 & a_1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ b_2 & -e_2 & a_2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & b_3 & -e_3 & a_3 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \ddots & \ddots & \ddots & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \ddots & \ddots & a_{n-1} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & b_n & -e_n \end{bmatrix} \quad (11)$$

A kapott egyenlet megoldásához iterációt kell alkalmazni, amelyet külső- vagy forrásiterációnak nevezünk.

2.2 Forrásiteráció direkt inverz számítással [4]

A forrásiteráció során először a forrástagot állandónak véve számítom ki a fluxust, amit egy speciális egyes norma segítségével normálok (amely az iteráció során tart az effektív sokszorozási tényezőhöz), hogy biztosítva legyen az iteráció konvergenciája. A forrásiteráció során számítható ki így az effektív sokszorozási tényező is. Az iteráció akkor ér véget, hogyha két egymás utáni iterációban kapott effektív sokszorozási tényezők relatív különbsége egy megadott hiba alá csökken.

Az iteráció folyamatábrája a 2. ábrán látható.



2. **Ábra.** A forrásiteráció folyamatábrája

A módszerrel könnyen lehet megoldani az egyenletet, viszont nagyobb méretű mátrixok alkalmazása esetén megnő a numerikus hiba értéke a mátrixinverzió pontatlansága miatt. Bár a Matlab a mátrixinverziót iterálással oldja meg, megkíséréltem egy új iterációs eljárással megoldani az egyenletet a mátrixinverzió helyett, hogy növeljem a számítások pontosságát. Ezt a metódust a következő pontban mutatom be.

2.3 Forrásiteráció belső iterációval [4]

A belső iteráció alkalmazásához definiálok a **B** mátrixot, amelynek értéke:

$$\mathbf{B} = \begin{bmatrix} 0 & \frac{a_1}{e_1} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \frac{b_2}{e_2} & 0 & \frac{a_2}{e_2} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{b_3}{e_3} & 0 & \frac{a_3}{e_3} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \ddots & \ddots & \ddots & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \ddots & \ddots & \frac{a_{n-1}}{e_{n-1}} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{b_n}{e_n} & 0 \end{bmatrix} \quad (12).$$

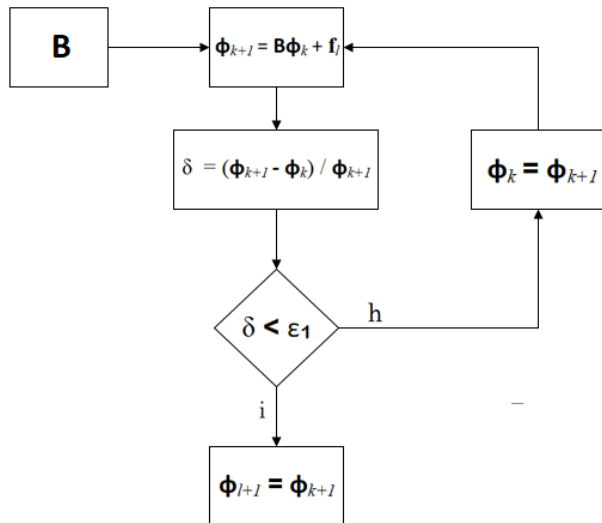
Ezzel a fluxusvektor mátrixegyenlettel felírva és véges differenciákat alkalmazva az alábbi egyenletet kapom:

$$\phi^{k+1} = \mathbf{B}\phi^k + \mathbf{f}', \quad (13),$$

ahol

$$\mathbf{f}' = \mathbf{P}'\phi = \frac{1}{k_{eff}} \begin{bmatrix} \frac{\Delta x_1}{2} v \Sigma_{f,1} + \frac{\Delta x_2}{2} v \Sigma_{f,2} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ e_1 & 0 & \ddots & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \ddots & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{\Delta x_n}{2} v \Sigma_{f,n} + \frac{\Delta x_{n+1}}{2} v \Sigma_{f,n+1} & 0 \\ e_n & 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \phi_1 \\ \vdots \\ \phi_n \end{bmatrix} \quad (14).$$

Így a belső iteráció folyamatábrája a 3. ábrán látható.



3. Ábra. A belső iteráció folyamatábrája

2.4 Numerikus tesztelés

A kódom pontosságát egy kritikus, egydimenziós reaktor adataival teszteltem le Szatmári Zoltán *Reaktorfizikai számítások* című könyvében található példa alapján. Erre az esetre a kétféle megoldási módszerrel kapott effektív sokszorozási tényezők értékeit különböző osztópontszámokra az első táblázat tartalmazza.

1. Táblázat. Az effektív sokszorozási tényezők értékei és relatív eltérésük a kétféle módszert alkalmazva

Osztópontok száma	Forrásiteráció	Belső iteráció	Relatív eltérés (pcm)
10	1,0308160	1,0308159	9,11E-03
20	1,0160701	1,0160698	2,77E-02
30	1,0108701	1,0108695	5,51E-02
50	1,0066074	1,0066061	1,22E-01
75	1,0044419	1,0044396	2,26E-01
100	1,0033507	1,0033472	3,50E-01

A vizsgálatot 100 osztópontig végeztem el, mivel az effektív sokszorozási tényező ezen osztásköz felett már csak elenyészően kis mértékben változik egy osztásközön belül. Mindkét esetben 100 osztópont esetében az effektív sokszorozási tényező eltérése az analitikusan számíthatóhoz képest 0,34%-on belül tér el, így mindkét programot helyesnek ítélem meg.

3. AZ IDŐFÜGGŐ DIFFÚZIÓEGYENLET MEGOLDÁSA

A következő lépésben az instacioner diffúzióegyenlet megoldására készítettem egy programot.

3.1 Az időfüggő megoldás bemutatása [1]

A vizsgált egyenlet ebben az esetben:

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \phi(x, t)}{\partial t} = D \Delta \phi(x, t) + [v \Sigma_f - \Sigma_a] \phi(x, t), \quad (15)$$

A megoldási módszer az instacioner esetben is a végese differenciák módszerével történik. Az egyenlet bal oldali véges differenciákkal az alábbiak szerint írható fel:

$$\frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial t} \int_{x_{i-1/2}}^{x_{i+1/2}} \phi(x, t) dx = \frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\Delta x_{i+1} + \Delta x_i}{2} \phi_i \right) = \frac{1}{v} \frac{\partial \phi_i(t)}{\partial t} \frac{\Delta x_{i+1} + \Delta x_i}{2}. \quad (16)$$

Ha a jobb oldalra alkalmazva az (5)-ös egyenletet, a (14)-es egyenlet véges differenciákkal felírt alakja az alábbi:

$$\frac{\partial \phi_i}{\partial t} = - \frac{2v}{\Delta x_{i+1} + \Delta x_i} \frac{D_{i+1}}{\Delta x_{i+1}} \phi_{i+1} + \frac{D_i}{\Delta x_{i+1} + \Delta x_i} \frac{D_i}{\Delta x_i} \phi_{i-1} - \frac{2v}{\Delta x_{i+1} + \Delta x_i} \left(\frac{D_{i+1}}{\Delta x_{i+1}} + \frac{D_i}{\Delta x_i} \right) \phi_i - \frac{2v}{\Delta x_{i+1} + \Delta x_i} \left(\frac{\Delta x_{i+1}}{2} \Sigma_{a,i+1} + \frac{\Delta x_i}{2} \Sigma_{a,i} \right) \phi_i + \frac{\Delta x_{i+1}}{\Delta x_{i+1} + \Delta x_i} \left(\frac{\Delta x_{i+1}}{2} v \Sigma_{f,i+1} + \frac{\Delta x_i}{2} v \Sigma_{f,i} \right) v \phi_i. \quad (17)$$

A hely szerint a fluxus komponenseit vektorba tudom rendezni, így egy mátrixegyenletté egyszerűsödik a kifejezés:

$$\frac{d\Phi(t)}{dt} = \mathbf{K}\Phi(t), \quad (18)$$

ahol

$$K = \frac{2v}{\Delta x_{i+1} + \Delta x_i} \begin{bmatrix} -e_1 & a_1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ b_2 & -e_2 & a_2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & b_3 & -e_3 & a_3 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \ddots & \ddots & \ddots & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \ddots & \ddots & a_{n-1} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & b_n & -e_n \end{bmatrix} + \frac{2v}{\Delta x_{i+1} + \Delta x_i} \begin{bmatrix} \frac{\Delta x_1}{2} v \Sigma_{f,1} + \frac{\Delta x_2}{2} v \Sigma_{f,2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{\Delta x_n}{2} v \Sigma_{f,n} + \frac{\Delta x_{n+1}}{2} v \Sigma_{f,n+1} \end{bmatrix} \quad (19).$$

Ezek után időbeli diszkretizációt is végrehajtok és kicsiny Δt időintervallumokra osztom fel a teljes időtartományt. Az osztópontokat ekkor p indexszel jelölöm. A megoldást előremutató (implicit) sémát használva tudom megkapni az alábbi egyenleteket használva:

$$\frac{\Phi^{p+1} - \Phi^p}{\Delta t} = K \Phi^{p+1}, \quad (20)$$

$$\Phi^{p+1} = (1 - K \Delta t)^{-1} \Phi^p. \quad (21)$$

4. KÉSŐ NEUTRONOKKAL KIEGÉSZÍTETT RENDSZER VIZSGÁLATA

Az előző fejezetekben bemutatott rendszerek csupán a prompt neutronokat írják le, ám a reaktor szabályozása és üzemvitele szempontjából kiemelten fontos szerepe van a késő neutronoknak is [1]. Ezek a neutronok nem a hasadás pillanatában keletkeznek, hanem hasadványokmagok negatív béta-bomlása után. Emiatt nagy mértékben befolyásolják az időfüggés jellegét is, mivel keletkezési idejük sok nagyságrenddel nagyobb a prompt neutronokénál. Ugyanez teszi lehetővé a reaktor szabályozhatóságát is.

4.1 A késő neutronokra alkalmazott egyenletek bemutatása [3]

A hasadványokmagok bomlása következtében keletkező neutronok rendszerbe való építésénél egy újabb forrástag jelenik meg a diffúzióegyenletben, az eddigiekhez képest időben eltolva:

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \phi(x, t)}{\partial t} = D \Delta \phi(x, t) - \Sigma_a \phi(x, t) + \nu(1 - \beta) \Sigma_f + \sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i(x, t) \quad (22),$$

ahol β a későneutron hányad, λ_i az i jelű anyamag bomlási állandója, $C_i(x, t)$ pedig az i jelű anyamag koncentrációja. Utóbbi változását az alábbi egyenlettel tudjuk leírni:

$$\frac{\partial C_i(x, t)}{\partial t} = -\lambda_i C_i(x, t) + \beta_i \nu \Sigma_f \phi(x, t), \quad (23)$$

A számítások gyorsítása érdekében egy átlagos késő neutron csoporttal számolok a 6 csoport helyett,

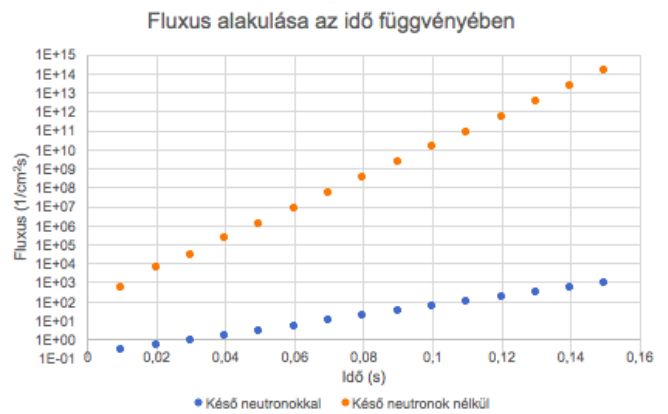
amelynek paramétereit az alábbiak szerint határozom meg:

$$\beta = \sum_{i=1}^6 \beta_i, \quad (24)$$

$$\lambda = \frac{\beta}{\sum_{i=1}^6 \frac{\beta_i}{\lambda_i}}, \quad (25)$$

4.2 A késő neutronok hatása a fluxusra

A késő neutronok hatásának tanulmányozására megvizsgáltam egy enyhén szuperkritikus rendszer fluxusának időfüggését késő neutronokat elhanyagoló és figyelembe vevő esetben, amit a következő grafikonon ábrázoltam.



4. Ábra. A fluxus változása késő neutronok elhanyagolásával és figyelembevételével

Látható, hogy a késő neutronok figyelembevételével a fluxus változása sokkal kisebb mértékű lesz a késő neutronok hosszabb megjelenési ideje miatt.

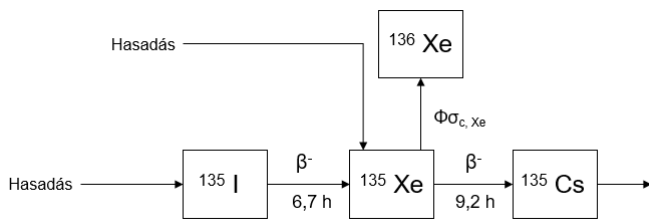
5. XENON

5.1 A xenonmérgezés és a xenonlengés folyamatának bemutatása

A xenon 135-ös izotópjának befogási hatáskeresztmetszete $2,72 \cdot 10^6$ barn, ami négyezerszer nagyobb az urán 235-ös izotópjának ugyanezen értékénél [5]. A xenon-135 keletkezési gyakorisága is igen jelentős, 6,4% [5]. Ezen két tulajdonsága az izotópnak jelentős reaktivitáscsökkenést eredményez a zónában, így hatásával számolni kell a reaktor teljes élettartama során.

A xenon a hasadás során közvetlenül is keletkezhet, illetve a tellúr-135-ből (hasadási termék) a jód-135-ön keresztül béta bomlással. A tellúr felezési ideje nagyon rövid, így azzal a feltételezéssel szoktak élni, hogy a hasadás során a jód közvetlenül keletkezik. A xenon béta negatív bomlással és neutronbefogással fogy a reaktorban.

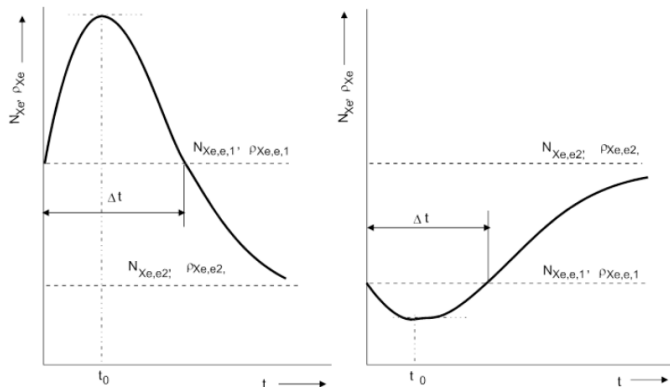
A xenon-135 egyszerűsített keletkezési és bomlási sémáját a 4. ábra mutatja. [1]



5. Ábra. A xenon-135 keletkezési és bomlási sémája

Amennyiben kisméretű reaktort vizsgálunk, a xenon koncentrációját tekinthetjük helytől függetlennek, csupán kis térbeli egyenlőtlenségek vannak a fluxust vizsgálva. Ugyanez nem mondható el nagyteljesítményű reaktorok esetén, ahol a neutronfluxus térbeli eloszlása széles határok között mozoghat.

A xenon magok koncentrációja a fluxus változása esetében az idő függvényében az alábbiak szerint változik:



5. Ábra. A xenon-135 koncentrációjának változása teljesítménycsökkenés (bal) és teljesítménynövekedés (jobb) hatására [6]

A xenonlengés kiváltó oka a reaktoron belüli teljesítményeloszlás inhomogenitása. Példaként, ha egy szabályozórúd elmozdítása következtében a reaktor egy részében a fluxus nő, a másik részében csökkenni fog a teljesítmény állandósága miatt. Így a reaktor két különböző részében a xenon magok koncentrációja különbözőképpen fog változni az 5. ábrán látható módon. Ennek következtében a reaktivitás a reaktor egyik felében nőni, a másikban csökkenni fog. A folyamat viszont a xenonmérgezettség szempontjából megfordul, míg a teljesítményváltozás iránya még egy darabig marad a korábbi. Amint a teljesítményváltozás iránya megváltozik, a reaktor folyamatosan visszatér az eredeti állapotába, így játszódik le egy periódusa a lengésnek. A folyamat periódusideje 30 óra körül változik. A periódusidő eltelte után a lengés kezdődik előlről, azaz a teljesítmény és a fluxus időben és térben is lengést fog végezni. Így a xenonmérgezettség vizsgálata kiemelten fontos nagyteljesítményű reaktorok esetén.

5.2 Az alkalmazott modell bemutatása

A xenonmérgezettség leírására a diffúzióegyenletet megoldó kódhoz csatoltam a jód és xenon magok koncentrációját leíró egyenleteket, amelyek az alábbiak [7]:

$$\frac{\partial N_I(x, t)}{\partial t} = -\lambda_I N_I(x, t) + y_I \Sigma_f \phi(x, t), \quad (26)$$

$$\frac{\partial N_{Xe}(x, t)}{\partial t} = \lambda_I N_I(x, t) + y_{Xe} \Sigma_f \phi(x, t) - [\lambda_{Xe} + \sigma_{Xe}^a \phi(x, t)] N_{Xe}(x, t) \quad (27),$$

ahol N a mag-sűrűséget, y a keletkezési gyakoriságot, λ a felezési időt jelöli, míg a Xe és I indexek a xenon-135, illetve a jód-135 magokra utalnak.

Ezeket az egyenleteket ugyancsak a véges differenciák módszerét alkalmazva építettem bele a megoldókódba. A xenon megjelenése miatt változik az abszorpciót leíró tag az eredeti diffúzióegyenletben, így az alábbiak szerint módosítottam azt:

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \phi(x, t)}{\partial t} = D \Delta \phi(x, t) + [v \Sigma_f - \Sigma_a] \phi(x, t) - \sigma_{Xe}^a N_{Xe}(x, t) \phi(x, t) \quad (28),$$

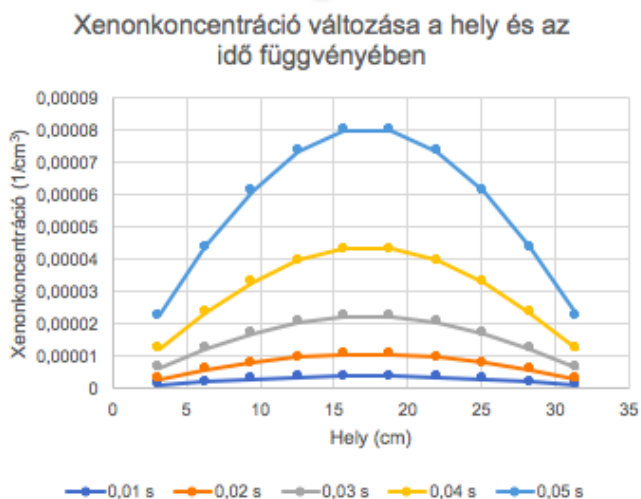
ahol σ_{Xe}^a a xenon-135 mikroszkópikus befogási hatáskeresztmetszete.

A megoldás során, ahogy változik a xenonkoncentráció, úgy folyamatosan felülíródik így az abszorpciót leíró tag. Kis mértékben a kifolyási tag is változik a xenon megjelenése miatt a diffúzióegyenletben, de ez elhanyagolható mértékű a kód szempontjából.

Az egyenletek térbeli és időbeli diszkretizációját a 2. és 3. pontban írtak szerint végeztem el, és ezen numerikus egyenletek megoldására készítettem egy iterációs megoldó kódot.

5.3 Homogén, szimmetrikus reaktor vizsgálata a modellel

A xenonkoncentráció vizsgálatánál a zóna középpontjára nézve koszinuszos eloszlást vártam. Ennek oka, hogy a sztatikus xenon mérlegegyenletet megoldva megoldásként koszinusz függvényt kapunk. A kódot lefuttatva a 6. Ábrán látható eloszlást kaptam meg, ami megfelel a várakozásainknak.



6. Ábra A xenon-135 koncentrációjának változása a hely függvényében különböző időpillanatokban

Jól látható, hogy a xenonkoncentráció az idő előrehaladtával folyamatosan nő, ami ugyancsak megfelel az elvárásainknak.

Ezekből az első futtatásokból a kódot továbbfejlesztve a jövőben lehetőség lesz nemcsak a xenonkoncentráció, de a xenonlengés vizsgálatára is homogén, illetve inhomogén reaktorokban.

6. ÖSSZEFOGALÁS, JÖVŐBENI TERVEK

A munkám során sikerült felépítenem az alapoktól kezdve egy olyan diffúziós kódot, amely stacioner és instacioner esetben is képes kiszámítani a fluxust a reaktorban véges differenciák módszerének segítségével. Ehhez csatoltam a xenon és a jód magok koncentrációjának változását leíró differenciálegyenleteket megoldó kódot, amellyel vizsgálni tudtam a magok térbeli és időbeli eloszlását ugyancsak a véges differenciák módszerét alkalmazva. A jövőbeni fejlesztésekre nagyon sok lehetőség van. Célom, hogy a numerikus megoldások pontosságát növeljem a Runge-Kutta módszer alkalmazásával. Emellett szeretném vizsgálni átfogóbban a xenonmérgezettség és a xenonlengés reaktorteljesítményre gyakorolt hatását, térbeli és időbeli jellegzetességeit, illetve a befolyásoló paramétereket, ami a kód további fejlesztését is igényelni fogja.

További fejlesztési lehetőségként felmerül a kódkiterjesztése egycsoportról több csoportra, ami által még pontosabban meg tudnám vizsgálni a problémakört. Emellett nagy lehetőséget rejt magában heterogén rendszerek vizsgálata is a kóddal, ami ugyancsak egy újabb területet nyitna meg a kutatási folyamatban.

7. IRODALOMJEGYZÉK

- [1] **Dr. Csom Gyula:** Atomreaktorok üzemtana, Budapest, 2005

- [2] **Internetes forrás:** http://www.paks2.hu/hu/PaksII/AJovo/az_uj_blokkok
- [3] **Dr. Szathmáry Zoltán:** Reaktorfizikai számítások, Budapest, 2012
- [4] **Csengeri Eszter:** A xenonlengés elméleti vizsgálata-BSc Szakdolgozat, Budapest, 2016
- [5] **Exfor adatbázis:** <https://www-nds.iaea.org/exfor/exfor.htm>
- [6] **Dr. Czifrus Szabolcs:** Atomreaktorok üzemtana előadás diasor
- [7] **Dr. Szathmáry Zoltán:** Reaktorfizika mérnököknek, Budapest, 2007