

Modelagem da oscilação de xenônio 135 em reatores nucleares avaliada pela discretização de Crank-Nicolson

Carlos A. B. Almeida, Willames A. Soares

Depto de Energia Nuclear, UFPE,

50740-540, Recife, PE

almeidacarlos2003@yahoo.com.br, willamess@yahoo.com.br

José A. M. Neto

Sociedade Educacional de Piedade, SEP,

54420-220, Piedade, PE

prof.josemaciel@click21.com.br

Resumo: As oscilações espaciais da concentração de xenônio-135 são significativas em reatores de grande porte, pois possuem o potencial para provocar oscilações na distribuição do fluxo neutrônico. Neste estudo foram desenvolvidos um algoritmo em diferença finita, empregando o método de Crank-Nicolson generalizado, para resolver as equações diferenciais das concentrações de iodo-135 e xenônio-135 e do fluxo neutrônico, e um código, em linguagem FORTRAN. Foram simulados uma diminuição da potência, após ser atingido o estado de equilíbrio do xenônio, variações dos parâmetros de discretização, neutrônicos e geométricos. Foram encontradas oscilações com uma periodicidade maior do que a encontrada nas referências bibliográficas.

Palavras-chave: Xenônio-135, Oscilações de Fluxo Neutrônico, Crank-Nicolson generalizado

Introdução

Entre os produtos de fissão o mais importante é o xenônio 135 (Xe^{135}), devido à sua alta seção de choque, que é da ordem de megabarns, o seu rendimento de fissão é significativo e ao fato de sofrer decaimento, por estes motivos apresenta potencial para gerar oscilações no fluxo neutrônico. Neste trabalho foi analisado o comportamento, em espaço e tempo, do Xe^{135} num reator nuclear. Este nuclide surge como resultado do decaimento do iodo 135 (I^{135}), e é também produzido diretamente na fissão do urânio 235 (U^{235}). Por conta disso, tem-se que analisar o comportamento das concentrações de I^{135} e Xe^{135} concomitantemente. A distribuição do fluxo neutrônico num núcleo está associada à distribuição de Xe^{135} .

Para estudar esse fenômeno foram desprezados efeitos secundários, tais como a temperatura, o efeito Doppler, os nêutrons atrasados, etc. Para compensar os efeitos na reatividade devido às mudanças na

concentração do Xe^{135} durante os transientes, foi usada a teoria de perturbação [1]. Nos transientes estudados, a potência do reator e sua criticidade foram mantidas. As equações diferenciais que descrevem o comportamento do iodo, xenônio e fluxo neutrônico foram discretizadas utilizando a metodologia de Crank-Nicolson, que possui a característica de ser incondicionalmente estável [2].

A concentração do Xe^{135} e a concentração do I^{135} , é descrita através das equações diferenciais a seguir:

$$\frac{dI}{dt} = y_I \Sigma_F \phi - \lambda_I I \quad (1)$$

$$\frac{dX}{dt} = \lambda_I I + y_X \Sigma_F \phi - \lambda_X X - \sigma_{aX} \phi X \quad (2)$$

Onde I e X são relativos ao I^{135} e Xe^{135} , respectivamente, y é o rendimento de fissão, λ a constante de decaimento, Σ_F é a seção de choque macroscópica de fissão do U^{235} , ϕ o fluxo neutrônico e σ_{aX} a seção de choque microscópica de absorção do Xe^{135} . Seus valores são encontrados na referência [3].

Analisando os termos da equação (1) tem-se que o primeiro termo do lado direito desta representa o aparecimento deste nuclide devido a fissão do U^{235} e o segundo termo seu desaparecimento por conta do seu decaimento radioativo. Fazendo o mesmo com a equação (2), observa-se que o Xe^{135} é formado pelo decaimento do I^{135} e via fissão do urânio, sendo representados pelos dois primeiros termos do lado direito desta equação, respectivamente, e o seu desaparecimento acontece tanto pelo decaimento natural como pela absorção de nêutrons, o terceiro e o quarto membro na mesma equação, nessa mesma ordem.

A equação de difusão de nêutrons é simplesmente uma equação de balanço num volume discreto do reator, sendo encontrada nos livros textos sua dedução completa. Para esse estudo esta assume a seguinte forma:

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \phi(x,t)}{\partial t} = D \frac{\partial^2 \phi(x,t)}{\partial x^2} + [v \Sigma_F - \Sigma_a - \Sigma_p - DB_T^2] \phi(x,t) - \sigma_{aX} \Delta X(x,t) \phi(x,t) + \sigma_{aX} F_C \phi(x,t) \quad (3)$$

Foi considerada uma dimensão no espaço, discutindo cada termo tem-se que o primeiro do lado direito representa a fuga neutrônica no eixo x, o termo entre colchetes representa a produção líquida de nêutrons, neste pode-se destacar a contribuição devido ao mecanismo de controle, por exemplo, veneno líquido (liquid poison), barras de controle, etc, representado por Σ_p . Seguindo, o termo que representa a absorção do Xe^{135} foi tratado separadamente do termo de absorção total, e será representado por $\sigma_{aX} \Delta X(x,t) \phi(x,t)$, onde $\Delta X(x,t)$ representa a variação da concentração deste nuclídeo.

O termo para manter a criticalidade do sistema, oriundo da teoria da perturbação [1], é representado por $\sigma_{aX} F_C \phi(x,t)$. O termo F_C surge através da relação entre a perturbação global no reator gerada pela variação da concentração de xenônio, esta é dada pela variação entre seus valores em passos de tempo consecutivos, e a compensação local da reatividade ΔF_C , esta é realizada através dos dispositivos de controle. Esta relação é mostrada pela expressão:

$$\Delta F_C = \frac{\int_{reator} (X_i^{j+1} - X_i^j) \cdot \phi_i^2 \cdot dx}{\int_{local} \phi_i^2 \cdot dx} = \frac{\int_{i=1}^{N_1+1} (X_i^{j+1} - X_i^j) \cdot \phi_i^2 \cdot dx}{\int_{N_1}^{N_2} \phi_i^2 \cdot dx + \int_{N_3}^{N_4} \phi_i^2 \cdot dx} \quad (4)$$

Onde os parâmetros N_1 , N_2 , N_3 e N_4 representam posições para a compensação da criticalidade, estando em ordem crescente para não haver sobreposição dentro do núcleo. Para calcular esse efeito ao longo do tempo faz-se o somatório dessa perturbação encontrando assim o termo F_C . Da seguinte forma:

$$F_C = \sum_{tempo} \Delta F_C$$

Os valores calculados das grandezas neutrônicas são referentes a reatores do tipo PHWR (CANDU) e são encontrados na referência [3].

A interação entre o Xe^{135} e as mudanças na distribuição do fluxo que acompanham mudanças locais na reatividade, pode conduzir a oscilações espaciais na distribuição do fluxo neutrônico num reator térmico grande. Para explicar esse fenômeno

será considerado que o reator está operando no estado de equilíbrio para o nível do fluxo de nêutrons por um longo período de tempo. Assim, a concentração deste nuclídeo atingirá o estado de equilíbrio, a descrição de como ocorre a interação entre a concentração de Xe^{135} e a distribuição do fluxo neutrônico está descrita na referência [3].

Metodologia

A discretização das equações diferenciais (1), (2) e (3) foi realizada de acordo referência [3], sendo utilizado o método de Crank-Nicolson generalizado [2] nesta discretização as derivadas espaciais podem ser substituídas pelos valores ponderados para o instante de atual (j) e o instante posterior (j+1), e este método possui a característica de ser incondicionalmente estável. Fazendo a discretização das equações diferenciais (1), (2) e (3), pode-se reescrevê-las, respectivamente, da seguinte forma:

$$\left\{ \frac{1}{\Delta t} + \lambda_I r \right\} I_{i,j+1} = \left\{ \frac{1}{\Delta t} - \lambda_I (1-r) \right\} I_{i,j} + y_I \Sigma_F \phi_{i,j} \quad (5)$$

$$\left[\left\{ \frac{1}{\Delta t} + \lambda_X r \right\} + \sigma_{aX} r \phi_{i,j} \right] X_{i,j+1} = \left\{ \frac{1}{\Delta t} - \lambda_X (1-r) \right\} X_{i,j} - \sigma_{aX} (1-r) \phi_{i,j} X_{i,j} + \lambda_I I_{i,j} + y_X \Sigma_F \phi_{i,j} \quad (6)$$

$$\left\{ \frac{1}{v D \Delta x} + \frac{2r}{(\Delta x)^2} \right\} \left[\frac{(v \Sigma_F - \Sigma_a - \Sigma_p - \Sigma_{Xe,eq})}{D} B_T^2 \right] + r \frac{\sigma_{aX}}{D} [X_{i,j} - F_C] \phi_{i,j+1} = \left\{ \frac{1}{v D \Delta x} - \frac{2(1-r)}{(\Delta x)^2} \right\} (1-r) \left[\frac{(v \Sigma_F - \Sigma_a - \Sigma_p - \Sigma_{Xe,eq})}{D} B_T^2 \right] - (1-r) \frac{\sigma_{aX}}{D} [X_{i,j} + F_C] \phi_{i,j} + \frac{r}{(\Delta x)^2} [\phi_{i+1,j+1} + \phi_{i-1,j+1}] + \frac{(1-r)}{(\Delta x)^2} [\phi_{i-1,j} + \phi_{i+1,j}] \quad (7)$$

A equação (6) tem forma matricial possuindo matrizes do tipo tridiagonais, sendo esta forma utilizada para o cálculo do fluxo temporal no código desenvolvido.

O caso que foi adotado para este estudo, foi que o reator fica operando até ser atingido o estado estacionário do xenônio, o que acontece em aproximadamente 100 horas de operação. Em seguida, foi simulada a diminuição da potência global do reator, quantificada pelo fator PM, procedendo assim o fenômeno das oscilações foi observado. A manutenção da potência do reator é realizada através do controle automático do sistema, foi considerado que a seção de choque de fissão do combustível permanece constante durante os transientes estudados.

No código desenvolvido, a manutenção da potência é realizada pelo reescalonamento do fluxo neutrônico, exceto quando ocorre a diminuição da potência, sendo calculado pelo produto do fluxo posterior e o fator de normalização FN, onde o termo FN é expresso pelo quociente entre o somatório, no espaço, do fluxo no instante atual e o somatório do fluxo no instante posterior.

Vale ressaltar que foram desprezados no desenvolvimento do algoritmo os seguintes efeitos: i) Mudanças nas temperaturas do combustível e refrigerante durante os transientes e os seus efeitos na reatividade do reator; ii) Efeito Doppler de absorção neutrônica; iii) Queima não uniforme de combustível no sistema; e iv) Precursores de nêutrons atrasados.

Resultados

Foi definido um conjunto de valores das grandezas chamado de ‘Caso Padrão’. Este será utilizado como referência para os resultados obtidos e para comparar com os resultados extraídos quando realizada a variação dos parâmetros. Os valores do Caso Padrão estão relacionados na tabela 1.

As grandezas relacionadas são: fluxo máximo ϕ_{\max} , comprimento do reator a , fator de ponderação de Crank-Nicolson r , passo de tempo para cálculo do fluxo Δt_F , passo de espaço Δx , fator de achatamento do fluxo δ , fator de compensação da criticalidade F_C , fator de diminuição da potência PM, e o número de nós na malha N.

Tabela 1: Grandezas do Caso Padrão e seus valores

Grandeza	Valor
ϕ_{\max} (n/cm ² .s)	$1,0 \times 10^{15}$
a (cm)	600
r	0,7
Δt_F (s)	$1,0 \times 10^{-3}$
Δx (cm)	10
δ	0,8
F_C	Simétrico
PM	0,4
N	60

Para que os intervalos do fator de compensação fiquem simétricos, em relação ao centro do reator, adotou-se para N_1 , N_2 , N_3 e N_4 os valores 15, 16, 45 e 46, respectivamente.

Para observar com comportamento do fluxo neutrônico e da concentração de Xe^{135} , utilizando os valores da tabela 1, foram utilizados valores pontuais de fluxo, figura 1(a), e do xenônio, figura 1(b), em três posições no reator: no centro, à direita e à esquerda.

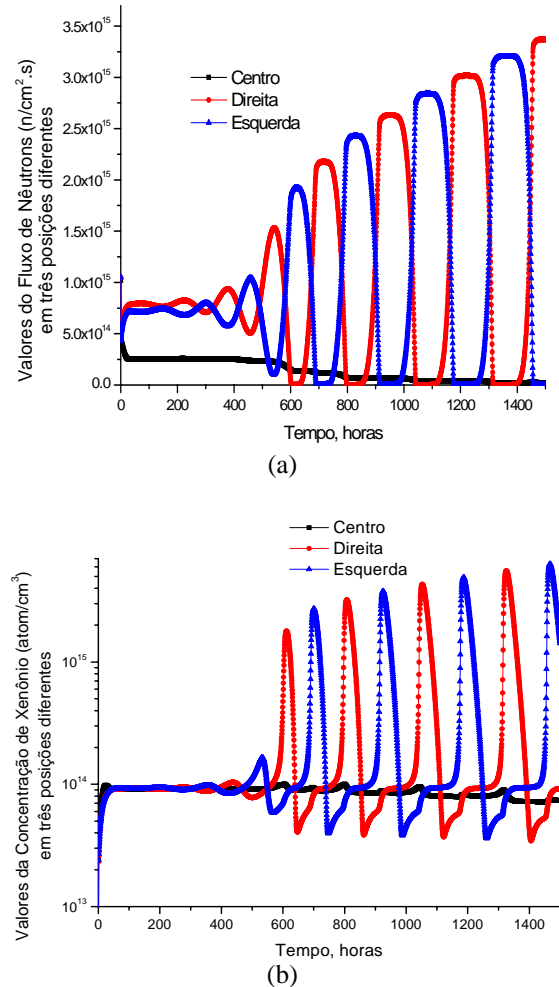


Figura 1: Fluxo(a) e xenônio(b) em três posições no reator em função do tempo.

Analisando estas figuras, observa-se que há alternância dos valores do fluxo neutrônico e da concentração de xenônio da direita e esquerda, mostrando que está ocorrendo oscilação de um lado para o outro. Outra forma de observar esse comportamento seria visualizar a distribuição do fluxo de nêutrons e do xenônio em todo reator, para isso foram escolhidos alguns instantes, como estão mostradas nas figuras 2(a) e 2(b), nessa mesma ordem.

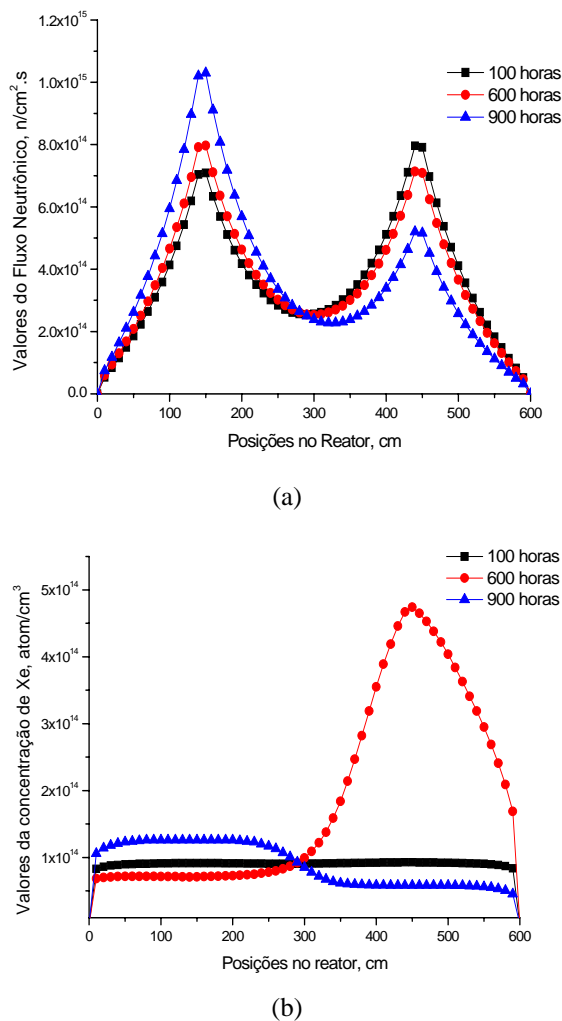


Figure 2: Distribuição do fluxo(a) e do xenônio(b) em função do espaço em diferentes instantes de tempo.

Analisando essas figuras pode-se observar que há mudança dos valores do fluxo neutrônico e do xenônio de lado um para o outro no reator, como já dito anteriormente. Isto garante que o fenômeno da oscilação está se manifestando nas simulações do código desenvolvido.

Através da figura pode-se notar que a periodicidade das oscilações é da ordem de 230 horas, que é um resultado bem diferente do que as referências bibliográficas mostram [1].

Conclusões

Durante as simulações foi verificada a coerência com respeito à variação dos parâmetros de discretização, r , Δt_F e Δx . Foram realizadas variações dos parâmetros neutrônicos e geométricos, fluxo neutrônico máximo, comprimento do reator, fator de diminuição da potência e fator de achatamento. Foi notado que quando ϕ_{\max} diminui de

uma ordem de grandeza em relação ao caso padrão, o fenômeno é amortecido.

Quanto aos valores investigados dos fatores PM e δ as oscilações continuaram a aparecer. Quanto à periodicidade encontrada ser maior que o esperado pelas referências, vale ressaltar que foram realizadas várias tentativas para explicar este fato. Uma delas foi mudar, ficticiamente, as meias vidas do I^{135} e Xe^{135} e foi notado que a periodicidade acompanha proporcionalmente as mudanças das meias vidas, como esperado.

Referências

- [1] J. J. Duderstadt; L. J. Hamilton, Nuclear Reactor Analysis, Michigan: John Wiley and Sons, Inc., 1976. E. F. Author, Book Title in Italic, Publisher, City & Country (1976).
- [2] D. Greenspan; V. Casulli. Numerical Analysis for Applied Mathematics, Science and Engineering. USA. Addison-Wesley Publishing Company, Inc., 1988.
- [3] C. A. B. Almeida. "Oscilações Espaciais de Xenônio-135 e do Fluxo Neutrônico". Dissertação de Mestrado. Departamento de Energia Nuclear, UFPE, Brasil. 2006.