

Efectos en la Reactividad con Temperatura de Retroalimentación

Effects of Feedback Temperature on Reactivity

Daniel Suescún-Díaz^{1*}, Geraldyn Ule-Duque¹, Jesús-Antonio Chala-Casanova¹.

Resumen

Diferentes simulaciones numéricas para el cálculo de la reactividad con efecto de temperatura de retroalimentación se presentan en este trabajo. Se considera la aproximación de la serie de Euler-Maclaurin con el segundo número de Bernoulli para discretizar la ecuación inversa de la cinética puntual. El efecto Doppler se considera con dependencia de la temperatura de retroalimentación, la cual se calcula recursivamente a partir de un valor inicial. Se realizan diferentes experimentos numéricos con diferentes pasos de cálculo, tiempos de simulación y formas de la densidad de la población de neutrones para validar el método propuesto.

Palabras Clave: simulación numérica, densidad de neutrones, reactividad, temperatura de retroalimentación, ecuaciones de la cinética puntual

Abstract

This paper presents various numerical simulations to improve the calculation of nuclear reactivity while considering the effect of feedback temperature. The Euler-Maclaurin series approximation with the second Bernoulli number is used to discretise the inverse equation of point kinetics. Additionally, the Doppler effect is taken into account, considering its dependency on the feedback temperature, which is recursively calculated from an initial value. Several numerical experiments are conducted with different time steps, simulation times, and neutron population density distributions to validate the proposed method.

Keywords: numerical simulation, neutron density, reactivity, feedback temperature, point kinetic equations.

Recepción: 05-Mayo-2023

Aceptación: 13-Agosto-2023

¹ Universidad Surcolombiana, Neiva, Colombia, Departamento de Ciencias Naturales.

* Dirección electrónica: daniel.suescun@usco.edu.co

1. Introducción

El crecimiento de un país está directamente relacionado con la producción de energía, ya que la población con mejor calidad de vida disfruta de las diferentes comodidades que le ofrece la tecnología, a su vez el crecimiento industrial demanda mayor consumo de energía. Este aumento en consumo de electricidad se debe hacer de forma segura y viable para el planeta. Una alternativa real son las centrales nucleares donde se lleva a cabo la producción de energía que se genera del proceso físico llamado fisión nuclear. Dicho proceso, que ocurre a nivel subatómico, consiste en la división del núcleo de un átomo pesado, el cual se utiliza como combustible en los reactores nucleares [1]. Para operar el reactor nuclear con seguridad, se debe conocer con buena precisión el valor de la reactividad, este valor se conoce usando la ecuación inversa de la cinética puntual [2].

Diferentes estudios se han realizado para calcular la reactividad, uno de los primeros trabajos se hizo con el método de diferencias finitas usando un filtro pasa-bajo [3] para reducir las fluctuaciones de alta frecuencia en la densidad de neutrones. Al año siguiente, un método estadístico usando el criterio de mínimos cuadrados fue usado para determinar la fuente de neutrones en el cálculo de la reactividad [4]. Posteriormente, se presentó un método que puede calcular la reactividad en tiempo real con una aproximación lineal para la densidad de la población de neutrones [5]. En los siguientes dos años, se propone una medición de la reactividad en tiempo real con componentes electrónicos [6]. Después, se introduce el método “índice memorial” para el cálculo de la reactividad [7]. En 2003, se propone otro método que considera ruido en la densidad de neutrones y la presencia de una fuente de neutrones externa, se aplicaron los mínimos cuadrados con distintos ajustes para reducir las fluctuaciones en dicha densidad [8]. El método con los polinomios de Lagrange de tercero y quinto orden de precisión fue presentado para diferentes formas de la densidad de neutrones [9]. El método basado en la serie de Euler-Maclaurin se presentó con una buena aproximación [10]. Posteriormente, un ajuste trapezoidal con el filtro de Savizky-Golay se presenta para reducir fluctuaciones en la densidad de neutrones [11]. Otro método que se presentó usa la transformada wavelet [12], en otra investigación se emplea el transporte híbrido [13], y en otro, la reconstrucción de la reactividad por medio de detectores de neutrones [14]. Un trabajo más reciente logra discretizar la integral que contiene la dependencia de la densidad de neutrones en la ecuación inversa de la cinética puntual utilizando infinitos números de Bernoulli, sin considerar ruido en la densidad de neutrones, permitiendo una mayor precisión en el cálculo de la reactividad [15].

Sin embargo, ninguno de esos métodos considera la temperatura en realidad. La densidad de neutrones puede producir cambios en la temperatura lo que resulta en cambios en la reactividad. Cuando la densidad de neutrones incrementa, también lo hace el calor de fisión y, dado que el calor reside

en el elemento combustible, la temperatura del combustible también aumenta. Este incremento en la temperatura del combustible aumenta la resonancia de absorción efectiva, lo que significa un aumento en la absorción de neutrones disminuyendo así la reactividad, esto se conoce como Efecto Doppler [1]. Existen otros trabajos que calculan la densidad de neutrones con efectos de retroalimentación y consideran la reactividad conocida, entre algunos tenemos [16–21].

En este trabajo se presenta un estudio para aplicar los efectos de temperatura considerando la ecuación inversa de la cinética puntual, suponiendo que se conoce la densidad de neutrones para el cálculo de la reactividad y poder establecer un tiempo donde sea posible aplicar tal suposición. El método está fundamentado en la fórmula de Euler-Maclaurin que permite aproximar la integral contenida en la ecuación inversa de la cinética puntual mediante sumas finitas [10].

Este trabajo se encuentra organizado en cuatro secciones: en la primera se presentan las consideraciones teóricas, en la segunda el método propuesto. Después, en la tercera sección se presentan los resultados más relevantes y finalmente se muestran las conclusiones.

2. Consideraciones teóricas

Las ecuaciones de la cinética puntual son un conjunto de siete ecuaciones diferenciales no lineales fuertemente acopladas. La incorporación de los términos por retroalimentación debido a los efectos de temperatura se expresa de la siguiente forma [1]:

$$\frac{dP(t)}{dt} = \left(\frac{\rho(t) - \beta}{\Lambda} \right) P(t) + \sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i(t). \quad (1)$$

$$\frac{dC_i(t)}{dt} + \lambda_i C_i(t) = \frac{\beta_i}{\Lambda} P(t), \quad i = 1, \dots, 6. \quad (2)$$

$$\rho(t) = \rho_x(t) - \alpha [T(t) - T_0]. \quad (3)$$

$$\frac{dT(t)}{dt} = HP(t) \quad (4)$$

Siendo $P(t)$ la densidad de neutrones, C_i la concentración de precursores, β_i la fracción i -ésima de neutrones retardados, $\rho(t)$ la reactividad, Λ el tiempo de generación de neutrones, β la fracción total efectiva de neutrones retardados, λ_i es la constante de decaimiento de i -ésimo grupo de precursores de neutrones retardados, T es la temperatura del combustible, α es el coeficiente de temperatura Doppler de reactividad, H es el recíproco de la capacidad calorífica del reactor.

Las condiciones iniciales de las ecuaciones (1-4) están descritas de la siguiente manera,

$$P(t = 0) = P_0. \quad (5)$$

$$C_i(t=0) = \frac{\beta_i}{\Lambda \lambda_i} P_0. \quad (6)$$

$$T(t=0) = T_0. \quad (7)$$

$$\rho(t=0) = \rho_0. \quad (8)$$

Las ecuaciones 1 y 2 describen la evolución temporal de la densidad de neutrones y la concentración de precursores, formando un sistema no lineal, fuertemente acoplado que genera un problema computacional conocido como Stiffness. Las ecuaciones 3 y 4 describen un modelo adiabático de la reactividad con efectos de retroalimentación debido a la temperatura.

Haciendo uso de las ecuaciones 3 y 4, es posible obtener una expresión para la reactividad Doppler en función de la densidad de neutrones, de la siguiente forma,

$$\frac{d\rho_D(t)}{dt} = -\alpha HP(t). \quad (9)$$

También es posible obtener una relación de la reactividad total ρ en la ecuación (1), como una dependencia con la reactividad externa ρ_x , y la reactividad Doppler ρ_D representada por la ecuación (9), de la siguiente forma,

$$\rho(t) = \rho_x(t) + \rho_D(t). \quad (10)$$

Siendo, la reactividad Doppler,

$$\rho_D(t) = \alpha [T_0 - T(t)]. \quad (11)$$

A partir de las ecuaciones 1-2 y las ecuaciones 5-6 es posible obtener la ecuación inversa de la cinética puntual para lo cual se realiza el siguiente procedimiento. Primero, se resuelve la ecuación 2 por factor integrante o por transformada de Laplace, aplicando las condiciones iniciales dadas por las ecuaciones 5-6, se obtiene una expresión para la concentración de precursores. Segundo, se despeja la reactividad de la ecuación 1 y posteriormente, reemplazando la expresión que se obtiene para la concentración de precursores, se llega a una ecuación que describe la reactividad en términos de la densidad de neutrones [2],

$$\rho(t) = \beta + \frac{\Lambda}{P(t)} \frac{dP(t)}{dt} - \frac{P(0)}{P(t)} \sum_{i=1}^6 \beta_i e^{-\lambda_i t} - \frac{1}{P(t)} \sum_{i=1}^6 \int_0^t \lambda_i \beta_i e^{-\lambda_i(t-t')} P(t') dt'. \quad (12)$$

La ecuación 12 se le conoce como la ecuación inversa de la cinética puntual que es normalmente usada para monitorear

la reactividad en tiempo real. Sin embargo, el término que involucra la integral dependiente de la densidad de neutrones dificulta el proceso de monitoreo, por ello, es necesario discretizarlo para disminuir el costo computacional y, en este trabajo se logra usando la aproximación para una integral mediante la fórmula de Euler-Maclaurin. Para una forma conocida de la densidad de neutrones es posible obtener la forma analítica de la reactividad, la cual es útil para calcular las máximas diferencias y el error promedio absoluto.

3. Método propuesto

Para discretizar el termino integral en la ecuación 12, usamos la aproximación de Euler-Maclaurin de la siguiente forma [22],

$$\int_0^{Z_n} F(y) dy = \sum_{s=1}^{n-1} F[s] + \frac{1}{2} (F[0] + F[n]) - \frac{B_2}{2!} (F^{(1)}[n] - F^{(1)}[0]) - \frac{B_4}{4!} (F^{(3)}[n] - F^{(3)}[0]). \quad (13)$$

Donde $B_2 = 1/6$ y $B_4 = -1/30$. En este trabajo son los primeros dos números de Bernoulli.

Reemplazando la ecuación 13 en la ecuación 12, se obtiene la reactividad en forma discreta con la aproximación del segundo número de Bernoulli [15].

$$\begin{aligned} \rho[n] = & \beta + \frac{\Lambda}{P[n]} P^{(1)}[n] - \frac{P[0]}{P[n]} \sum_{i=1}^6 \beta_i e^{-\lambda_i n T} \\ & - \frac{\Delta t}{P[n]} \sum_{i=1}^6 \left[\sum_{s=1}^n h_i[n-s] P[s] - \frac{1}{2} h_i[n] P[0] + \frac{1}{2} h_i[0] P[n] \right] \\ & + \frac{\Delta t^2}{12 P[n]} \sum_{i=1}^6 \left[h_i^{(1)}[0] P[n] + h_i[0] P^{(1)}[n] - h_i^{(1)}[n] P[0] - h_i[n] P^{(1)}[0] \right] \\ & - \frac{\Delta t^4}{720 P[n]} \sum_{i=1}^6 \left[h_i^{(3)}[0] P[n] + 3h_i^{(2)}[0] P^{(1)}[n] + 3h_i^{(1)}[0] P^{(2)}[n] + h_i[0] P^{(3)}[n] \right. \\ & \left. - h_i^{(3)}[n] P[0] - 3h_i^{(2)}[n] P^{(1)}[0] - 3h_i^{(1)}[n] P^{(2)}[0] - h_i[n] P^{(3)}[0] \right] \end{aligned} \quad (14)$$

Siendo Δt el paso de cálculo y h_i la respuesta del sistema a un impulso unitario [23], cuya versión continua está dada por,

$$h_i(t-t') = \lambda_i \beta_i e^{-\lambda_i(t-t')} \quad (15)$$

Es posible encontrar una fórmula de recurrencia para la temperatura, usando las versiones discretas de la ecuación 3 y de la ecuación 4, obtenemos:

$$T[n] = T[n-1] + HP[n] \Delta t, \quad n \geq 1. \quad (16)$$

$$\rho_x[n] = \rho[n] + \alpha (T[n] - T[0]), \quad n \geq 0. \quad (17)$$

Resumiendo, en este trabajo se calcula la reactividad total usando la ecuación 14 con la condición de criticidad para un reactor $\rho[0] = 0$. La reactividad Doppler se calcula mediante la versión discreta de la ecuación 11, usando la recurrencia dada por la ecuación 16 y la reactividad externa se calcula usando la ecuación 17. Todos estos cálculos se realizan considerando la temperatura de retroalimentación.

4. Resultados y discusión

En esta sección, se presentan los resultados de los diferentes experimentos numéricos del método propuesto. Las constantes físicas en este trabajo son para reactores térmicos con el elemento combustible ${}_{92}^{235}\text{U}$, las cuales se presentan en la Tabla 1.

Tabla 1: Parámetros físicos para combustible ${}_{92}^{235}\text{U}$

Parámetro	Valor	Parámetro	Valor S^{-1}
β_1	0.000266	λ_1	0.0127
β_2	0.001491	λ_2	0.0317
β_3	0.001491	λ_3	0.115
β_4	0.001491	λ_4	0.311
β_5	0.001491	λ_5	1.4
β_6	0.000182	λ_6	3.87

Los parámetros $H = 0,05 \text{ K cm}^3 \text{ s}^{-1}$ y $\alpha = 5 \times 10^{-5} \text{ K}^{-1}$ fueron usados en las ecuaciones de temperatura y reactividad para efectos de retroalimentación. La temperatura inicial se fija en $T_0 = 1000 \text{ K}$, el tiempo de generación de neutrones instantáneos cuyo valor es denotado por $\Lambda = 2 \times 10^{-5} \text{ s}$.

En la Tabla 2, se muestran los resultados obtenidos para la máxima diferencia en el cálculo de la reactividad, considerando una densidad de la población de neutrones de la forma $P(t) = \exp(\omega t)$ para diferentes valores ω y se considera un paso de tiempo en el cálculo de $\Delta t = 1 \text{ s}$. Se observa que para pequeños valores $\omega = 0,00243 \text{ s}^{-1}$, la menor diferencia en la reactividad externa es de $4,67 \text{ pcm}$ con el primer número de Bernoulli y de $1,52 \text{ pcm}$ con el segundo número de Bernoulli. A medida que aumenta el valor de ω , se aprecia un leve cambio en las cifras significativas de la reactividad externa $\rho_x(t)$. Para grandes valores de ω , fue necesario disminuir el tiempo final de simulación, debido a que después de determinado tiempo, la reactividad externa sufre una subida abrupta, tal y como se ilustra en la Figura 1, la cual muestra la curva de reactividad para un valor de $\omega = 0,12351 \text{ s}^{-1}$, el tiempo de simulación final fue de $t_f = 200 \text{ s}$.

La Tabla 3 muestra las máximas diferencias obtenidas en la reactividad para una densidad de neutrones de la forma $P(t) = a + bt^3$ con $a = 1$ y se varía el valor de b , con un paso de tiempo para el cálculo $\Delta t = 0,2 \text{ s}$. El cálculo se hace hasta un tiempo final de simulación $t_f = 10000 \text{ s}$, para la

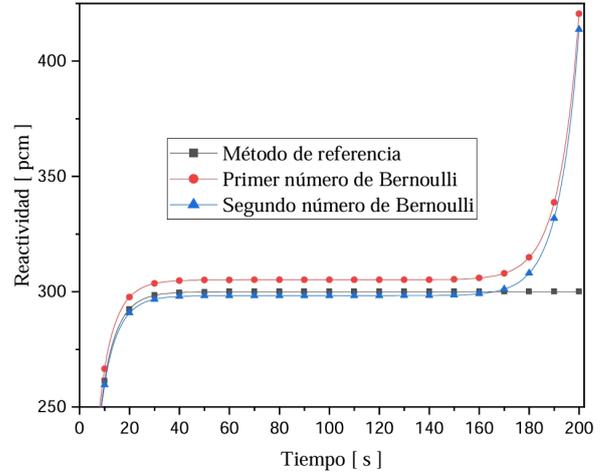


Figura 1: Comparación entre $\rho_x(t)$ y $\rho(t)$ para una densidad de neutrones de la forma $P(t) = \exp(\omega t)$ con $\omega = 0,12353 \text{ s}^{-1}$.

reactividad sin retroalimentación, $\rho(t)$, y para la reactividad externa, $\rho_x(t)$, con el fin de evaluar el comportamiento de la reactividad externa para tiempos mayores. Es posible observar que la máxima diferencia en la reactividad Doppler $\rho_D(t)$ para $b = \left(\frac{0,0127}{5/9}\right)$, es de $2,53 \times 10^{-5} \text{ pcm}$ cuando se usa el primer número de Bernoulli y de $2,14 \times 10^{-5} \text{ pcm}$ cuando se considera el segundo número de Bernoulli.

En la Figura 2 se compara la reactividad analítica $\rho(t)$ obtenida por la ecuación 12 conocida en este trabajo como el método de referencia y $\rho_x(t)$ con el método propuesto por medio del primer y segundo número de Bernoulli para la población de neutrones de la forma $P(t) = a + bt^3$ con $a = 1$ y $b = \left(\frac{0,0127}{5/9}\right)$ con un tamaño de paso de $\Delta t = 0,1 \text{ s}$, una temperatura inicial de $T_0 = 1000 \text{ K}$ hasta un tiempo final de simulación $t_f = 10000 \text{ s}$. Se evidencia que después de un $t = 60000 \text{ s}$, la reactividad externa, $\rho_x(t)$, con el primer y segundo número de Bernoulli tiende a aumentar como en la densidad de neutrones de forma exponencial debido al efecto Doppler.

En la Tabla 4 se muestran las simulaciones numéricas para una densidad de neutrones de la forma $P(t) = a + b \sin(kt)$ para tres diferentes valores de $a = 50, 100, 150$ dejando fijo el valor de $k = \frac{\pi}{10}$, con un paso de tiempo $\Delta t = 0,1 \text{ s}$ para todos los experimentos numéricos. No se hizo necesario modificar el tiempo final para el cálculo de la reactividad externa, $\rho_x(t)$, dado que no se presentó ningún problema al calcular la reactividad para el tiempo final establecido de $t_f = 160 \text{ s}$. Se observa que la máxima diferencia en la reactividad Doppler, $\rho_D(t)$, para todos los experimentos numéricos, está en el orden de 10^{-6} pcm con el primer número de Bernoulli y del orden de 10^{-8} pcm con el segundo número de Bernoulli.

Tabla 2: Máxima diferencia en reactividad para una densidad de población de neutrones de la forma $P(t) = \exp(\omega)t$ con diferentes valores de ω .

$P(t) = \exp(\omega t)$	Máxima diferencia B2[pcm]			Máxima diferencia B4[pcm]		
	ω	$\rho(t)$	$\rho_x(t)$	$\rho_D(t)$	$\rho(t)$	$\rho_x(t)$
0.00243	4.67×10^0	4.67×10^0	1.07×10^{-6}	1.50×10^0	1.50×10^0	8.85×10^{-9}
0.00688	4.68×10^0	4.68×10^0	1.10×10^{-6}	1.51×10^0	1.51×10^0	9.39×10^{-9}
0.01046	4.70×10^0	4.70×10^0	1.03×10^{-4}	1.51×10^0	1.51×10^0	9.83×10^{-9}
0.02817	4.76×10^0	4.96×10^0	1.97×10^{-1}	1.54×10^0	1.54×10^0	1.23×10^{-8}
0.12353	5.13×10^0	5.13×10^0	2.40×10^{-1}	1.72×10^0	1.72×10^0	3.47×10^{-8}

Tabla 3: Máxima diferencia en reactividad para una densidad de población de neutrones de la forma $P(t) = a+bt^3$ con $a = 1$.

$P(t) = a + bt^3$	Máxima diferencia B2 [pcm]			Máxima diferencia B4 [pcm]		
	b	$\rho(t)$	$\rho_x(t)$	$\rho_D(t)$	$\rho(t)$	$\rho_x(t)$
$(0,0127)^{5/9}$	$6,13 \times 10^{-4}$	$6,39 \times 10^{-4}$	$2,53 \times 10^{-5}$	$2,04 \times 10^{-6}$	$2,34 \times 10^{-5}$	$2,14 \times 10^{-5}$
$(0,0127)^{4/40}$	$6,14 \times 10^{-4}$	$1,00 \times 10^{-3}$	$4,08 \times 10^{-4}$	$2,04 \times 10^{-6}$	$4,07 \times 10^{-7}$	$4,04 \times 10^{-4}$
$(0,0127)^{4/4}$	$6,15 \times 10^{-4}$	$4,70 \times 10^{-3}$	$4,10 \times 10^{-3}$	$2,04 \times 10^{-6}$	$4,10 \times 10^{-3}$	$4,10 \times 10^{-3}$

Tabla 4: Máxima diferencia en la reactividad para $P(t) = a + \sin(kt)$ con $k = \pi/10$

$P(t) = a + \sin(kt)$	Máxima diferencia B2 [pcm]			Máxima diferencia B4 [pcm]		
	a	$\rho(t)$	$\rho_x(t)$	$\rho_D(t)$	$\rho(t)$	$\rho_x(t)$
50	$6,17 \times 10^{-4}$	$6,18 \times 10^{-4}$	$1,24 \times 10^{-6}$	$2,05 \times 10^{-6}$	$2,02 \times 10^{-6}$	$3,04 \times 10^{-8}$
100	$6,15 \times 10^{-4}$	$6,17 \times 10^{-4}$	$2,49 \times 10^{-6}$	$2,04 \times 10^{-6}$	$2,00 \times 10^{-6}$	$4,81 \times 10^{-8}$
150	$6,14 \times 10^{-4}$	$6,18 \times 10^{-4}$	$3,74 \times 10^{-6}$	$2,04 \times 10^{-6}$	$1,98 \times 10^{-6}$	$6,57 \times 10^{-8}$

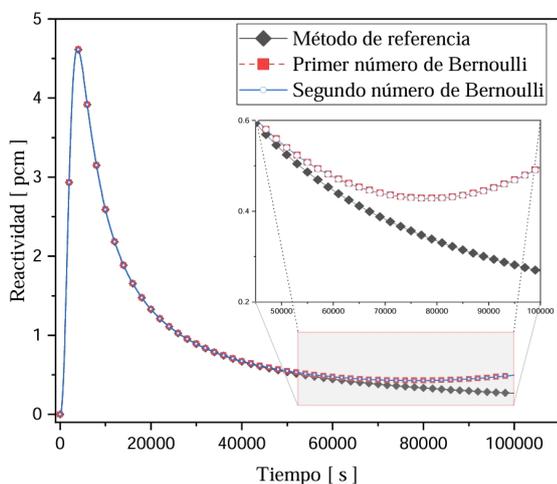


Figura 2: Comparación entre $\rho_x(t)$ y $\rho(t)$ para una densidad de neutrones de la forma $P(t) = a+bt^3$ con $a = 1$ y $b = (0,0127)^5/9$.

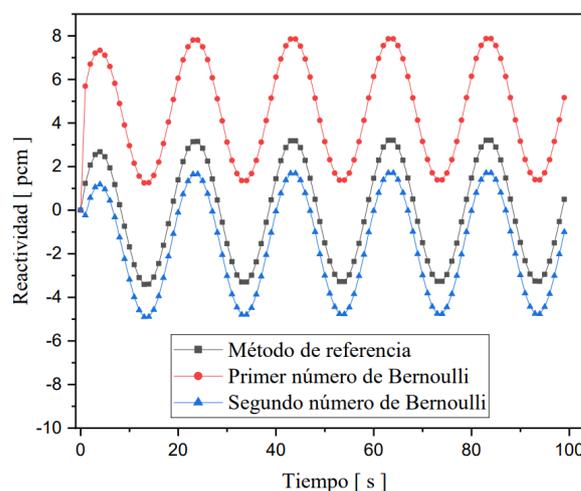


Figura 3: Comparación entre $\rho_x(t)$ y $\rho(t)$ para una densidad de neutrones de la forma $P(t) = a+bt^3$ con $a = 1$ y $b = (0,0127)^5/9$.

La Figura 3 muestra la diferencia en reactividad entre el método de referencia $\rho(t)$ y $\rho_x(t)$ para $a = 150$ y $k = \frac{\pi}{10}$ con un paso de tiempo $\Delta t = 1$ s hasta un tiempo final de $t_f = 100$ s. Se concluye que el método para calcular la reactividad con efectos de temperatura es más aproximado si se usa la aproximación de la serie de Euler-Maclaurin con el segundo número de Bernoulli.

5. Conclusiones

El cálculo de la reactividad dependiendo de la temperatura de retroalimentación se presentó en este trabajo, el cálculo se realizó recursivamente considerando el efecto Doppler. Para tal fin, se resuelve la ecuación inversa de la cinética puntual con una aproximación usando el primer y el segundo número de Bernoulli en la serie de Euler-Maclaurin. Los diferentes resultados numéricos presentan una validez, dependiendo

de la forma de la densidad de neutrones en un intervalo de tiempo de simulación. Estos tiempos de simulación se pueden aumentar para funciones de la densidad de neutrones que produzcan reactividades pequeñas siendo más corto el intervalo si la reactividad toma grandes valores.

Financiación: Universidad Surcolombiana.

6. Declaración de conflicto de interés

Los autores manifiestan no tener conflictos de interés.

Referencias

- [1] Stacey, W. Nuclear Reactor Physics. (Wiley-VCH,2018)
- [2] Duderstadt, J. & Hamilton, L. Nuclear Reactor Analysis. (John Wiley & Sons Inc,1976)
- [3] Shimazu, Y., Nakano, Y., Tahara, Y. & Okayama, T. Development of a Compact Digital Reactivity Meter and a Reactor Physics Data Processor.. Nuclear Technology. 77, 247-254, 1987.
- [4] Hoogenboom, J. & Sluijs, A. Neutron source strength determination for on-line reactivity measurements. Annals Of Nuclear Energy. 15, 553-559, 1988.
- [5] Binney, S. & Bakir, A. Design and Development of a Personal-Computer-Based Reactivity Meter for a Research Reactor. Nuclear Technology. 85, 12-21, 1989.
- [6] Ansari, S. Development of on-line reactivity meter for nuclear reactors. IEEE Transactions On Nuclear Science. 38, 946-952 (1991,8)
- [7] Kitano, A., Itagaki, M. & Narita, M. Memorial-IndexBased Inverse Kinetics Method for Continuous Measurement of Reactivity and Source Strength. Journal Of Nuclear Science And Technology. 37, 53-59 (2000,1)
- [8] Tamura, S. Signal fluctuation and neutron source in inverse kinetics method for reactivity measurement in the sub-critical domain. Journal Of Nuclear Science And Technology. 40, 153-157, 2003.
- [9] Malmir, H. & Vosoughi, N. On-line reactivity calculation using Lagrange method. Annals Of Nuclear Energy. 62 pp. 463-467 (2013), <http://dx.doi.org/10.1016/j.anucene.2013.07.006>
- [10] Suescún-Díaz, D., Rodríguez-Sarasty, J. & Figueroa Jiménez, J. Reactivity calculation using the Euler-Maclaurin formula. Annals Of Nuclear Energy. 53 pp.104-108, 2013.
- [11] Suescún-Díaz, D., Bonilla-Londoño, H. & Figueroa-Jimenez, J. Savitzky-Golay filter for reactivity calculation. Journal Of Nuclear Science And Technology. 53, 944-950, 2016.
- [12] Razak, M. & Rathinasamy, N. Haar wavelet for solving the inverse point kinetics equations and estimation of feedback reactivity coefficient under background noise. Nuclear Engineering And Design. 335 pp. 202-209, 2018.
- [13] Picca, P. & Furfaro, R. Reactivity determination using the hybrid transport point kinetics and the area method. Annals Of Nuclear Energy. 114 pp. 191-197 (2018), <https://doi.org/10.1016/j.anucene.2017.12.019>
- [14] Chentre, N., Saracco, P., Dulla, S. & Ravetto, P. On the prompt time eigenvalue estimation for subcritical multiplying systems. Annals Of Nuclear Energy. 132 pp. 172-180, 2019. <https://doi.org/10.1016/j.anucene.2019.04.030>
- [15] Suescún-Díaz, D., Ule-Duque, G. & Escobar, F. Novel approach to solving the inverse equation of point kinetics by the Bernoulli number generalisation method. Journal Of Nuclear Science And Technology. 57, 989-999, 2020, <https://doi.org/10.1080/00223131.2020.1742813>.
- [16] Aboanber, A. & Nahla, A. Solution of the point kinetics equations in the presence of Newtonian temperature feedback by Pad approximations via the analytical inversion method. Journal Of Physics A: Mathematical And General. 35, 9609-9627, 2002.
- [17] Aboanber, A. & Hamada, Y. Power series solution (PWS) of nuclear reactor dynamics with newtonian temperature feedback. Annals Of Nuclear Energy. 30, 1111-1122, 2003.
- [18] Nahla, A. An analytical solution for the point reactor kinetics equations with one group of delayed neutrons and the adiabatic feedback model. Progress In Nuclear Energy. 51, 124-128, 2009.
- [19] Nahla, A. An efficient technique for the point reactor kinetics equations with Newtonian temperature feedback effects. Annals Of Nuclear Energy. 38, 2810-2817,2011.
- [20] Hamada, Y. Confirmation of accuracy of generalized power series method for the solution of point kinetics equations with feedback. Annals Of Nuclear Energy. 55 pp, 184-193, 2013.
- [21] Ganapol, B. A highly accurate algorithm for the solution of the point kinetics equations. Annals Of Nuclear Energy. 62 pp. 564-571, 2013.
- [22] Arfken, G., Weber, H., & Harris, F. Mathematical Methods for Physicists. (Elsevier Academic Press,2013)
- [23] Haykin, S. & Veen, B. Signals and Systems. (Wiley,2005)