Método Nodal Modal para la Integración de la Ecuación de la Difusión Neutrónica

D. Ginestar(1), V. Vidal(2), G. Verdú(3), J. Peña(1) y J.L. Muñoz-Cobo(3)

(1) Departamento de Matemática Aplicada.

(2) Departamento de Sitemas Informáticos y Computación.

(3) Departamento de Ingeniería Química y Nuclear.

Universidad Politécnica de Valencia

Camino de Vera S/N. 46071 Valencia.

1 Introducción

En este trabajo, se estudia la integración de la ecuación de la difusión *dependiente del tiempo* en la aproximación de dos grupos de energía en el interior de un reactor nuclear. Esto nos permitirá poder conocer la evolución en el tiempo de la distribución de flujo neutrónico, a partir de una distribución inicial dada. Para la integración de esta ecuación, desarrollaremos un *método nodal modal* que está basado en la utilización de un método de colocación nodal que permite discretizar la parte espacial de las ecuaciones y en la suposición de que es posible desarrollar los vectores de los coeficientes de Legendre del flujo neutrónico en cada instante de tiempo, como una combinación lineal de los Modos Lambda dominantes asociados a una configuración determinada del reactor. De este modo, conseguimos un sistema de ecuaciones diferenciales ordinarias cuya dimensión no es muy grande, y que, una vez integrado, nos permite conocer la evolución del sistema.

Con el método desarrollado se han resuelto una serie de problemas unidimensionales, estudiando qué tipo de Modos Lambda es conveniente utilizar en los desarrollos y la manera en la que se han de ir actualizando estos modos cuando la perturbación realizada sobre la configuración inicial depende del tiempo.

2 Método Nodal Modal

Pasaremos seguidamente a desarrollar el *método nodal modal.* Para ello, se parte de la ecuación de la difusión dependiente del tiempo y la ecuación de la concentración de precursores de neutrones, que son de la forma [4]

$$[v^{-1}]\dot{\phi} + \mathcal{L}\phi = (1-\beta)\mathcal{M}\phi + \sum_{k=1}^{K} \lambda_k \mathcal{C}_k \chi \quad , \tag{1}$$

$$\dot{\mathcal{C}}_k = \beta_k [\nu\Sigma_{f1}\ \nu\Sigma_{f2}]\phi - \lambda_k \mathcal{C}_k \quad , \quad k = 1, \ldots, K \quad , \tag{2}$$

donde, K es el número de grupos de neutrones de diferidos,

$$\mathcal{L} = \left[\begin{array}{cc} -\vec{\nabla}\cdot(D_1\vec{\nabla}) + \Sigma_{a1} + \Sigma_{12} & 0 \\ -\Sigma_{12} & -\vec{\nabla}\cdot(D_2\vec{\nabla}) + \Sigma_{a2} \end{array} \right] \; , \quad [v^{-1}] = \left[\begin{array}{cc} \frac{1}{v_1} & 0 \\ 0 & \frac{1}{v_2} \end{array} \right] \; ,$$

y

$$\mathcal{M} = \begin{bmatrix} \nu\Sigma_{f1} & \nu\Sigma_{f2} \\ 0 & 0 \end{bmatrix} , \quad \phi = \begin{bmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \end{bmatrix} , \quad \chi = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} \quad .$$

Las distintas secciones eficaces D_i, Σ_{12}, Σ_{ai}, etc., que aparecen en estas ecuaciones dependen de los materiales que forman el reactor a estudiar y, por tanto, van a ser funciones de la posición. Para simplificar el problema, se realiza una primera aproximación consistente en discretizar el reactor en N celdas o nodos donde estas secciones eficaces se suponen constantes. A continuación, se utiliza un método de colocación nodal [1], [6], basado en la aproximación de los flujos neutrónicos en cada una de las celdas en que se ha discretizado el reactor mediante un desarrollo truncado en polinomios de Legendre. Este método permite discretizar la parte espacial de las ecuaciones (1) y (2) y reducirlas a un sistema de ecuaciones diferenciales ordinarias de la forma

$$\begin{aligned} [v^{-1}]\dot{\psi} + L\psi &= (1-\beta)M\psi + \sum_{k=1}^{K} \lambda_k X C_k \quad , &(3)\\ X\dot{C}_k &= \beta_k M\psi - \lambda_k X C_k \quad , &(4) \end{aligned}$$

donde ψ y C_k son vectores cuyas componentes corresponden a los coeficientes del desarrollo en polinomios de Legendre de ϕ y $\mathcal{C}_k$ en cada nodo, en cada instante de tiempo. Las matrices L y M tienen la estructura a bloques siguiente

$$L = \begin{bmatrix} L_{11} & 0 \\ -L_{21} & L_{22} \end{bmatrix} \quad , \qquad M = \begin{bmatrix} M_{11} & M_{12} \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \quad ,$$

y se ha introducido una matrix X de la forma

$$X = \begin{bmatrix} I \\ 0 \end{bmatrix} \quad .$$

Para integrar las ecuaciones (3) y (4) supondremos que ψ admite un desarrollo

$$\psi = \sum_{l=1}^{M_d} n_l(t)\psi_l \quad , \tag{5}$$

donde ψ_l ($l = 1, \ldots, M_d$) son los autovectores asociados a los M_d autovalores dominantes de un problema estático dado de Modos Lambda [5], [6]

$$L_0\psi_l = \frac{1}{k_l} M_0\psi_l \quad . \tag{6}$$

Se introduce el problema adjunto [2]

$$L_0^\dagger\psi_l^\dagger = \frac{1}{k_l} M_0^\dagger\psi_l^\dagger \quad , \tag{7}$$

con el fin de poder hacer uso de las propiedades de biortogonalidad existentes entre los modos de los dos problemas. Así, los modos ψ_n y $\psi_m^\dagger$ satisfacen la relación [2]

$$< \psi_m^\dagger, M_0\psi_n > = < \psi_n^\dagger, M_0\psi_n > \delta_{n,m} \quad , \tag{8}$$

donde el producto escalar considerado es el producto escalar euclídeo de dos vectores.

Multiplicando escalarmente las ecuaciones (3) y (4) por $\psi_m^\dagger$, escribiendo

$$L = L_0 + \delta L \quad , \quad M = M_0 + \delta M \quad ,$$

y haciendo uso del desarrollo (5), se llega al sistema de ecuaciones

$$\begin{aligned}
&\sum_{l=1}^{M_d} < \psi_m^\dagger, [v^{-1}]\psi_l > \frac{d}{dt} n_l + \sum_{l=1}^{M_d} \frac{1}{k_l} < \psi_m^\dagger, M_0 \psi_l > n_l + \sum_{l=1}^{M_d} < \psi_m^\dagger, \delta L \psi_l > n_l = \\
= \quad & (1-\beta) \sum_{l=1}^{M_d} < \psi_m^\dagger, M_0\psi_l > n_l + (1-\beta) \sum_{l=1}^{M_d} < \psi_m^\dagger, \delta M \psi_l > n_l + \sum_{k=1}^{K} \lambda_k < \psi_m^\dagger, X C_k > , \\
&\frac{d}{dt} < \psi_m^\dagger, X C_k > = \beta_k \sum_{l=1}^{M_d} < \psi_m^\dagger, M_0 \psi_l > n_l + \beta_k \sum_{l=1}^{M_d} < \psi_m^\dagger, \delta M \psi_l > n_l - \lambda_k < \psi_m^\dagger, X C_k > \quad .
\end{aligned} \tag{9}$$

Haciendo uso de la relación de biortogonalidad (8) e introduciendo la notación

$$\begin{aligned}
\Lambda_{ml} &= \frac{1}{< \psi_m^\dagger, M_0 \psi_m >} < \psi_m^\dagger, [v^{-1}]\psi_l > \quad , \\
A_{ml}^L &= \frac{1}{< \psi_m^\dagger, M_0 \psi_m >} < \psi_m^\dagger, \delta L \psi_l > \quad , \\
A_{ml}^M &= \frac{1}{< \psi_m^\dagger, M_0 \psi_m >} < \psi_m^\dagger, \delta M \psi_l > \quad , \\
C_{mk} &= \frac{1}{< \psi_m^\dagger, M_0 \psi_m >} < \psi_m^\dagger, X C_k > \quad ,
\end{aligned}$$

y la reactividad del modo m, definida como

$$\rho_m = \frac{k_m - 1}{k_m} \quad ,$$

las ecuaciones (9) se expresan

$$\begin{aligned}
\sum_{l=1}^{M_d} \Lambda_{ml} \frac{d}{dt} n_l &= (\rho_m - \beta) n_m + (1-\beta) \sum_{l=1}^{M_d} A_{ml}^M n_l - \sum_{l=1}^{M_d} A_{ml}^L n_l + \sum_{k=1}^{K} \lambda_k C_{mk} \quad , \\
\frac{d}{dt} C_{mk} &= \beta_k n_m + \beta_k \sum_{l=0}^{M_d} A_{ml}^M n_l - \lambda_k C_{mk} \; , \quad k = 1, \ldots, K \quad .
\end{aligned} \tag{10}$$

Haciendo variar el índice m de 1 a M_d, podemos expresar estas ecuaciones en la forma matricial siguiente

$$\begin{aligned}
\frac{d[n]}{dt} &= [\Lambda]^{-1}[\rho - \beta I][n] + (1-\beta)[\Lambda]^{-1}[A^M][n] - [\Lambda]^{-1}[A^L][n] + \sum_{k=1}^{K} \lambda_k [\Lambda]^{-1}[C_k] \; , \\
\frac{d[C_k]}{dt} &= \beta_k[n] + \beta_k[A^M][n] - \lambda_k[C_k] \quad , \quad k = 1, \ldots, K \quad .
\end{aligned} \tag{11}$$

Considerando explícitamente las K ecuaciones para los neutrones diferidos, agrupamos las ecuaciones (11) como el sistema de ecuaciones

$$\frac{d}{dt}\begin{bmatrix} n \\ C_1 \\ \vdots \\ C_K \end{bmatrix} = \left[\begin{array}{c|ccc} [\Lambda]^{-1}\left([\rho-\beta I]+(1-\beta)\left[A^M\right]-\left[A^L\right]\right) & [\Lambda]^{-1}\lambda_1 & \cdots & [\Lambda]^{-1}\lambda_K \\ \hline \beta_1\left[I+\left[A^M\right]\right] & -\lambda_1 I & \cdots & 0 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \beta_K\left[I+\left[A^M\right]\right] & 0 & \cdots & -\lambda_K I \end{array}\right]\begin{bmatrix} n \\ C_1 \\ \vdots \\ C_K \end{bmatrix} . \quad (12)$$

Este sistema de ecuaciones diferenciales es de dimensión $(K+1)M_d$, mientras que el sistema de ecuaciones diferenciales (3) y (4) es de dimensión $K(2N+1)$, con lo que, en el estudio de reactores realistas, se consigue una reducción considerable de la dimensión del problema, debido a que el número de modos dominantes, M_d, que se suelen considerar no es muy alto.

Para la resolución del sistema (12) se puede usar el método de Runge-Kutta o bien un método implícito como el implementado en la rutina LSODE [1]. Para la resolución de este sistema, como condición inicial para n se toman los valores que se derivan de suponer que el ψ inicial es el modo fundamental correspondiente a la configuración inicial del reactor. Una vez se han determinado los n iniciales, se calculan los C_k utilizados como condición inicial, mediante la ecuación

$$C_k = \frac{\beta_k}{\lambda_k}\left[I+\left[A^M\right]\right][n] \quad .$$

3 Resultados numéricos

El método nodal modal que se ha expuesto, se ha implementado en un programa escrito en FORTRAN llamado MOD1D.CIN, para la resolución de problemas unidimensionales, tomando como base el programa MOD1D [6], que nos permite calcular los Modos Lambda de un reactor dado utilizando el método de colocación nodal.

Para comprobar el funcionamiento del método, se han resuelto tres problemas unidimensionales propuestos por Nigg [3], y denominados Benchmark B, Benchmark C y Benchmark E.

3.1 Benchmark B

El problema denominado Benchmark B, corresponde a un reactor unidimensional con simetría 1/2 que se ha discretizado en seis nodos de 30.48 cm de la forma siguiente

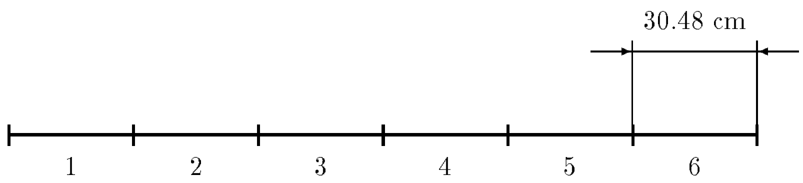

Fig. 1.- Nodalización del reactor Benchmark B.

[1]La rutina LSODE es una rutina de la librería ODEPACK que también se encuentra en la colección de librerías NETLIB

Estos nodos corresponden a un solo material, cuyas secciones eficaces vienen dadas en la tabla 1

Tabla 1.- Secciones eficaces del reactor Benchmark B.

Grupo	D_g (cm)	Σ_{ag} (cm^{-1})	$\nu\Sigma_{fg}$	Σ_{12}	$1/v_g$
1	1.28205	0.01	0.01	0.075	1. 10^{-7}
2	0.666667	0.1	0.1	-	1. 10^{-5}

Se consideran además, seis grupos de precursores de neutrones, cuyos parámetros vienen dados en la tabla 2

Tabla 2.- Parámetros de los precursores del Benchmark B.

Grupo	β_i	λ_i (seg^{-1})
1	0.000215	0.0124
2	0.001424	0.0305
3	0.001274	0.1110
4	0.002568	0.03010
5	0.000748	1.1400
6	0.000273	3.0100

Para el estudio de un transitorio con este reactor, se perturban las secciones eficaces $\nu\Sigma_{f1}$ y $\nu\Sigma_{f2}$ correspondientes al tercer nodo empezando por la izquierda, aumentándolas en un 4 %, dejando los otros nodos inalterados. Se ha realizado el cálculo utilizando los Modos Lambda correspondientes al reactor inicial y los Modos Lambda del reactor perturbado, y se han comparado los resultados obtenidos utilizando 5 y 10 modos en el desarrollo del método nodal modal, con los resultados que proporciona un método analítico nodal [3].

En las figuras 2 y 3 se comparan los resultados obtenidos para la evolución de la potencia obtenida a partir de los flujos neutrónicos calculados utilizando un desarrollo en 5 y 10 modos correspondientes al reactor inicial (MRI), y al reactor perturbado (MRP). Como referencia, se utilizan los resultados proporcionados por el método analítico nodal (AN).

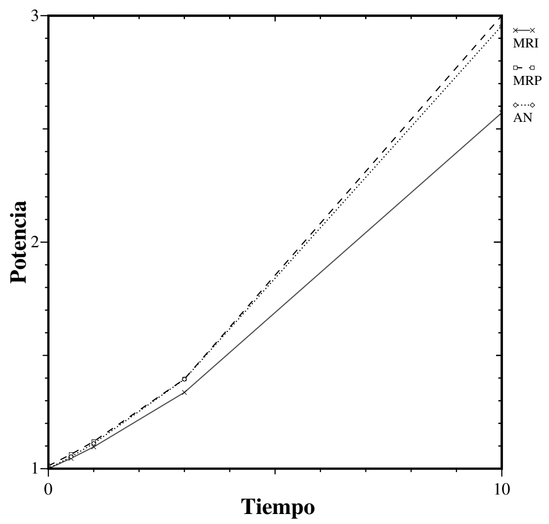

Fig. 2.- Evolución de la potencia con 5 modos.

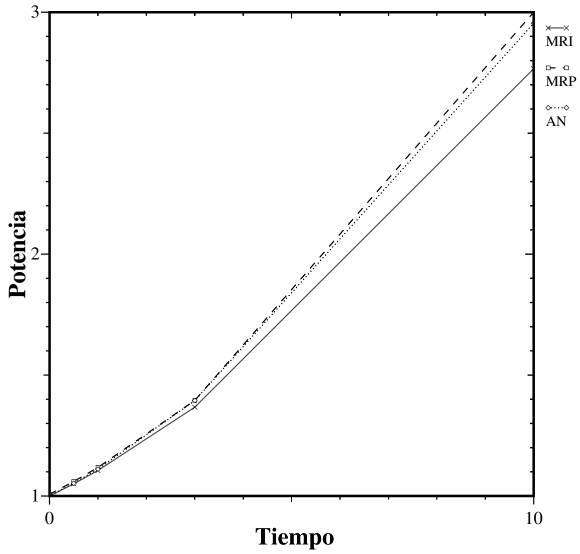

Fig. 3.- Evolución de la potencia con 10 modos.

Observamos que los resultados obtenidos para la evolución de la potencia son mejores si en los desarrollos del método nodal modal se utilizan los modos asociados a la configuración perturbada del reactor. Además, si se utiliza este tipo de modos será suficiente utilizar 5 modos en los desarrollos para obtener un resultado con precisión suficiente.

En las figuras de la 4 a la 7 comparamos, para las posibilidades anteriores, el perfil de potencia en el reactor en los instantes de tiempo correspondientes a 0.0005 seg., 0.001 seg., 0.003 seg., 0.01 seg., utilizando desarrollos en 5 modos.

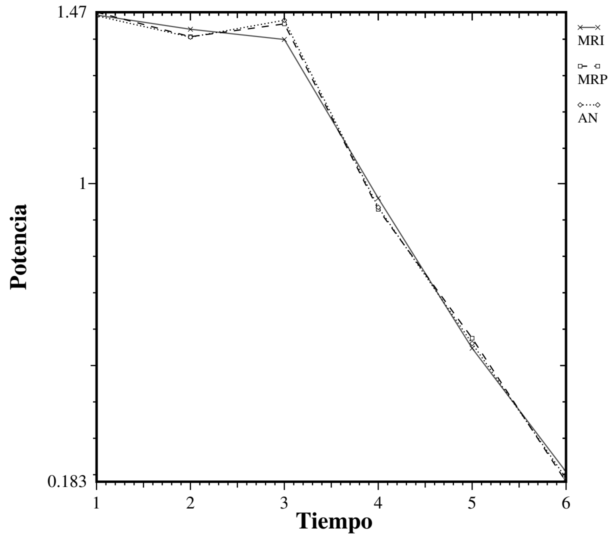

Fig. 4.- Perfil de potencia a los 0.0005 seg.

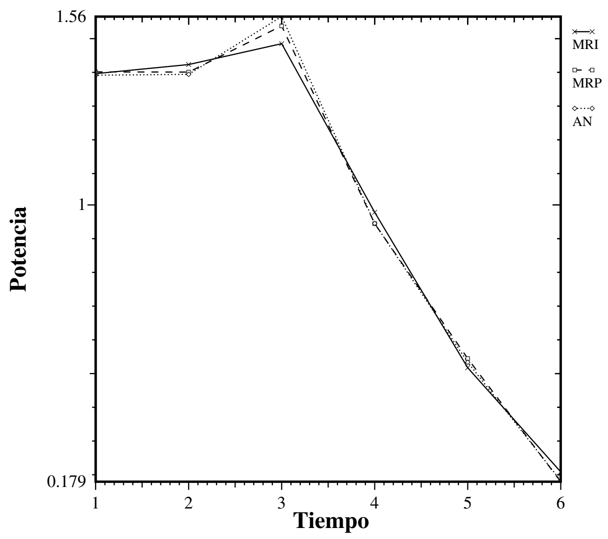

Fig. 5.- Perfil de potencia a los 0.001 seg.

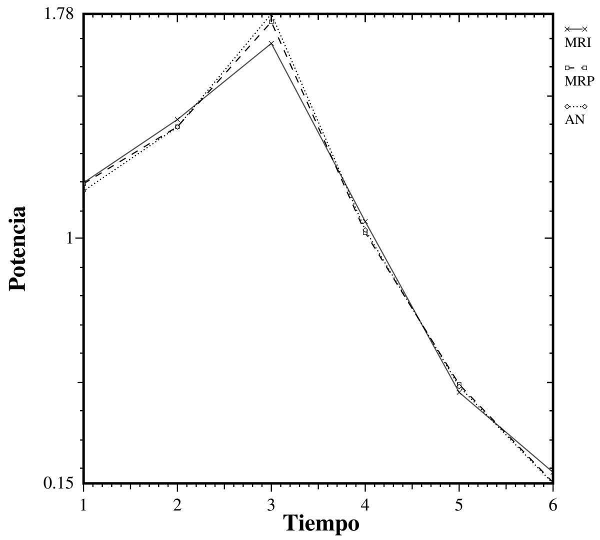

Fig. 6.- Perfil de potencia a los 0.003 seg.

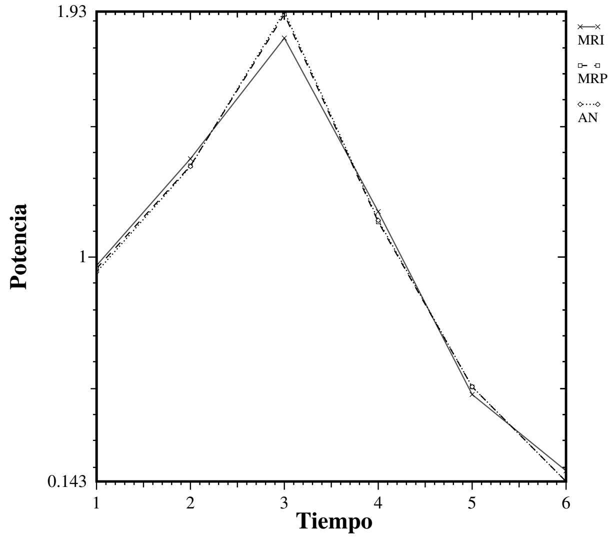

Fig. 7.- Perfil de potencia a los 0.01 seg.

Se confirma pues, que se obtienen mejores resultados al utilizar en los desarrollos del método nodal modal los Modos Lambda asociados a la configuración perturbada del reactor, por ello, en adelante será recomendable utilizar este tipo de modos para este método.

3.2 Benchmark C

El siguiente problema que vamos a estudiar lo denominaremos Benchmark C [3] y consiste en un reactor unidimensional discretizado en 14 nodos de la forma

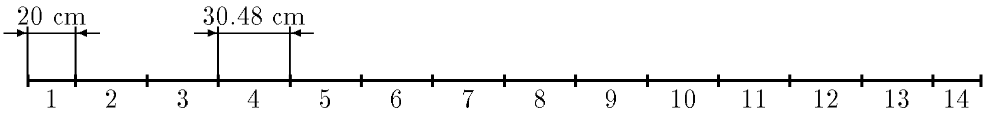

Fig. 8.- Nodalización del reactor del Benchmark C.

donde se tienen 12 nodos correspondientes al combustible (nodos del 2 al 13) de 30.48 cm y dos nodos en los extremos (nodos 1 y 14) de 20 cm, correspondientes al reflector.

La disposición inicial de los materiales en el reactor es de la siguiente forma

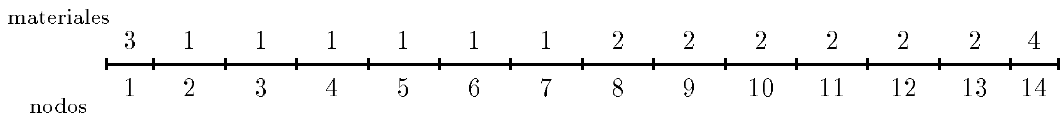

Fig. 9.- Disposición inicial de los materiales en el Benchmark C.

donde las secciones eficaces de cada material vienen dadas en la tabla 3.

Tabla 3.- Secciones eficaces del reactor Benchmark C.

Material	Grupo	D_g (cm)	Σ_{ag} (cm^{-1})	$\nu\Sigma_{fg}$	Σ_{12}	$1/v_g$
1	1	1.28205	0.0100000128205	0.01	0.075	1. 10^{-7}
	2	0.666667	0.10000000666667	0.1	-	1. 10^{-5}
2	1	1.28205	0.01	0.01	0.075	1. 10^{-7}
	2	0.666667	0.1	0.1	-	1. 10^{-5}
3	1	1.28205	0.0010000128205	0	0.1	1. 10^{-7}
	2	0.666667	0.01000000666667	0	-	1. 10^{-5}
4	1	1.28205	0.001	0	0.1	1. 10^{-7}
	2	0.666667	0.01	0	-	1. 10^{-5}

Para estudiar el transitorio asociado a este problema, se perturba el reactor cambiando la disposición de los materiales de la forma siguiente

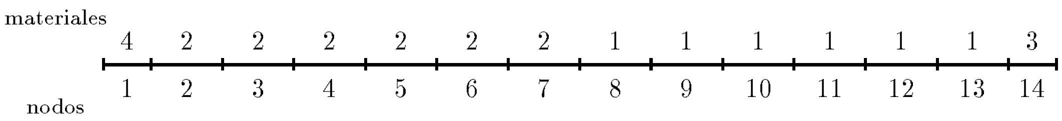

Fig. 10.- Disposición final de los materiales en el Benchmark C.

y se deja evolucionar el sistema. Se han estudiado dos posibilidades, una donde no se tienen en cuenta los precursores de neutrones, y otra en donde se han considerado 6 grupos de precursores de neutrones, cuyos parámetros vienen dados en la tabla 2. En ambos casos, se ha determinado el estado inicial del reactor mediante el método de colocación nodal utilizando tres polinomios de Legendre en los desarrollos. La evolución del reactor se ha calculado mediante el método nodal modal, considerando 5 modos en los desarrollos y utilizando los modos asociados al reactor perturbado.

En la figura 11 observamos la evolución de la potencia para el Benchmark C, sin considerar los neutrones diferidos

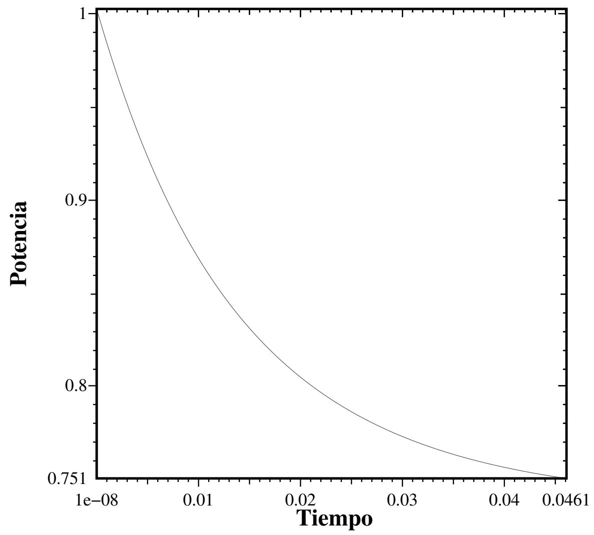

Fig. 11.- Evolución de la potencia en el Benchmark C sin neutrones diferidos.

En la figura 12, se muestra la evolución de la potencia al considerar los neutrones diferidos

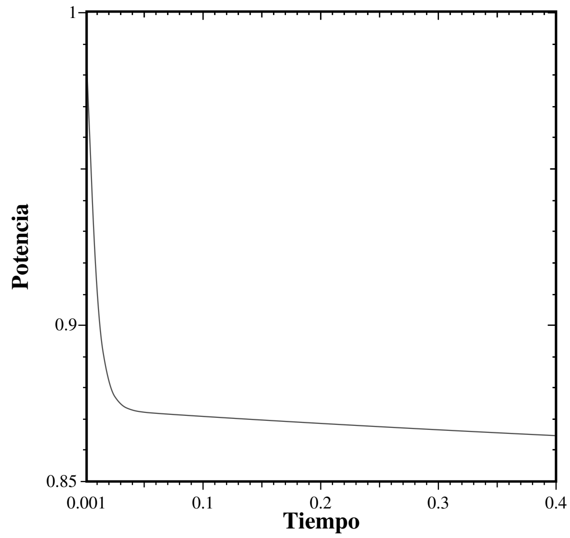

Fig. 12.- Evolución de la potencia en el Benchmark C con neutrones diferidos.

Se observa claramente que la presencia de los neutrones diferidos hace que el reactor alcance el comportamiento asintótico mucho más lentamente que si no se consideran. Por tanto, las constantes de tiempo típicas del problema serán mucho menores en el primer caso que en el segundo.

3.3 Benchmark E

Este problema consiste en un reactor unidimensional que se ha discretizado en 8 nodos de 30 cm, de la forma

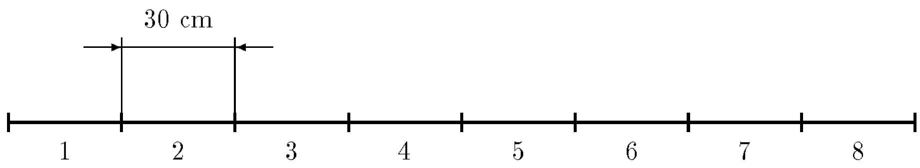

Fig. 13.- Nodalización del reactor Benchmark E.

con la siguiente disposición de materiales

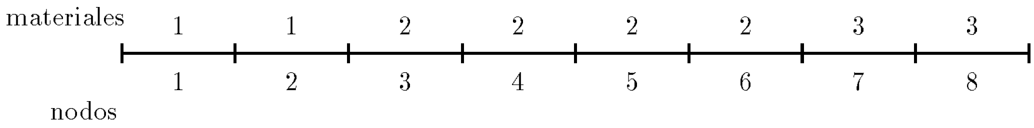

Fig. 14.- Disposición de los materiales en el Benchmark E.

Las secciones eficaces asociadas a cada tipo de material vienen dadas en la tabla 4

Tabla 4.- Secciones eficaces del reactor Benchmark E.

Material	Grupo	D_g (cm)	Σ_{ag} (cm^{-1})	$\nu\Sigma_{fg}$	Σ_{12}	$1/v_g$
1	1	1.69531	0.013953	0.0195002	0.0164444	0
	2	0.409718	0.2614097	0.497954	-	4.5455 10^{-6}
2	1	1.69531	0.0139954	0.019502	0.0164444	0
	2	0.409718	0.26142	0.497954	-	4.5455 10^{-6}
3	1	1.69531	0.0139523	0.019502	0.0164444	0
	2	0.409718	0.2614095	0.497954	-	4.5455 10^{-6}

Como perturbación del reactor, se sustituyen las secciones eficaces de fisión correspondientes al material número 1 por las siguientes funciones rampa [3]

$$\begin{aligned}\nu\Sigma_{f1}(t) &= 0.0213586\left(1+\frac{0.0122}{0.8}\,t\right)\\ \nu\Sigma_{f2}(t) &= 0.545417\left(1+\frac{0.0122}{0.8}\,t\right)\end{aligned} \tag{13}$$

durante un tiempo de 0.8 segundos, donde se estudia el comportamiento del reactor.

Al iniciar el estudio del transitorio se modifican las secciones eficaces de fisión de los materiales de forma que el reactor sea crítico, o sea, el valor del autovalor fundamental asociado a esta configuración sea $k_{eff}=1$.

A diferencia de los casos estudiados anteriormente, en este problema la perturbación no es instantánea, ya que depende del tiempo según las ecuaciones (13). Esto hace que cada cierto paso de tiempo sea necesario actualizar los modos utilizados para hacer los desarrollos en el método nodal modal, ya que al ir cambiando la configuración de los materiales en el reactor irá cambiando la forma de los modos asociados al reactor en los distintos instantes.

Supongamos que se quiere conocer la evolución del reactor en el intervalo $[t_{i-1},t_i]$ y que para ello se utilizan los modos asociados al reactor perturbado, ψ_m^i, que satisfacen la ecuación

$$L^i\psi_m^i=\frac{1}{k_m^i}M^i\psi_m^i \quad ,$$

donde L^i y M^i son las matrices asociadas a la configuración del reactor en el instante t_i. Las ecuaciones diferenciales a integrar son de la forma

$$\begin{aligned}&\sum_{l=1}^{M_d}<{\psi_m^i}^\dagger,[v^{-1}]\psi_l^i>\frac{d}{dt}n_l^i+\sum_{l=1}^{M_d}\frac{1}{k_l^i}<{\psi_m^i}^\dagger,M^i\psi_l^i>n_l^i+\sum_{l=1}^{M_d}<{\psi_m^i}^\dagger,\delta L^i\psi_l^i>n_l^i=\\ =\;&(1-\beta)\sum_{l=1}^{M_d}<{\psi_m^i}^\dagger,M_i\psi_l^i>n_l^i+(1-\beta)\sum_{l=1}^{M_d}<{\psi_m^i}^\dagger,\delta M^i\psi_l^i>n_l^i+\sum_{k=1}^{K}\lambda_k<{\psi_m^i}^\dagger,XC_k>\;,\\ &\frac{d}{dt}<{\psi_m^i}^\dagger,XC_k>=\beta_k\sum_{l=1}^{M_d}<{\psi_m^i}^\dagger,M^i\psi_l^i>n_l^i+\\ &\beta_k\sum_{l=1}^{M_d}<{\psi_m^i}^\dagger,\delta M^i\psi_l^i>n_l^i-\lambda_k<{\psi_m^i}^\dagger,XC_k>\quad .\end{aligned} \tag{14}$$

Se plantea ahora la cuestión de obtener las condiciones iniciales en el instante t_{i-1} para poder realizar la integración. Una vez se ha reconstruido el vector $\psi(t_{i-1})$, podemos obtener la condición inicial para $n_m^i(t_{i-1})$ como

$$n_m^i(t_{i-1})=\frac{1}{<{\psi_m^i}^\dagger,M^i\psi_m^i>}<{\psi_m^i}^\dagger,M^i\psi(t_{i-1})> \quad . \tag{15}$$

Nos falta por obtener $<\psi_m^{i\,\dagger}, XC_k>(t_{i-1})$ en términos de $<\psi_m^{i-1\dagger}, XC_k>(t_{i-1})$, que son factores conocidos de la integración de las ecuaciones en el intervalo temporal anterior. Para ello, se supone que podemos escribir

$$\psi_m^{i\,\dagger} = \sum_{l=1}^{M_d} a_{ml} \psi_l^{i-1\dagger} \quad ,$$

donde

$$a_{ml} = \frac{<\psi_m^{i\,\dagger}, M^{i-1}\psi_l^{i-1}>}{<\psi_l^{i-1}, M^{i-1}\psi_l^{i-1}>} \quad ,$$

y, por tanto

$$<\psi_m^{i\,\dagger}, XC_k>(t_{i-1}) = \sum_{l=1}^{M_d} a_{ml} <\psi_l^{i-1\dagger}, XC_k>(t_{i-1}) \quad . \tag{16}$$

Tomando como condiciones iniciales (15) y (16) ya se pueden integrar las ecuaciones (14) en el intervalo $[t_{i-1}, t_i]$. Para extender la integración al intervalo $[t_i, t_{i+1}]$ hay que actualizar de nuevo los Modos Lambda y seguir el mismo proceso que se ha expuesto para calcular las nuevas condiciones iniciales.

En la figura 15 se presenta la evolución de la potencia obtenida con el método nodal modal (NM) actualizando los Modos Lambda cada 0.05 segundos, y se compara con los resultados obtenidos con un método analítico nodal (AN) [3]

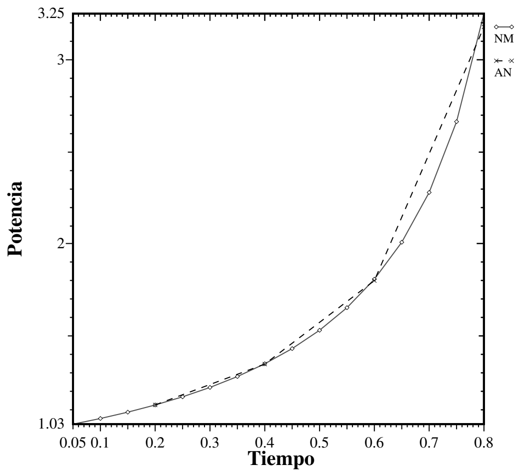

Fig. 15.- Evolución de la potencia para el Benchmark E.

En las figuras de la 16 a la 18 se compara el perfil de potencia en el reactor obtenidos con el método nodal modal y el método analítico nodal

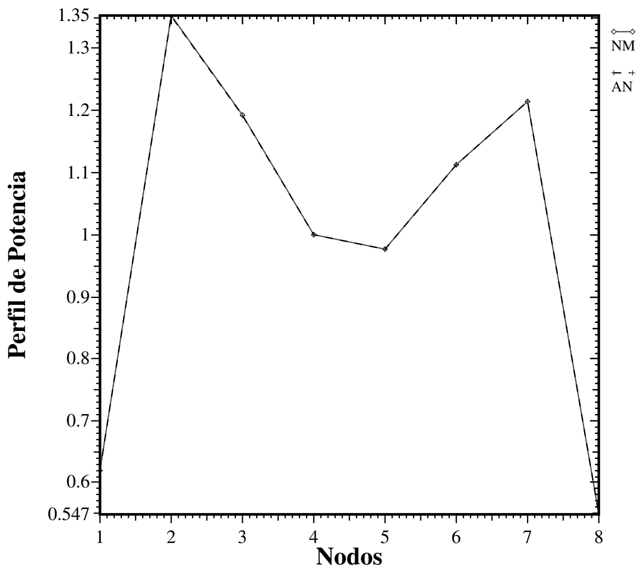

Fig. 16.- Perfil de potencia a los 0.2 segundos del Benchmark E.

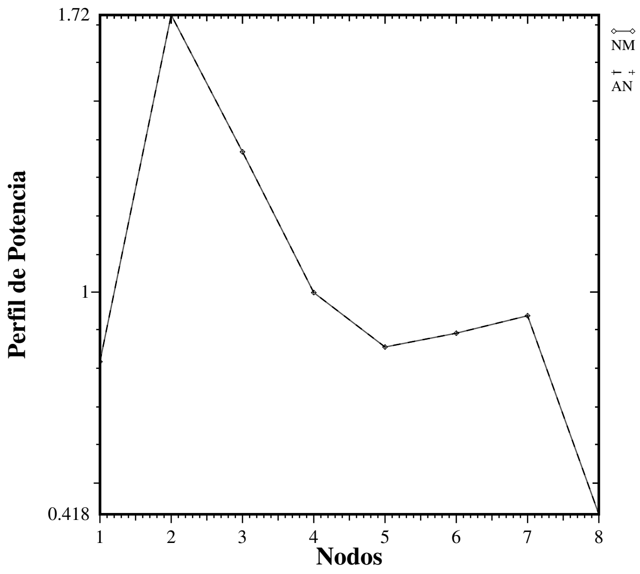

Fig. 17.- Perfil de potencia a los 0.6 segundos del Benchmark E.

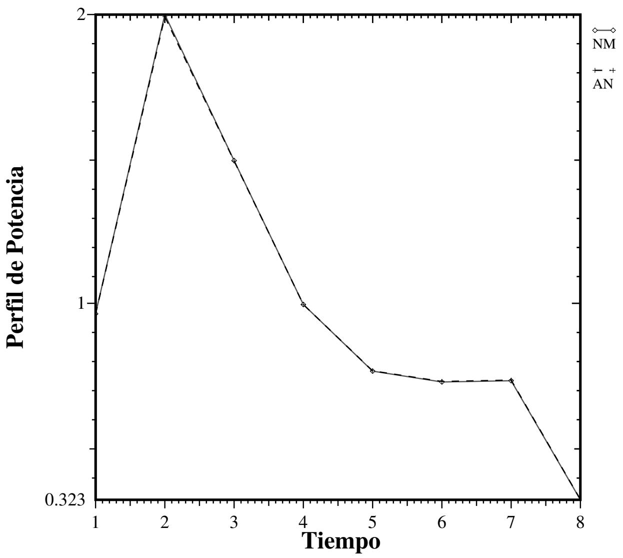

Fig. 18.- Perfil de potencia a los 0.8 segundos del Benchmark E.

Como se observa, el acuerdo obtenido es excelente, tanto en la evolución de la potencia como en el perfil de potencia.

4 Conclusiones

A la vista de los resultados obtenidos en el estudio de todos estos problemas, podemos concluir que el método nodal modal proporciona buenos resultados, pero es un método costoso desde el punto de vista computacional, ya que es necesario ir calculando los Modos Lambda asociados a distintas configuraciones del reactor para poder realizar la integración. Por tanto, no va a ser viable abordar con este método el estudio de problemas bidimensionales y tridimensionales, especialmente en el caso en que la perturbación realizada sobre el reactor sea dependiente del tiempo y será recomendable abordar la resolución de este tipo de problemas mediante métodos basados en la discretización temporal de las ecuaciones [7].

Además, para el tipo de problemas estudiados se observa que para obtener resultados con precisión suficiente con el método nodal modal es necesario utilizar al menos 5 modos en los desarrollos, esto pone de manifiesto que aproximaciones usuales como la cinética puntual [2] que suelen utilizar desarrollos del flujo en uno o dos modos, no pueden predecir adecuadamente la distribución espacial de potencia en el reactor, aunque se obtengan, no obstante, buenos resultados en la predicción en la evolución de la potencia media. No obstante, hay que resaltar que el método nodal modal es un método con interés académico debido a la interpretación física asociada a los Modos Lambda, especialmente en el estudio de inestabilidades.

Referencias

[1] A. Hébert, *Development of the Nodal Collocation Method for Solving the Neutron Diffusion Equation.* Ann. nucl. Energy, Vol 14, No 10, pp 527-541. (1987).

[2] Allan F. Henry, *Nuclear-Reactor Analysis.* The MIT Press. (1982).

[3] D.W. Nigg, *One-Dimensional Nodal Neutronics Routines for the TRAC-BD1 Thermal-Hydraulics Program.* EGG-PBS-6379. (1984).

[4] J.R. Weston, M. Stacey, *Space-Time Nuclear Reactor Kinetics.* Academic Press. (1969).

[5] G. Verdú, J.L. Muñoz-Cobo, C. Pereira, D. Ginestar, *Lambda Modes of the Neutron-Diffusion Equation: Application to B.W.R.'s Out-of-Phase Instabilities.* Ann. Nucl. Energy, Vol. 20, No 7, pp 477-501. (1993).

[6] G. Verdú, D. Ginestar, V. Vidal, J.L. Muñoz-Cobo, *3D λ-Modes of the Neutron-Diffusion Equation.* Ann. Nucl. Energy, Vol 21, No 7, pp 405-421. (1994).

[7] G. Verdú, D. Ginestar, V. Vidal, J.L. Muñoz-Cobo, *A Consistent Multidimensional Nodal Method for Transient Calculations.* Ann. Nucl. Energy. Vol. 22, No 6, 395-411. (1995).