

COMISION NACIONAL DE ENERGIA ATOMICA
GERENCIA DE ENERGIA

CINET

Código bidimensional para la simulación del funcionamiento de reactores a largo (gestión de combustible), mediano (ciclos de potencia, Xenón) y corto plazo (cinética espacio-temporal) con acoplamiento termohidráulico

CNEA Re-139

DEPARTAMENTO DE REACTORES



Dpto. Reactores
Division Cálculo y Análisis

CINET

Código bidimensional para la simulación del funcionamiento de reactores a largo (gestión de combustible), mediano (ciclos de potencia, Xenón) y corto plazo (cinética espacio-temporal) con acoplamiento termohidráulico

CNEA-Re-134 Ing. Carlos R. GRANT
Buenos Aires, febrero 1977

CNEA-Re-134



RESUMEN

El código CINET es un programa bidimensional de difusión multi-grupo en geometría X-Y, R-Z y R- ϕ que permite la simulación del funcionamiento de reactores nucleares de cualquier tipo con acoplamiento neutrónico termohidráulico en los cálculos para gestión de combustible, ciclos de potencia o accidentes y cálculos cinéticos, éstos últimos mediante la cinética espacial. Posee una organización modular que permite incluir fácilmente cualquier modelo de acoplamiento neutrónico termohidráulico o gestión de combustible adaptados a cada problema y una gran versatilidad para simular las perturbaciones provocadas por accidentes y/u operaciones de control. Está programado en FORTRAN IV y fue desarrollado íntegramente dentro de la División de Cálculo y Análisis del Dto. de Reactores de la CNEA.

INTRODUCCION

El código CINET fue desarrollado íntegramente dentro de la División de Cálculo y Análisis del Departamento de Reactores con el propósito de proveer una útil herramienta de trabajo en la simulación del funcionamiento de reactores nucleares de cualquier tipo teniendo en cuenta el reacoplamiento neutrónico termohidráulico y/o la influencia del Xenón y otros parámetros no neutrónicos.

Puede realizar cálculos de gestión de combustible, ciclos de potencia o simulación de accidentes, correspondiendo cada uno de estos casos a las llamadas evoluciones a largo plazo (tiempo en días), transitorios largos (tiempo en horas) o cortos (tiempo en segundos). En los dos primeros casos se calculan sucesivos estados estacionarios del reactor y en el tercero se resuelven las ecuaciones cinéticas espaciales por cuatro métodos diferentes a optar por el usuario.

La programación está realizada con un criterio modular, de tal manera que cualquier usuario puede fácilmente programar las subrutinas de acoplamiento termohidráulico o de gestión de combustible adecuadas a su problema y ensamblarlas con el código. Se dan además los recursos para la inserción de perturbaciones de diversa índole que permiten simular sin dificultad cualquier accidente u operación de control. Se puede en una corrida del programa continuar cálculos interrumpidos en otra, partiendo del estado del reactor guardado en un archivo.

Las geometrías pueden ser X-Y, R-Z ó R- θ y son permitidas condiciones de contorno de corriente nula, flujo nulo o periodicidad. Se admiten también condiciones de contorno dentro del reactor. Se permiten varios grupos de energía.

En su versión original, el código está provisto de subrutinas que tratan los efectos de la concentración del Xenón, de la energía residual y del reacoplamiento termohidráulico para un refrigerante en simple fase. Se le adjuntó además el esquema de recambio de combustible del código ERUPT. Resuelve el problema de búsqueda de criticidad, de movimientos de barras de control (por medio de perturbaciones) y de cualquier otro tipo de control del reactor.

La dependencia de las secciones eficaces respecto a los parámetros neutrónicos se supone lineal en la versión original y se da a través de tablas de parámetros nucleares y coeficientes en función del quemado o irradiación. El usuario puede incluir en el código cualquier otro tipo de dependencia.

La memoria se administra dinámicamente, de tal manera que las dimensiones de cada problema en particular (malla, número de grupos, número de precursores) están sólo limitadas por la disponibilidad de

memoria de máquina.

La tarea fue llevada a cabo tomando como base inicial subrutinas de los códigos EQUIPOISE, ERUPT y EXTERMINATOR II y los fundamentos de la teoría de difusión, ampliamente divulgada en la literatura especializada. El código fue procesado con éxito en la BULL GE 625 y la IBM/370. Ha sido casi totalmente verificado en todas sus opciones.

El autor expresa su reconocimiento al Ing. R. Solanilla, que alentó la realización de este trabajo, y el apoyo brindado al mismo por la División de Cálculo y Análisis a través del Dr. R. Corcuera. Agradece además al personal de los centros de computación de YPF y del Ministerio de Bienestar Social por el procesamiento de las pruebas, a los Sres. Godoy, Manso y Salgado por el transporte del material a dichos centros y a la Srta. Graciela Barroca por la copia de este informe.

INDICE

1.- FUNDAMENTOS TEORICOS

1.a) Ecuaciones fundamentales	1
1.b) Cinética puntual	2
1.c) Solución de la ecuación de la cinética puntual para β_e, β_{em} y λ constantes	6

2.- METODOS PARA LA RESOLUCIÓN DE LAS ECUACIONES CINÉTICAS ESPACIALES

2.a) Resolución directa de las ecuaciones cinéticas espaciales	8
2.b) Método cuasiestático	10
2.c) Método adiabático	12

3.- RESOLUCION NUMERICA DE LAS ECUACIONES

3.a) Tratamiento del reticulado espacial	15
3.b) Resolución numérica de las ecuaciones estáticas	18
3.c) Método numérico para la resolución de las ecuaciones cinéticas espaciales	19

4.- TRATAMIENTO DE LOS PARAMETROS FISICOS ADICIONALES

4.a) Consideraciones generales	24
4.b) Tratamiento de los efectos debidos a la concentración del Xenón	26
4.c) Energía residual	27
4.d) Modelo termohidráulico para el funcionamiento normal del reactor de la Central Nuclear de Atucha	29
4.e) Esquemas de recambio de combustible	33
4.f) Secciones eficaces. Su dependencia de los parámetros no neutrónicos	34
4.g) Perturbaciones. Búsqueda de criticidad. Clasificación de los parámetros	35

5.- CONSIDERACIONES GENERALES PARA LA UTILIZACION DEL CODIGO Y SU ORGANIZACION

5.a) Calcular estados estacionarios	37
5.b) Transitorios cortos. Evolución cinética del reactor	39
5.c) Representación del reticulado espacial	41
5.d) Parámetros adicionales	44
5.e) Organización de las tablas	45
5.f) Determinación de los valores de los parámetros adicionales independientes en función del tiempo. Pasos de cálculo e impresión	

Paso fino de cálculo	48
5.g) Perturbaciones	50
5.h) Búsqueda de criticidad	59
5.i) Fuentes	63
5.j) Otras opciones del programa	64

6.- UTILIZACION DEL CÓDIGO. ENTRADA, SALIDA, MEMORIA Y PERISFERICOS

6.a) Entrada del programa	66
6.b) Modelo termohidráulico para la opción normal	84
6.c) Utilización de la memoria	85
6.d) Segmentación del programa	86
6.e) Perisféricos	87
6.f) Salida impresa del código	87

7.- ORGANIZACION INTERNA DEL CÓDIGO. GUIA PARA EL PROGRAMADOR

7.a) Breve descripción de cada subrutina	89
7.b) Vectores y matrices de dimensión ajustable	91
7.c) Subrutina TIEMPO	93
7.d) Subrutina TABLA	93
7.e) Subrutina SECEF	95
7.f) Función FUNPER	96
7.g) Subrutina TEMPER	96
7.h) Subrutina CAMBIO	98

CINET

TEORIA Y UTILIZACION DEL CODIGO

1.-FUNDAMENTOS TEORICOS

1.a) Ecuaciones fundamentales

Las ecuaciones cinéticas espaciales de difusión para G grupos de energía y M precursores de neutrones retardados se expresan en la forma:

$$\nabla D_g \nabla \phi_g - \sigma_{Tg} \phi_g + \sum_{g' \neq g}^G \sigma_{g'g} \phi_{g'} + (1-\beta) \chi_{pg} \sum_{g'=1}^G s \sigma_{fg'} \phi_{g'} + \sum_{m=1}^M \lambda_m S_{mg} C_m + Q_g = \frac{1}{v_g} \frac{\partial \phi_g}{\partial t} \quad (1)$$

$$\beta_m \sum_{g=1}^G s \sigma_{fg} \phi_g - \lambda_m C_m = \frac{\partial C_m}{\partial t}$$

$\sigma_{g'g}$: sección eficaz macroscópica de transferencia del grupo g' al grupo g .

σ_{ag} : sección eficaz macroscópica de absorción del grupo g .

$\sigma_{Tg} = \sigma_{ag} + \sum_{g' \neq g} \sigma_{g'g}$: sección eficaz macroscópica total del grupo g .

s = número promedio de neutrones por fisión.

σ_{fg} : sección macroscópica de fisión del grupo g .

$P_e = \sum_{g=1}^G E_g \sigma_{fg} \phi_g$ = potencia específica instantánea en Mw/cm.

ϕ_g : flujo del grupo g en l/seg. cm²

v_g : velocidad media de los neutrones del grupo g en cm/seg.

D_g : constante de difusión del grupo g en cm.

Q_g : fuente de neutrones del grupo g en l/cm³seg.

χ_{pg} : fracción de neutrones prontos que se producen en una fisión con una energía dentro del grupo g (espectro de fisión).

C_m : concentración del precursor m en l/cm³

λ_m : constante de decaimiento del precursor m en l/seg.

β_m : fracción de neutrones retardados que se producen como consecuencia del decaimiento del precursor m .

$\beta = \sum_{m=1}^M \beta_m$: fracción total de neutrones retardados.

S_{mg} : fracción de neutrones retardados que se producen como consecuencia del decaimiento del precursor m dentro del grupo g (espectro de los neutrones retardados)

Las secciones eficaces, flujos y concentraciones dependen en general del espacio y del tiempo.

Pueden estar además reacopladas a través de otros parámetros adicionales: concentración de Xenón, parámetros termohidráulicos, etc.

Para indicar las secciones eficaces macroscópicas utilizaremos la sigma minúscula (σ) para evitar confusiones con el signo de suma (Σ). Cuando se trate de secciones eficaces microscópicas, se hará la aclaración correspondiente.

Si definimos los siguientes vectores y matrices:

$$\psi = \begin{bmatrix} \phi_1 \\ \vdots \\ \phi_G \\ C_1 \\ \vdots \\ C_M \end{bmatrix} \quad V^{-1} = \begin{bmatrix} \frac{1}{v_1} & 0 & & \\ 0 & \frac{1}{v_2} & & \\ & & \ddots & \\ 0 & & & 1 \end{bmatrix} \quad R = \begin{bmatrix} Q_1 \\ \vdots \\ Q_G \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \end{bmatrix}$$

Las ecuaciones fundamentales dadas en (1) pueden escribirse en la forma

$$M \psi = V^{-1} \frac{\partial \psi}{\partial t} - R \quad (2)$$

donde los componentes de la matriz M se deducen fácilmente de las (1).

Para un estado estacionario esta ecuación matricial se convierte en

$$M \psi = -R \quad (3)$$

que expresadas en forma explícita, (3) obteniendo C_m de la segunda de las (1) igualada a cero y reemplazando en la primera nos da:

$$\nabla D_g \nabla \phi_g - \sigma_{Tg} \phi_g + \sum_{g' \neq g}^G \sigma_{g'g} \phi_{g'} + \chi_{Eg} \sum_{g'=1}^G S \sigma_{fg'} \phi_{g'} = -Q_g \quad (4)$$

siendo χ_{Eg} el "espectro estático" dado por

$$\chi_{Eg} = (1-\beta) \chi_{Pg} + \sum_{m=1}^M \beta_m S_m g \quad (5)$$

También es de especial interés la ecuación estática

$$\nabla D_g \nabla \phi_{Eg} - \sigma_{Tg} \phi_{Eg} + \sum_{g' \neq g}^G \sigma_{g'g} \phi_{Eg'} + \frac{\chi_{Eg}}{K_e} \sum_{g'=1}^G S \sigma_{fg'} \phi_{Eg'} = 0 \quad (6)$$

que está asociada al autovalor K_e , definido como el factor de multiplicación. Esta es la ecuación que resuelven los códigos estáticos, que aunque en un sentido estricto la distribución del flujo obtenida sólo tiene significado cuando $K_e=1$, es aceptada también, si la diferencia entre K_e y la unidad es pequeña, como una muy buena aproximación de la distribución del flujo en estado estacionario sin fuentes.

Si definimos ahora los vectores

$$\phi = \begin{bmatrix} \phi_1 \\ \vdots \\ \phi_G \end{bmatrix} \quad Q = \begin{bmatrix} Q_1 \\ \vdots \\ Q_G \end{bmatrix}$$

la (4) puede expresarse en forma matricial en la forma

$$H \phi = -Q \quad (7)$$

donde los componentes de la matriz H se obtienen de la (4)

La ecuación (6) se escribe en la forma

$$H_E \phi_E = 0 \quad (8)$$

siendo H_E igual a la matriz H , pero con los términos de fuente (que contienen a los (σ_{fg}) divididos por K_e). Es obvio que para que la (4) tenga una solución con sentido físico debe ser K_e en la (6) menor que la Unidad.

Debemos señalar que las soluciones de las ecuaciones (3), (4), (6), (7) y (8) son independientes del tiempo, puesto que se trata en todos los casos de estados estacionarios.

1.b) Cinética puntual

Tomaremos como referencia un estado del reactor en el que éste se encuentra crítico, tal que para el mismo se obtiene una distribución de flujo dado por la relación

$$H_0 \phi_0 = 0 \quad \text{ó} \quad M_0 \psi_0 = 0 \quad (9)$$

Este estado de criticidad puede obtenerse variando cualquier parámetro de las (1), obteniendo así H_0 y M_0 o simplemente introduciendo el autovalor

K_e como divisor de las fuentes (ecuación (6)), con lo que H_0 se transforma en H_e y ϕ_0 en ϕ_E .

Si escribimos ahora las ecuaciones adjuntas de las (9):

$$\begin{cases} H_0^T \phi_0^* = 0 \\ M_0^T \psi_0^* = 0 \end{cases} \quad (10)$$

por las propiedades de las soluciones de dichas ecuaciones se cumple también

$$\begin{cases} \int_V \phi_0^* H_0 \phi dV = 0 \\ \int_V \psi_0^* M_0 \psi dV = 0 \end{cases} \quad (11)$$

(se integra en todo el volumen del reactor)

donde ϕ y ψ expresan vectorialmente la solución de la ecuación (1) con dependencia espacial y temporal.

Los flujos adjuntos para el reactor crítico se dan en la forma

$$\phi_0^* = \begin{bmatrix} \phi_{01}^* \\ \vdots \\ \phi_{0G}^* \end{bmatrix} \quad \psi_0^* = \begin{bmatrix} \phi_{01}^* \\ \vdots \\ \phi_{0G}^* \\ C_{01}^* \\ \vdots \\ C_{0M}^* \end{bmatrix} \quad (12)$$

donde

$$C_{0m}^* = \sum_{g=1}^G S_{mg} \phi_{0g}^* \quad (13)$$

según se deduce directamente reemplazando la segunda de las (10) en las (1) igualadas a cero.

Si ahora premultiplicamos la ecuación matricial (2) por el vector ψ_0^* traspuesto e integramos en todo el volumen del reactor obtenemos

$$\int_V \psi_0^* M \psi dV = \frac{\partial}{\partial t} \int_V \psi_0^* V^{-1} \psi dV - \int_V \psi_0^* R dV \quad (14)$$

El primer miembro puede expresarse (a partir de la segunda de las (11)) en forma

$$\int_V \psi_0^* M \psi dV = \int_V \psi_0^* \Delta M \psi dV \quad (15)$$

siendo $M = M_0 + \Delta M$

y si definimos $H = H_0 + \Delta H$ (ver ecuaciones (4) y (7) para H y (9) para H_0) se prueba fácilmente que

$$\int_V \psi_0^* \Delta M \psi dV = \int_V \phi_0^* \Delta H \phi dV = \int_V \phi_0^* H \phi dV \quad (16)$$

a partir de la suposición de que los λ_m son constantes y de la primera de las (11)

Si desarrollamos ahora con mayor detalle el segundo miembro de la (14) y tenemos en cuenta la (15), la (16) y la (13) obtenemos la relación

$$\begin{aligned} \int_V \phi_0^* H \phi dV = & \frac{\partial}{\partial t} \int_V \sum_{g=1}^G \phi_{0g}^* \frac{1}{V_g} \phi_g dV + \sum_{m=1}^M \left(\sum_{g=1}^G S_{mg} \phi_{0g}^* \right) \cdot \beta_m \left(\sum_g V \sigma_{fg} \phi_g \right) dV + \\ & - \sum_{m=1}^M \lambda_m \int_V \sum_{g=1}^G S_{mg} \phi_{0g}^* C_m dV - \int_V \phi_{0g}^* Q_g dV \end{aligned} \quad (17)$$

Podemos definir ahora los siguientes parámetros

$$F = \int_V \sum_{g=1}^G \phi_{0g}^* \chi_{eg} \sum_{g=1}^G V \sigma_{fg} \phi_g dV \quad (18)$$



$$n = \int_V \sum_{g=1}^G \phi_{0g}^* \frac{1}{V_g} \phi_g dV \quad (19)$$

$$S = \int_V \sum_{g=1}^G \phi_{0g}^* Q_g dV \quad (20)$$

$$C_m = \int_V \sum_{g=1}^G \phi_{0g}^* C_m dV \quad (21)$$

$$\beta_{em} = \frac{1}{F} \int_V \left(\sum_{g=1}^G \phi_{0g}^* \right) \beta_m \left(\sum_{g=1}^G V G_{fg} \phi_g \right) dV \quad (22)$$

$$\beta_e = \sum_{m=1}^M \beta_{em} \quad (23)$$

$$\lambda = \frac{n}{F} \quad (24)$$

$$\rho = \frac{1}{F} \int_V \phi_{0g}^* H \phi dV \quad (25)$$

con estas definiciones, utilizando la segunda de las (1), obtenemos las ecuaciones de la cinética puntual:

$$\begin{cases} \frac{dn}{dt} = \frac{\rho - \beta_e}{\lambda} n + \sum_{m=1}^M \lambda_m C_m + S \\ \frac{dC_m}{dt} = -\lambda_m C_m + \frac{\beta_{em}}{\lambda} n \end{cases} \quad (26)$$

En esta ecuación, los parámetros están definidos en las fórmulas (18) a (25) y son en general dependientes del tiempo.

λ es el tiempo de vida media de los neutrones prontos. β_e y los β_{em} son las fracciones efectivas total y para el grupo m de los neutrones retardados respectivamente.

n y C_m son valores medios de la concentración neutrónica y del precursor m pesados con el flujo adjunto.

ρ es la reactividad dinámica, que en general difiere de la reactividad estática dada por la ecuación (6) apartir de la relación

$$\rho_F = \frac{k_e - 1}{k_e} \quad (27)$$

El factor F dado por la fórmula (18) puede ser elegido arbitrariamente, pues si se reemplazan los valores de ρ , λ , β_e , β_{em} y n en las (26) se cancela. Se eligió de tal forma que en la (25) y en la (18), si se reemplaza el flujo ϕ_g por el flujo estático ϕ_{eg} obtenido de la ecuación (6) la reactividad dinámica ρ resulta igual a la reactividad estática ρ_e . Para reactividades pequeñas el flujo dinámico es aproximadamente igual al estático, lo que constituye la base del denominado método adiabático, expuesto más adelante.

Las ecuaciones de la cinética puntual dadas en (26) son una expresión exacta de las ecuaciones fundamentales de difusión de la cinética espacial, donde las dimensiones espaciales han sido sintetizadas a través de promedios pesados con el flujo adjunto.

El escollo principal en la resolución de estas ecuaciones consiste en hallar la dependencia temporal de los parámetros β_e , λ y β_{em} , para lo cual es imprescindible conocer la distribución espacial de flujo ϕ_g y reemplazarla en las fórmulas

(18) a (25).

Si expresamos las distribuciones de flujo y de los precursores en la forma:

$$\begin{cases} \phi_j(\vec{r}, t) = \phi(t) \phi_j(\vec{r}, t) \\ \mathcal{C}_m(\vec{r}, t) = \mathcal{C}_m(t) \mathcal{C}_m(\vec{r}, t) \end{cases} \quad (28)$$

$\phi_j(\vec{r}, t)$ y $\mathcal{C}_m(\vec{r}, t)$ son las "funciones de forma" normalizadas de tal manera que se cumpla

$$\begin{aligned} \sum_{j=1}^6 \phi_{0j}^* \frac{1}{V_j} \phi_j dV &= \text{constante}=1 \\ \sum_{j=1}^6 \mathcal{C}_{mj} \phi_{0j}^* \mathcal{C}_m dV &= \text{constante}=1 \end{aligned} \quad (29)$$

(en cuyo caso resulta $\phi(t)=h(t)$ y $\mathcal{C}(t)=\mathcal{C}(t)$), y se supone que para un determinado lapso $\phi_j(\vec{r}, t)$ y $\mathcal{C}_m(\vec{r}, t)$ son conocidas e independientes del tiempo, en las ecuaciones (26) los valores de β_e , β_{em} y Λ son también independientes del tiempo.

La resolución de las ecuaciones de la cinética puntual nos determina en este caso completamente la distribución de flujo en cada instante, pues $h(t)$ y $\mathcal{C}_m(t)$ en las (26) son idénticos a $\phi(t)$ y $\mathcal{C}_m(t)$ en las (28), en virtud de las relaciones dadas por las (29).

En cuanto a la determinación de $\phi_j(\vec{r}, t)$ y $\mathcal{C}_m(\vec{r}, t)$, existen numerosos métodos para evaluarlos, pero en este informe nos ocuparemos sólo de dos de ellos que son opciones del código CINET.

El modelo puntual supone que las funciones de forma son siempre constantes e independientes del tiempo y se las halla a partir de la distribución de flujo y de las concentraciones de precursores para el reactor crítico o utilizando la solución de la ecuación estática (6). En este caso el problema se hace dependiente sólo del tiempo en todo instante y consiste sustancialmente en hallar la función $\rho(t)$ a partir de la (25) o por cualquier otro recurso y resolver el sistema dado en las (26). La validez de este método puede ser aceptada sólo cuando las perturbaciones no producen cambios notables en la forma de la distribución del flujo, ya sea porque se trata de efectos distribuidos uniformemente en todo el volumen del reactor (envenenamientos con boro, cambios lentos de la temperatura del moderador, etc.) o si están localizados (movimientos de barras) su influencia sobre la forma del flujo $\phi_j(\vec{r}, t)$ es despreciable.

Puede suceder que aún con variaciones considerables de las funciones de forma $\phi_j(\vec{r}, t)$ y $\mathcal{C}_m(\vec{r}, t)$ los β_{em} , β_e y Λ se pueden suponer constantes, y en este caso, si la evaluación de la función $\rho(t)$ es correcta, la resolución de las ecuaciones cinéticas puntuales nos darán un buen valor de la densidad neutrónica promedio $h(t)$ para cada instante. Pero no podremos calcular la distribución espacial $\phi_j(\vec{r}, t)$ en cada punto dada en la primera de las (28) a causa de que desconocemos la función de forma $\phi_j(\vec{r}, t)$. En esta situación, la solución $h(t)$ no será proporcional a la indicación de un detector neutrónico colocado en algún punto del reactor, ni tiene validez la indicación de un reactímetro que utilice dicha indicación. Tampoco, en los problemas termohidráulicos, puede suponerse que la función $h(t)$ nos dé la variación del flujo o potencia en el canal más caliente. En otras palabras, el problema de la determinación de la distribución del flujo tanto en su variación espacial como temporal no estará completamente resuelto, pues sólo obtendremos la variación temporal de la densidad neutrónica media en el reactor.

El método cuasiestático supone que las funciones de forma $\phi_j(r, t_j)$ y $E_m(r, t_j)$ son independientes del tiempo durante el intervalo $[t_j; t_{j+1}]$ (siendo $t_{j+1} = t_j + \Delta t_j$), calcula los valores de β_{ej} , β_{emj} y Λ_j para t_j y resuelve las ecuaciones de la cinética puntual hallando $n_j(t)$ dentro de dicho intervalo, calculando luego la distribución de flujo al final del mismo por medio de $\phi_j^*(\vec{r}, t_{j+1}) = n_j(t_j) \phi_j(\vec{r}, t_j)$. Luego mediante la resolución de una ecuación diferencial espacial (que se verá más adelante) se recalcula la función de forma, obteniendo $\phi(\vec{r}, t_{j+1})$ y haciendo $\phi_j(\vec{r}, t_{j+1}) = n_j(t_{j+1}) \phi(\vec{r}, t_{j+1})$ se halla una distribución de flujo corregida. Un procedimiento análogo se emplea para la evaluación de $E_m(\vec{r}, t_j)$ y $C_m(\vec{r}, t_j)$. De esta manera tanto los valores medios de la concentración neutrónica ($n_j(t)$) del flujo y de los precursores $C_j(t)$ son determinados para cada intervalo $[t_j, t_{j+1}]$ y las correspondientes funciones de forma son constantemente corregidas. Si la forma del flujo varía considerablemente en un corto tiempo se toma un valor del paso Δt_j (que puede calcularse automáticamente) pequeño y el método se asemeja al de la resolución directa de las ecuaciones cinéticas espaciales de difusión. Si el cambio de la forma es despreciable, se toma un Δt_j grande y se ahorra de esta manera tiempo de computación.

En cuanto a la variación de $\rho(t)$, si bien puede tomarse una función cualquiera, lo más cómodo es aproximarla ya sea por una función escalonada (en la que $\rho(t) = \rho_i$ para $t \in [t_i; t_{i+1}]$) o por una poligonal (en que se supone que $\rho(t_i) = \rho_i$, $\rho(t_{i+1}) = \rho_{i+1}$ y se unen los puntos consecutivos con segmentos de recta tal que $\rho(t) = \rho_i + \frac{\rho_{i+1} - \rho_i}{t_{i+1} - t_i} (t - t_i)$ para $t \in [t_i; t_{i+1}]$). En el modelo puntual los t_i se pueden tomar arbitrariamente y en el método cuasiestático se los hace coincidir con los t_j , pues generalmente grandes variaciones de la reactividad implica considerables alteraciones en la función de forma y viceversa por lo que la identificación de los t_i con los t_j es perfectamente razonable.

Damos a continuación el procedimiento para calcular la solución de la ecuación de la cinética puntual para una función $\rho(t)$ escalonada y para una $\rho(t)$ poligonal, suponiendo siempre que β_e , β_{em} y Λ permanecen constantes. Estas soluciones se emplean tanto en el modelo puntual como en el método cuasiestático.

1.c) Solución de la ecuación cinética puntual para β_e , β_{em} y Λ constantes:

a) Caso de $\rho(t)$ constante o escalonada

En este caso la resolvemos dentro del intervalo $[t_j, t_{j+1}]$ en que se supone que ρ es constante. Si escribimos nuevamente las ecuaciones de la cinética puntual:

$$\begin{aligned} \frac{dn}{dt} &= \frac{\rho - \beta_e}{\Lambda} n + \sum_{m=1}^M \lambda_m C_m + S \\ \frac{dC_m}{dt} &= -\lambda_m C_m + \frac{\beta_{em}}{\Lambda} n \end{aligned} \quad (26)$$

les podemos dar la forma matricial

$$\frac{d\Phi}{dt} = A\Phi + S \quad (30)$$

siendo

$$\Phi = \begin{bmatrix} n \\ C_1 \\ \vdots \\ C_M \end{bmatrix} \quad S = \begin{bmatrix} S \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \end{bmatrix} \quad A = \begin{bmatrix} \frac{\rho - \beta_e}{\Lambda} & \lambda_1 & \lambda_2 & \dots & \lambda_M \\ \frac{\beta_{e1}}{\Lambda} & -\lambda_1 & 0 & \dots & 0 \\ \frac{\beta_{e2}}{\Lambda} & 0 & -\lambda_2 & \dots & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \frac{\beta_{eM}}{\Lambda} & 0 & 0 & \dots & -\lambda_M \end{bmatrix} \quad (31)$$

La solución de la (30) puede expresarse en la forma:

$$\textcircled{H} = \sum_{k=1}^{M+1} a_k \textcircled{H}_k e^{\alpha_k t} + \textcircled{H}_p \quad (32)$$

Siendo las $\textcircled{H}_k$ las $(M+1)$ soluciones de la ecuación con $\textcircled{f} \equiv 0$ (homogénea) y $\textcircled{H}_p$ una solución particular de la no homogénea, que se halla fácilmente haciendo $\frac{d\textcircled{H}_p}{dt} = 0$ y $\textcircled{H}_p$ constante.

Los α_k salen de igualar a cero el determinante de $\underline{A}$, de lo que resulta la conocida ecuación:

$$\rho = \prod \alpha_k + \sum_{m=1}^M \frac{\alpha_k \beta_{em}}{\alpha_k + \lambda_m} \quad (33)$$

Si hallamos además las soluciones de la ecuación homogénea adjunta de la (30)

$$\frac{d\textcircled{H}_k^*}{dt} = A^T \textcircled{H}_k^* \quad (34)$$

teniendo en cuenta que por las propiedades de la solución adjunta es el producto escalar $\langle \textcircled{H}_k^* | \textcircled{H}_l \rangle = 0$ para $k \neq l$, premultiplicando escalarmente la (32) por $\textcircled{H}_k^*$ resulta, luego de despejar a_k :

$$a_k = \frac{\textcircled{H}_k^* \textcircled{H}(t_j) - a_k^* \textcircled{H}_p}{\textcircled{H}_k^* \textcircled{H}_k} \quad (35)$$

siendo $\textcircled{H}(t_j)$ el vector $\textcircled{H}$ al comienzo del intervalo en cuestión (con $\Delta t = t - t_j$, $\Delta t_j = t_{j+1} - t_j$)

Teniendo en cuenta que:

$$\textcircled{H}_p = \begin{bmatrix} -\frac{\beta_1}{\lambda_1} \\ -\frac{\beta_2}{\lambda_2} \\ \vdots \\ -\frac{\beta_M}{\lambda_M} \end{bmatrix} \frac{S}{\rho} \quad \textcircled{H}_k = \begin{bmatrix} \frac{1}{\lambda(\lambda_1 + \alpha_k)} \\ \vdots \\ \frac{\beta_M}{\lambda(\lambda_M + \alpha_k)} \end{bmatrix} n \quad \textcircled{H}_k^* = \begin{bmatrix} \frac{1}{\lambda(\lambda_1 + \alpha_k)} \\ \vdots \\ \frac{\lambda_M}{\lambda(\lambda_M + \alpha_k)} \end{bmatrix} \quad (36)$$

reemplazando las (36) en las (35), luego de ciertos manipuleos algebraicos, se obtiene (para $t_j \leq t \leq t_{j+1}$):

$$\begin{cases} n(t) = n(t_j) + \sum_{k=1}^{M+1} b_k S_{kj}(t - t_j) \\ C_m(t) = C_m(t_j) + \frac{\beta_{em}}{\rho} \sum_{k=1}^{M+1} \frac{b_k}{\lambda_m + \alpha_k} S_{kj}(t - t_j) \end{cases} \quad (37)$$

siendo:

$$\begin{cases} b_k = \frac{\alpha_k (n(t_j) + \sum_{m=1}^M \frac{\lambda_m}{\lambda_m + \alpha_k} C_m(t_j)) + S}{1 + \frac{1}{\rho} \sum_{m=1}^M \frac{\lambda_m \beta_{em}}{(\lambda_m + \alpha_k)}} \\ S_{kj}(t) = \begin{cases} \frac{e^{\alpha_k(t-t_j)} - 1}{\alpha_k} & \alpha_k \neq 0 \\ t - t_j & \alpha_k = 0 \end{cases} \end{cases} \quad (38)$$

Los α_k salen de la ecuación (33) haciendo $\rho = \rho_{j+1}$.

Los valores de $n(t_j)$ y $C_m(t_j)$, al comienzo del intervalo, se obtienen por medio de las fórmulas (19) y (21) en el método cuasiestático o directamente mediante las (37) en el modelo puntual, aplicadas recurrentemente. En este último caso, sólo varía $f(t)$ para cada intervalo, siendo los demás parámetros β_e, β_{em} y λ constantes. Para el primer intervalo los valores de todos los parámetros se hallan por medio de las fórmulas (18) a (25), luego de calcular la distribución de flujo haciendo el reactor crítico ($K_e = 1$ en la (6)) o resolviendo

la ecuación (4) en los problemas con fuentes neutrónicas.

Tanto en el método cuasiestático como en el puntual los valores de $\rho(t)$ se calculan con la fórmula (26), aunque en este último método se puede dar esta función de un modo arbitrario.

b) Caso de $\rho(t)$ lineal o segmentada

En este caso es

$$\rho(t) = \rho_j + \dot{\rho}_j (t - t_j) \quad t \in [t_j; t_{j+1}]$$

$$\dot{\rho}_j = \frac{\rho_{j+1} - \rho_j}{t_{j+1} - t_j} \quad (39)$$

En este caso no se resuelve analíticamente la ecuación sino que se emplea la fórmula de Taylor en un cierto número de subintervalos de longitud δt del intervalo $\Delta t_j = (t_{j+1} - t_j)$

$$\left. \begin{aligned} n(t + \delta t) &= n_0 + \delta t \dot{n}_0 + \frac{\delta t^2}{2} \ddot{n}_0 + \frac{\delta t^3}{6} \dddot{n}_0 + \frac{\delta t^4}{24} n^{(iv)}_0 \\ C_m(t + \delta t) &= C_{m0} + \delta t \dot{C}_{m0} + \frac{\delta t^2}{2} \ddot{C}_{m0} + \frac{\delta t^3}{6} \dddot{C}_{m0} + \frac{\delta t^4}{24} C^{(iv)}_{m0} \\ n_0 &= n(t) \quad C_{m0} = C_m(t) \end{aligned} \right\} \quad (40)$$

Las derivadas de n y de C_m se calculan al comienzo de cada subintervalo por medio de:

$$\left. \begin{aligned} \dot{n}_0 &= \frac{\rho_j - \beta_0}{\Lambda} n_0 + \sum_{m=1}^M \lambda_m C_{m0} + S \\ \dot{C}_{m0} &= -\lambda_m C_{m0} + \frac{\beta_{0m}}{\Lambda} n_0 \end{aligned} \right\} \quad (41)$$

$$\left. \begin{aligned} \ddot{n}_0 &= \frac{\rho_j - \beta_0}{\Lambda} \dot{n}_0 + \sum_{m=1}^M \lambda_m \dot{C}_{m0} + \frac{1}{\Lambda} \dot{\rho}_j n_0 \\ \ddot{C}_{m0} &= -\lambda_m \dot{C}_{m0} + \frac{\beta_{0m}}{\Lambda} \dot{n}_0 \end{aligned} \right\} \quad (42)$$

$$\left. \begin{aligned} \dddot{n}_0 &= \frac{\rho_j - \beta_0}{\Lambda} \ddot{n}_0 + \sum_{m=1}^M \lambda_m \ddot{C}_{m0} + 2 \frac{\dot{\rho}_j}{\Lambda} \dot{n}_0 \\ \dddot{C}_{m0} &= -\lambda_m \ddot{C}_{m0} + \frac{\beta_{0m}}{\Lambda} \ddot{n}_0 \end{aligned} \right\} \quad (43)$$

$$\left. \begin{aligned} n^{(iv)}_0 &= \frac{\rho_j - \beta_0}{\Lambda} \dddot{n}_0 + \sum_{m=1}^M \lambda_m \dddot{C}_{m0} + 3 \frac{\dot{\rho}_j}{\Lambda} \ddot{n}_0 \\ C^{(iv)}_{m0} &= -\lambda_m \dddot{C}_{m0} + \frac{\beta_{0m}}{\Lambda} \dddot{n}_0 \end{aligned} \right\} \quad (44)$$

La longitud de los subintervalos (δt) se fijan de acuerdo a la fórmula:

$$\delta t \leq \sqrt[4]{\frac{24 \cdot \epsilon_K}{n^{(iv)}}} \quad (45)$$

que resulta de acotar el quinto término de la primera de las (40). El valor de ϵ_K se fija de 10^{-10} a 10^{-12}

2.-METODOS PARA LA RESOLUCION DE LAS ECUACIONES CINÉTICAS ESPACIALES

2.a) Resolución directa de las ecuaciones cinéticas espaciales

Este método consiste en la resolución de las ecuaciones cinéticas espaciales dadas en (1) por medio de diferencias finitas. Estas son tomadas hacia atrás, puesto que en caso de ser tomadas hacia adelante se producen serias inestabilidades numéricas. A tal efecto, si escribimos las (1) en la forma matricial:

$$M \psi' = V^{-1} \frac{\partial \psi}{\partial t} - R \quad (2)$$

esta ecuación expresada en diferencias finitas hacia atrás toma la forma:

$$M \psi_{p+1} = V^{-1} \frac{\psi_{p+1} - \psi_p}{\Delta t_p} - R \quad (46)$$

donde ψ_{p+1} y ψ_p están dados para los instantes t_{p+1} y t_p respectivamente, y $\Delta t_p = t_{p+1} - t_p$. En este caso es:

$$\left(M - \frac{V^{-1}}{\Delta t_p}\right) \psi_{p+1} = -\frac{V^{-1}}{\Delta t_p} \psi_p - R \quad (47)$$

donde, conocido ψ_p , M , R y fijado el valor de Δt_p se halla ψ_{p+1} mediante la inversión de la matriz $(M - \frac{V^{-1}}{\Delta t_p})$ ó la resolución de un sistema de ecuaciones lineales. El vector de partida ψ_0 y la matriz inicial M_0 se hallan buscando criticidad con la ecuación (6) (o sea variando algún parámetro de M_0 hasta hacer $K_e=1$) ó resolviendo la ecuación (4) si existen fuentes.

Vamos a darle a la (47) una expresión más explícita. Para ello escribimos la segunda de las (1) con retrodiferencias y despejamos C_m , de donde resulta:

$$C_m^{(p+1)} = \frac{C_m^{(p)} + \beta_m \Delta t_p \sum_{g=1}^G \sigma_{fg} \phi_g^{(p+1)}}{1 + \lambda_m \Delta t_p} \quad (48)$$

Si reemplazamos el valor de $C_m^{(p+1)}$ en la primera de las (1) obtenemos el sistema:

$$\begin{aligned} \nabla D_g \nabla \phi_g^{(p+1)} - \sigma_{Tg} \phi_g^{(p+1)} + \sum_{g' \neq g}^G \sigma_{gg'} \phi_{g'}^{(p+1)} - \frac{1}{\Delta t_p V_g} \phi_g^{(p+1)} + \left[(1-\beta) \chi_{pg} + \right. \\ \left. + \sum_{m=1}^M \frac{\lambda_m S_{mg} \beta_m \Delta t_p}{1 + \lambda_m \Delta t_p} \right] \sum_{g'=1}^G \sigma_{fg'} \phi_{g'}^{(p+1)} = -\frac{\phi_g^{(p)}}{V_g \Delta t_p} - \sum_{m=1}^M \frac{C_m^{(p)} \lambda_m S_{mg}}{1 + \lambda_m \Delta t_p} - Q_g \end{aligned} \quad (49)$$

En el caso de que se trate de un problema estacionario con fuentes ($\Delta t_p \rightarrow \infty$) la ecuación (49) se reduce a la (4). Los parámetros nucleares son en general dependientes del tiempo y se los supone constantes durante el intervalo $[t_p, t_{p+1}]$ aunque esto no se indicó explícitamente en la (46), (47), (48) y (49) para no complicar la notación. La resolución numérica de las (49) se da en el capítulo 3.

El método de resolución directa de las ecuaciones cinéticas espaciales es, sin duda, el más contundente y es considerado generalmente como el "método exacto" en el sentido de que es el que se utiliza para verificar los otros métodos. Por supuesto, su "exactitud" depende de los pasos Δt_g utilizados y de la bondad de la teoría de difusión en la representación del reactor que deseamos simular.

El uso de este método se aconseja en los casos en que se producen grandes perturbaciones espaciales muy localizadas durante tiempos muy cortos, como por ejemplo en algunos accidentes o en la propagación de ondas.

Si ocurre que las funciones de forma dadas en (28) no varían sustancialmente durante largos lapsos, la cantidad de pasos de cálculo Δt_g se hace inútilmente grande en comparación con otros métodos y crece excesivamente el tiempo de procesamiento. Como en una gran cantidad de casos se pueden hacer suposiciones respecto a la variación de las funciones de forma y/o la reactividad, se trata en general de eludir la utilización de este método y optar por algún otro que haciendo uso de estas propiedades abrevie considerablemente el tiempo de cálculo. El más sencillo de ellos es, naturalmente, el modelo puntual, ya descrito en 1.b), que parte de la suposición de que las funciones de forma son invariantes. Exponemos a continuación otros dos métodos que son opciones del código CINET.

2.b) Método cuasiestático

Partimos de la descomposición

$$\left. \begin{aligned} \phi_j(\vec{r}, t) &= n(t) \varphi_j(\vec{r}, t) \\ C_m(\vec{r}, t) &= C_m(t) \Theta_m(\vec{r}, t) \end{aligned} \right] \quad (28)$$

donde las φ_j y las Θ_m se normalizan de tal manera que siempre se cumpla:

$$\left. \begin{aligned} \int \sum_{j=1}^G \phi_{0j}^* \frac{1}{V_j} \varphi_j(\vec{r}, t) d\vec{r} &= 1 \\ \int \sum_{m=1}^M S_{mj} \phi_{0j}^* \Theta_m dV &= 1 \end{aligned} \right] \quad (29)$$

y las funciones $n(t)$ y $C_m(t)$ cumplen con las ecuaciones de la cinética puntual dadas en (26) con β_{ij} , β_{em} , S y ρ calculados a partir de las (18), (20), (22) y (24)

Si ahora reemplazamos las (28) en las (1) obtenemos:

$$\left. \begin{aligned} V D_j V \varphi_j - G_{Tj} \varphi_j + \sum_{j' \neq j}^G G_{jj'} \varphi_{j'} + (1-\beta) \chi_{pj} \sum_{j'=1}^G S G_{jj'} \varphi_{j'} + \frac{1}{n} \sum_{m=1}^M \lambda_m S_{mj} C_m &= \frac{1}{V_j} \left[\frac{\partial \rho_j}{\partial t} + \frac{\rho_j}{n} \right] - \frac{Q_j}{V_j} \\ \beta_m \sum_{j=1}^G S G_{mj} \varphi_j - \lambda_m \Theta_m &= \frac{\partial \Theta_m}{\partial t} + \frac{C_m}{C_m} \Theta_m \end{aligned} \right] \quad (50)$$

Podemos aproximar las derivadas parciales de las funciones de forma de

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \varphi_j}{\partial t} \Big|_{(p+1)} &\approx \frac{1}{\Delta t_p} [\varphi_j^{(p+1)} - \varphi_j^{(p)}] = \frac{1}{n(t_{p+1}) \Delta t_p} [\phi_j^{(p+1)} - \frac{n(t_{p+1})}{n(t_p)} \phi_j^{(p)}] \\ \frac{\partial \Theta_m}{\partial t} \Big|_{(p+1)} &\approx \frac{1}{\Delta t_p} C_m^{(p+1)} [C_m^{(p+1)} - \frac{C_m^{(p)}}{C_m^{(p)}} C_m^{(p)}] \end{aligned} \right] \quad (51)$$

donde los índices entre paréntesis indican que los parámetros están dados para los instantes t_p y t_{p+1} con $\Delta t_p = t_{p+1} - t_p$

Si reemplazamos ahora las (51) en las (50) y expresamos las ecuaciones como retrodiferencias, multiplicando ambos miembros por $n(t_{p+1})$ en la primera y por $C_m(t_{p+1})$ en la segunda obtenemos las expresiones:

$$\left. \begin{aligned} V D_j V \phi_j^{(p+1)} - G_{Tj} \phi_j^{(p+1)} + \sum_{j' \neq j}^G G_{jj'} \phi_{j'}^{(p+1)} + (1-\beta) \chi_{pj} \sum_{j'=1}^G S G_{jj'} \phi_{j'}^{(p+1)} + \sum_{m=1}^M \lambda_m S_{mj} C_m^{(p+1)} &= \\ = \frac{1}{V_j \Delta t_p} (\phi_j^{(p+1)} - \phi_j^{*(p+1)}) - Q_j &, \quad \beta_m \sum_{j=1}^G S G_{mj} \phi_j^{(p+1)} - \lambda_m^{(p+1)} C_m^{(p+1)} = \frac{1}{\Delta t_p} (C_m^{(p+1)} - C_m^{*(p+1)}) \end{aligned} \right] \quad (52)$$

siendo:

$$\left. \begin{aligned} G_{Tj}^{*(p+1)} &= G_{Tj} + \frac{1}{V_j} \frac{n(t_{p+1})}{n(t_p)} \quad (53) \\ \phi_j^{*(p+1)} &= \frac{n(t_{p+1})}{n(t_p)} \phi_j^{(p)} \\ \lambda_m^{(p+1)} &= \lambda_m + \frac{C_m(t_{p+1})}{C_m(t_p)} \quad (54) \\ C_m^{*(p+1)} &= \frac{C_m(t_{p+1})}{C_m(t_p)} C_m^{(p)} \end{aligned} \right\}$$

Estas ecuaciones nos conducen a un sistema análogo al de las (49), donde se reemplaza $\phi_j^{(p)}$ por $\phi_j^{*(p+1)}$, G_{Tj} por $G_{Tj}^{*(p+1)}$, el factor $(1+\lambda_m \Delta t_p)$ por $(1+\lambda_m^{(p+1)} \Delta t_p)$ y $C_m^{(p)}$ por $C_m^{*(p+1)}$ en la (48). Nos queda entonces el siguiente sistema de ecuaciones lineales:

$$\left. \begin{aligned} V D_j V \phi_j^{(p+1)} - G_{Tj} \phi_j^{(p+1)} + \sum_{j' \neq j}^G G_{jj'} \phi_{j'}^{(p+1)} - \frac{1}{\Delta t_p V_j} \phi_j^{(p+1)} + [(1-\beta) \chi_{pj} + \sum_{m=1}^M \frac{\lambda_m S_{mj} \beta_m \Delta t_p}{1 + \lambda_m^{(p+1)} \Delta t_p}] \sum_{j'=1}^G S G_{jj'} \phi_{j'}^{(p+1)} &= \\ = - \frac{\phi_j^{*(p+1)}}{V_j \Delta t_p} - \sum_{m=1}^M \frac{C_m^{*(p+1)} \lambda_m S_{mj}}{1 + \lambda_m^{(p+1)} \Delta t_p} - Q_j \end{aligned} \right] \quad (55)$$

donde el segundo miembro se obtiene a partir de las (53) y (54), suponiendo conocidos $\phi_j^{(p)}$, $C_m^{(p)}$, $n(t)$ y $C_m(t)$.

Las concentraciones de precursores se obtienen con:

$$C_m^{(p+1)} = \frac{C_m^{*(p+1)} + \beta_m \Delta t_p \sum_{j=1}^G S G_{mj} \phi_j^{(p+1)}}{1 + \lambda_m^{(p+1)} \Delta t_p} \quad (56)$$

Para la resolución del sistema (55) se utiliza el mismo procedimiento

numérico que para el sistema (49) y se sobreentiende que las secciones eficaces son también dependientes del tiempo y se las supone constantes durante cada intervalo $[t_p, t_{p+1}]$, lo que no se indica a fin de no complicar inútilmente la notación.

El procedimiento utilizado en este método surge entonces de las ecuaciones (55) y las fórmulas (53), (54) y (56) con toda naturalidad. Si se conoce para $t=t_p$ la distribución de flujo $\phi_j^{(p)}$ y de los precursores $C_m^{(p)}$, una vez hallados los parámetros neutrónicos para ese instante se pueden calcular por medio de las fórmulas (19) y (21) los valores $n(t_p)$ y $C_m(t_p)$. Luego, a partir de las fórmulas (18), (20), (22), (23), (24) y (25) se hallan $S, \beta_{em}, \beta_e, \lambda$ y ρ que se utilizan en las ecuaciones de la cinética puntual dadas en (26) suponiéndolos constantes durante el intervalo $[t_p; t_{p+1}]$.

Ahora, mediante la resolución de estas ecuaciones por cualquiera de los métodos expuestos en l.c) se pueden hallar las funciones $n(t)$ y $C_m(t)$ para el intervalo en cuestión y por consiguiente los valores de $n(t_{p+1})$ y $C_m(t_{p+1})$ se deducen directamente de las (37), resultando:

$$\begin{aligned} n(t_{p+1}) &= \sum_{k=1}^{M+1} b_k e^{\alpha_k \Delta t_p} \\ C_m(t_{p+1}) &= \frac{\beta_{em}}{\lambda_m} \sum_{k=1}^{M+1} \frac{b_k}{\lambda_m + \alpha_k} e^{\alpha_k \Delta t_p} \end{aligned} \quad (57)$$

donde los b_k están dados por la primera de las (38) sustituyendo t_j por t_p . Si ρ se da con una variación lineal en el intervalo $[t_p; t_{p+1}]$, para el cálculo de las derivadas se emplean las (41).

Con estos elementos pueden evaluarse $G_{Tj}^{*(p+1)}$ y $\lambda_m^{*(p+1)}$ y también $\phi_j^{*(p+1)}$ y $C_{m,j}^{*(p+1)}$ son las distribuciones espaciales del flujo y de los precursores asumiendo para el instante t_{p+1} las mismas funciones de forma que para el instante t_p . La resolución del sistema lineal dado por las (55) nos provee una nueva función de forma corregida para la distribución del flujo $\phi_j^{(p+1)}$ en el instante t_{p+1} y análogamente las fórmulas (56) nos corrigen las funciones de forma de las concentraciones de precursores.

Puede regularse automáticamente el paso Δt_p tomando diferencias hacia adelante en la primera de las (50). En este caso se tiene

$$\begin{aligned} \frac{n(t_p)}{V_j} \frac{\partial \phi_j}{\partial t} \Big|_{t=t_p} &= V D_g \nabla^2 \phi_j^{(p)} - G_{Tj} \phi_j^{(p)} + \sum_{j' \neq j}^G \sigma_{jj'} \phi_{j'}^{(p)} + \chi_{pj} \sum_{j'=1}^G \sigma_{fj'} \phi_{j'}^{(p)} + \\ &+ \sum_{m=1}^M \lambda_m S_{mj} C_m^{(p)} - \frac{n(t_p)}{n(t_p)} \phi_j^{(p)} + Q_j = \Delta_j^{(p)} \end{aligned} \quad (58)$$

Mediante esta relación, que se obtiene conociendo $\phi_j^{(p)}$, $C_m^{(p)}$ y luego $n(t_p)$ y $\dot{n}(t_p)$ (que se hallan haciendo $\Delta t_p=0$ en la (57) y la (37)), se puede hallar para cada punto del reactor la variación por segundo de la función de forma del flujo para cada grupo de energía ($\frac{\partial \phi_j}{\partial t}$). Si acotamos en ϵ_T la máxima variación relativa de la concentración neutrónica, puede establecerse la relación

$$\Delta = \left[\frac{\sum_{j=1}^G \Delta_j^{(p)} \Delta t_p}{\sum_{j=1}^G \Delta_j^{(p)}} \right] \leq \frac{\epsilon_T}{K_0}$$

de donde se deduce:

$$\Delta t_p \leq \left[\frac{\sum_{j=1}^G \phi_j^{(p)}}{\sum_{j=1}^G \Delta_j^{(p)}} \right] \cdot \frac{\epsilon_T}{K_0}$$

También pueden tomarse los grupos individualmente:

(59)

$$\begin{cases} V = \text{volumen del reactor.} \\ K_0 = \frac{\sum_{j=1}^G \phi_j^*}{\sum_{j=1}^G \phi_j^*} \end{cases} \quad (60)$$

$$\Delta t_p \leq \underset{g}{\text{Mínimo}} \left[\frac{\phi_g^{(p)}}{V_g \Delta g^{(p)}} \right] \cdot \frac{\mathcal{E}_T}{K_0} \quad (61)$$

El valor de $\mathcal{E}_T$ se fija de acuerdo a cada problema y según criterios empíricos.

Por medio de este sencillo procedimiento se regula automáticamente el paso Δt_p de tal manera que, si existen grandes variaciones de las funciones de forma, este tomará valores del orden de los utilizados en el método de resolución directa de las ecuaciones cinéticas espaciales y si las funciones de forma varían muy poco o nada los pasos serán muy grandes abreviando considerablemente el tiempo de cálculo.

La resolución de las ecuaciones espaciales dadas en (55) solamente afecta a las funciones de forma, pues se obtienen de ellas las $\phi_g^{(p+1)}$ a partir de las $\phi_g^{*(p+1)}$ y las diferencias entre éstas son evidentemente mucho menores que las existentes entre las $\phi_g^{(p+1)}$ y las $\phi_g^{(p)}$ que aparecen en las (49), pues éstas últimas pueden diferir apreciablemente entre sí no sólo en su forma (funciones $\phi_g^{(p+1)}$ y $\phi_g^{(p)}$) pueden sino también en sus valores medios ($n(t_p)$ y $n(t_{p+1})$).

Como $\phi_g^{*(p+1)}$ en las (55) y $\phi_g^{(p)}$ en las (49) son obligadamente los flujos iniciales para el proceso iterativo que se desarrolla en la resolución numérica de ambos sistemas, es obvio que el cálculo de $\phi_g^{(p+1)}$ a partir de $\phi_g^{*(p+1)}$ requerirá un menor número de iteraciones que a partir de $\phi_g^{(p)}$, lo cual es otro factor que acorta el tiempo de procesamiento. Tómese por ejemplo, el caso en que las funciones de forma no varían, donde tendremos que $\phi_g^{(p+1)} \equiv \phi_g^{*(p+1)}$ y en la resolución de las (55) no hará falta más que una sola iteración. En cambio, como $\phi_g^{(p+1)}$ difiere en general de $\phi_g^{(p)}$ (por la variación de $n(t)$), en la resolución numérica de las (49) será necesario un cierto número de iteraciones que puede llegar a ser considerable.

2.6) Método adiabático

Damos a las soluciones de las ecuaciones cinéticas espaciales la forma:

$$\left. \begin{aligned} \phi_g &= \sum_{k=1}^{\infty} a_k \psi_{gk} e^{\alpha_k t} \\ C_m &= \sum_{k=1}^{\infty} a_k \Theta_{mk} e^{\alpha_k t} \end{aligned} \right\} \quad (62)$$

Si suponemos conocidas la $\phi_g^{(p)}$ y la $C_m^{(p)}$ para el instante t_p y asumimos la invariancia de los parámetros neutrónicos durante el período $\Delta t_p = t_{p+1} - t_p$, reemplazando las (62) en las (1) obtenemos, haciendo $Q_g = 0$:

$$\begin{aligned} V \beta_g \nabla^2 \psi_{gk} - \sigma_{Tg} \psi_{gk} + \sum_{g'=1}^G \beta_{g'g} \psi_{g'k} + \left(\frac{1}{\beta_g} \right) \chi_{pg} \sum_{g'=1}^G \sigma_{Tg'} \psi_{g'k} + \sum_{m=1}^M \lambda_m S_{mg} \Theta_{mk} &= \frac{\alpha_k}{V_g} \psi_{gk} \\ \beta_m \sum_{g=1}^G \sigma_{Tg} \psi_{gk} - \lambda_m \Theta_{mk} &= \alpha_k \Theta_{mk} \end{aligned} \quad (63)$$

y de la segunda de estas relaciones se obtiene:

$$\Theta_{mk} = \frac{\beta_m}{\lambda_m + \alpha_k} \sum_{g=1}^G \sigma_{Tg} \psi_{gk} \quad (64)$$

De esta manera la ecuación matricial (2) sin fuentes se convierte en:

$$M \textcircled{H}_k = \alpha_k \textcircled{H}_k \quad (65)$$

y se le puede asociar una ecuación adjunta

$$M^T \Theta_K^* = \alpha_K \Theta_K^* \quad (66)$$

siendo Θ_K y Θ_K^* los vectores

$$\Theta_K = \begin{bmatrix} \psi_{1K} \\ \psi_{2K} \\ \vdots \\ \psi_{gK} \\ \vdots \\ \psi_{mK} \end{bmatrix} \quad (67) \quad \Theta_K^* = \begin{bmatrix} \psi_{1K}^* \\ \psi_{2K}^* \\ \vdots \\ \psi_{gK}^* \\ \vdots \\ \psi_{mK}^* \end{bmatrix} \quad \text{con } \Theta_{mK}^* = \frac{\lambda_m}{\lambda_m + \alpha_K} \sum_{g=1}^G S_{mg} \psi_{gK}^* \quad (68)$$

Si reemplazamos en la primera de las (63) el valor de Θ_{mK} dado por la (64), después de ciertos manipuleos algebraicos se obtiene:

$$\begin{aligned} (\nabla D_g \nabla - \zeta_{Tg}) \psi_{gK} + \sum_{g'=1}^G \zeta_{g'g} \psi_{g'K} + \chi_{eg} \sum_{g'=1}^G \sqrt{\zeta_{fg'}} \psi_{g'K} = \\ = \frac{\alpha_K}{V_g} \psi_{gK} + \alpha_K \sum_{m=1}^M \frac{\beta_{em} S_{mg}}{\lambda_m + \alpha_K} \sum_{g'=1}^G \sqrt{\zeta_{fg'}} \psi_{g'K} \end{aligned} \quad (69)$$

donde χ_{eg} es el espectro estático dado por la (5).

Podemos ahora multiplicar ambos miembros de la igualdad dada en (69) por la función adjunta ψ_{gK}^* , sumar en g e integrar en todo el volumen del reactor. De esta manera obtenemos la relación:

$$\rho_K = \alpha_K \Lambda_K + \sum_{m=1}^M \frac{\alpha_K \beta_{emK}}{\lambda_m + \alpha_K} \quad (70)$$

donde los parámetros ρ_K , Λ_K y β_{emK} están definidos por:

$$\rho_K = \frac{1}{F_K} \int_V \sum_g \psi_{gK}^* \left[(\nabla D_g \nabla - \zeta_{Tg}) \psi_{gK} + \sum_{g'=1}^G \zeta_{g'g} \psi_{g'K} + \chi_{eg} \sum_{g'=1}^G \sqrt{\zeta_{fg'}} \psi_{g'K} \right] dv \quad (71)$$

$$\Lambda_K = \frac{1}{F_K} \int_V \sum_{g=1}^G \psi_{gK}^* \frac{1}{V_g} \psi_{gK} dv \quad (72)$$

$$\beta_{emK} = \frac{1}{F_K} \int_V \sum_{g=1}^G \psi_{gK}^* S_{mg} \sum_{g'=1}^G \sqrt{\zeta_{fg'}} \psi_{g'K} dv \quad (73)$$

$$F_K = \int_V \sum_{g=1}^G \psi_{gK}^* \chi_{eg} \sum_{g'=1}^G \sqrt{\zeta_{fg'}} \psi_{g'K} dv \quad (74)$$

Si luego aplicamos las propiedades de los operadores y vectores adjuntos en las ecuaciones (62) (o en las (65)) puede hallarse fácilmente el valor de a_K :

$$a_K = \frac{\int_V \sum_{g=1}^G \phi_g^{(p)} \frac{1}{V_g} \psi_{gK}^* dv + \int_V \sum_{m=1}^M \frac{\lambda_m C_m}{\lambda_m + \alpha_K} \sum_{g=1}^G S_{mg} \psi_{gK}^* dv}{\int_V \sum_{g=1}^G \psi_{gK} \frac{1}{V_g} \psi_{gK}^* dv + \int_V \frac{\lambda_m \beta_m}{(\lambda_m + \alpha_K)} \sum_{g=1}^G S_{mg} \psi_{gK} \sum_{g'=1}^G \sqrt{\zeta_{fg'}} \psi_{g'K}^* dv} \quad (75)$$

Las ecuaciones (69) podrían ser resueltas, en principio, hallando la ψ_{gK} y las α_K y de las (66) se calcularían las ψ_{gK}^* . Luego por medio de las (75) se encontrarían las a_K , que reemplazadas en la primera de las (62) nos darían las funciones ϕ_g . Las Θ_{mK} se obtendrían de las (64) y reemplazando en la segunda de las (62) saldrían las C_m . Haciendo $t=t_{p+1}$ se hallarían las $\phi_g^{(p+1)}$ y las $C_m^{(p+1)}$ inmediatamente. Si no fuera por lo engorroso que resulta a partir de las (69) y las (66) el cómputo de las ψ_{gK} , los α_K y las ψ_{gK}^* , a causa de la gran cantidad de veces que se deben resolver esos sistemas de ecuaciones (uno por cada modo K), tendríamos un método alternativo para la resolución directa de las ecuaciones cinéticas espaciales. Por esa causa se ha desechado este camino para la generalidad

de los casos.

Pero si suponemos que la reactividad de reactor es pequeña en todo instante, y planteamos la ecuación de criticidad:

$$(\nabla D_g \nabla - \Sigma_{Tg}) \psi_{Eg} + \sum_{g'=1}^G \sigma_{fg'} \psi_{Eg'} + \frac{\chi_{Eg}}{K_e} \sum_{g'=1}^G \nu \sigma_{fg'} \psi_{Eg'} = 0 \quad (76)$$

resulta que $\beta_E = \frac{K_e - 1}{K_e}$ es muy pequeña por ser $K_e \approx 1$ y se pueden aproximar las ψ_{gk} para $(M+1)$ modos (valores de K) con las funciones ψ_{Eg} haciendo los correspondientes β_k iguales a β_E y los α_k se encuentran a partir de la ecuación:

$$\beta_E = \alpha_k \Lambda + \sum_{m=1}^M \frac{\alpha_k \beta_{Em}}{\lambda_m + \alpha_k} \quad (k=1, \dots, M+1) \quad (77)$$

donde los valores de Λ y β_{Em} se calculan por medio de la (72), (73), y (74) sustituyendo ψ_{gk} por ψ'_{Eg} y ψ'_{gk} por ψ'_{Eg} , obteniendo este último a partir de la ecuación adjunta de la (76). De esta manera la reactividad calculada por la (71) coincide con el valor de β_E obtenido a partir de la resolución de las (76).

Todas estas suposiciones pueden hacerse si el reactor funciona con reactividades pequeñas, aún cuando haya cambios considerables en las funciones de forma (definidas en las (28)), pues en estos casos las amplitudes de todos los modos ψ_{gk} correspondientes a valores de α_k no incluídos en la fórmula (77) podrán considerarse despreciables en el instante t_{p+1} (con Δt_p suficientemente grande) y sólo consideraremos $(M+1)$ modos cuyos ψ_{gk} son aproximados por las ψ_{Eg} de las ecuaciones (76) de donde se obtiene también β_E . Entonces, las (62) se transforman en:

$$\begin{aligned} \phi_g^{(p+1)} &= \sum_{k=1}^{M+1} a_k \psi'_{Eg} e^{\alpha_k \Delta t_p} \\ C_m^{(p+1)} &= \beta_m \sum_{k=1}^{M+1} \frac{a_k e^{\alpha_k \Delta t_p}}{\lambda_m + \alpha_k} \cdot \sum_{g=1}^G \nu \sigma_{fg} \psi'_{Eg} \end{aligned} \quad (78)$$

donde las α_k se hallan a partir de la (77) haciendo

$$\Lambda = \frac{1}{F} \int_V \sum_{g=1}^G \psi_{Eg}^* \frac{1}{V_g} \psi_{Eg} dV \quad (79)$$

$$\beta_{Em} = \frac{1}{F} \int_V \sum_{g=1}^G \psi_{Eg}^* S_{mg} \sum_{g'=1}^G \nu \sigma_{fg'} \psi_{Eg'} dV \quad (80)$$

$$F = \int_V \sum_{g=1}^G \psi_{Eg}^* \chi_{Eg} \sum_{g'=1}^G \nu \sigma_{fg'} \psi_{Eg'} dV \quad (81)$$

y los valores de los $(M+1)$ a_k se obtienen mediante:

$$\begin{aligned} a_k &= \frac{\int_V \sum_{g=1}^G \phi_g^{(p)} \frac{1}{V_g} \psi_{Eg}^* dV + \sum_{m=1}^M \frac{\lambda_m C_m^{(p)}}{\lambda_m + \alpha_k} \sum_{g=1}^G S_{mg} \psi_{Eg}^* dV}{\int_V \sum_{g=1}^G \psi_{Eg} \frac{1}{V_g} \psi_{Eg}^* dV + \sum_{m=1}^M \frac{\lambda_m \beta_m}{(\lambda_m + \alpha_k)} \sum_{g=1}^G S_{mg} \psi_{Eg}^* \sum_{g'=1}^G \nu \sigma_{fg'} \psi_{Eg'} dV} \quad (82) \end{aligned}$$

Los Δt_p deben tomarse lo suficientemente largos para que los modos ψ_{gk} no considerados en la ecuación (78) puedan considerarse extinguidos, pero lo suficientemente cortos para que dentro de cada intervalo puedan despreciarse las variaciones de las secciones eficaces. En cada paso deben hacerse dos cálculos de distribución espacial de flujo: uno para hallar ψ_{Eg} y β_E a partir de las (76) y otro para hallar el flujo adjunto

$\psi_{c_j}^*$. Si la variación de las funciones de forma (fórmulas (28)) no es muy significativa puede utilizarse siempre la misma distribución de flujo adjunto para todos los pasos, acortando de esta manera aún más el tiempo de cálculo. Se hace notar que este método no se puede utilizar en los problemas con fuentes neutrónicas ($Q_g \neq 0$ en las (1)).

3.-RESOLUCION NUMERICA DE LAS ECUACIONES

3.a) Tratamiento del reticulado espacial:

El tratamiento del reticulado en el código CINET es análogo al del código EQUIPOISE. Se utiliza en reticulado bidimensional tal como lo indica la figura 1 con el eje X de izquierda a derecha (x_j con $j=1, \dots, j_{MAX}$) y el eje Y de arriba hacia abajo (y_i con $i=1, \dots, i_{MAX}$). Cada par de valores (x_i, y_i) nos indica un punto del reticulado y las zonas (o subzonas) del mismo son los cuadriláteros que incluyen a los puntos que cumplen las propiedades $x_{i-1} \leq x \leq x_i$ e $y_{i-1} \leq y \leq y_i$.

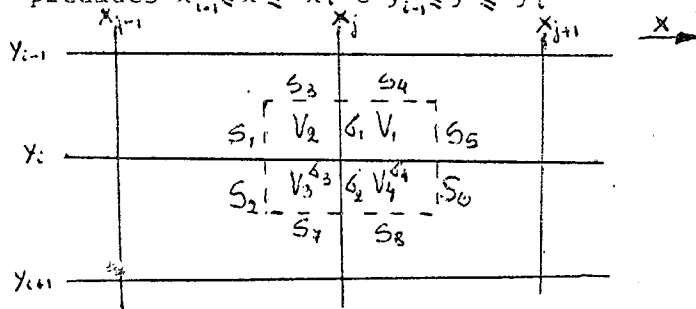


Fig. 1

y ϕ . En caso de que se trate de un reticulado en geometría cilíndrica (R-Z), el eje x se identifica con la dirección radial y el eje y con la axial. Si la geometría es circular (R, θ) el eje x nos da la dirección radial y el eje y la angular.

Si al punto dado por las coordenadas (x_j, y_i) le corresponde un flujo ϕ_{ji} del grupo g , definimos para el mismo los siguientes parámetros geométricos según la geometría de que se trate:

Geometría rectangular (X-Y):

$$\begin{aligned} S_1 &= \frac{y_i - y_{i-1}}{2} = S_5 = G_1 & l_1 &= 2S_1 & V_1 &= S_1 \cdot S_4 \\ S_2 &= \frac{y_{i+1} - y_i}{2} = S_6 = G_2 & l_2 &= 2S_2 & V_2 &= S_1 \cdot S_3 \\ S_3 &= \frac{x_j - x_{j-1}}{2} = S_7 = G_3 & l_3 &= 2S_3 & V_3 &= S_2 \cdot S_3 \\ S_4 &= \frac{x_{j+1} - x_j}{2} = S_8 = G_4 & l_4 &= 2S_4 & V_4 &= S_2 \cdot S_4 \end{aligned} \quad (83)$$

V_1, V_2, V_3 y V_4 son volúmenes; $S_1, S_2, S_3, S_4, G_1, G_2, G_3$ y G_4 son superficies; l_1, l_2, l_3 y l_4 son longitudes. Los significados geométricos de estos parámetros surgen claramente de la figura 1.

Geometría cilíndrica (R-Z):

$$\begin{aligned} S_1 &= \frac{\pi}{2} (y_i - y_{i-1}) (x_j + x_{j-1}) & V_1 &= S_4 \frac{y_i - y_{i-1}}{2} & l_1 &= y_i - y_{i-1} \\ S_2 &= \frac{\pi}{2} (y_{i+1} - y_i) (x_j + x_{j-1}) & V_2 &= S_3 \frac{y_i - y_{i-1}}{2} & l_2 &= y_{i+1} - y_i \\ S_3 &= S_7 = \frac{\pi}{4} (3x_j + x_{j-1}) (x_j - x_{j-1}) = G_3 & V_3 &= S_2 \frac{x_j - x_{j-1}}{2} & l_3 &= x_j - x_{j-1} \\ S_4 &= S_8 = \frac{\pi}{4} (3x_{j+1} + x_j) (x_{j+1} - x_j) = G_4 & V_4 &= S_4 \frac{x_{j+1} - x_j}{2} & l_4 &= x_{j+1} - x_j \\ S_5 &= \frac{\pi}{2} (y_i - y_{i-1}) (x_{j+1} + x_j) & G_1 &= \pi x_j (y_i - y_{i-1}) \\ S_6 &= \frac{\pi}{2} (y_{i+1} - y_i) (x_{j+1} + x_j) & G_2 &= \pi x_j (y_{i+1} - y_i) \end{aligned} \quad (84)$$

Geometría circular (R- θ):

$$\begin{aligned}
S_1 &= \frac{1}{4} (x_j + x_{j+1}) (y_i - y_{i-1}) & V_1 &= \frac{x_{j+1} - x_j}{8} (y_i - y_{i-1}) \cdot T_1 & \rho_1 &= (y_i - y_{i-1}) x_j - 16 - \\
S_2 &= \frac{1}{4} (x_j + x_{j+1}) (y_{i+1} - y_i) & V_2 &= \frac{x_j - x_{j+1}}{8} (y_i - y_{i-1}) \cdot T_2 & \rho_2 &= (y_{i+1} - y_i) x_j \\
S_3 &= S_7 = \frac{x_j - x_{j+1}}{2} = S_3 & V_3 &= \frac{x_j - x_{j+1}}{8} (y_{i+1} - y_i) \cdot T_2 & \rho_3 &= x_j - x_{j+1} \\
S_4 &= S_8 = \frac{x_{j+1} - x_j}{2} = S_4 & V_4 &= \frac{x_{j+1} - x_j}{8} (y_{i+1} - y_i) \cdot T_1 & \rho_4 &= x_{j+1} - x_j \\
S_5 &= \frac{1}{4} (x_{j+1} + x_j) (y_i - y_{i-1}) & G_1 &= x_j \cdot \frac{y_i - y_{i-1}}{2} \\
S_6 &= \frac{1}{4} (x_{j+1} + x_j) (y_{i+1} - y_i) & G_2 &= x_j \cdot \frac{y_{i+1} - y_i}{2}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
T_1 &= 2x_j + \frac{x_{j+1} - x_j}{2} \\
T_2 &= 2x_j - \frac{x_j - x_{j+1}}{2}
\end{aligned} \quad (85)$$

Si definimos además, para todas las geometrías:

$$\begin{aligned}
t_1 &= \frac{S_4}{\lambda_1} & t_5 &= \frac{S_8}{\lambda_4} \\
t_2 &= \frac{S_3}{\lambda_1} & t_6 &= \frac{S_6}{\lambda_4} \\
t_3 &= \frac{S_1}{\lambda_2} & t_7 &= \frac{S_5}{\lambda_3} \\
t_4 &= \frac{S_2}{\lambda_2} & t_8 &= \frac{S_7}{\lambda_3}
\end{aligned} \quad (86)$$

$$\begin{aligned}
\partial_{g1ij} &= D_{g1} t_1 + D_{g2} t_2 & \partial_{g2ij} &= D_{g3} t_4 + D_{g4} t_3 \\
\partial_{g3ij} &= D_{g1} t_5 + D_{g4} t_6 & \partial_{g4ij} &= D_{g2} t_7 + D_{g3} t_8
\end{aligned} \quad (87)$$

siendo D_{g1} , D_{g2} , D_{g3} y D_{g4} los coeficientes de difusión para el grupo g en las cuatro zonas que rodean al punto (x_i, y_i) que corresponden a los volúmenes V_1 , V_2 , V_3 y V_4 respectivamente.

Si aplicamos ahora en el volumen $V_0 = V_1 + V_2 + V_3 + V_4$ el teorema de la divergencia, resulta:

$$\begin{aligned}
\int_{V_0} \nabla D_g \nabla \phi dv &= \int_{S_0} D_g \nabla \phi ds = \partial_{g1jv} (\phi_{gji,i-1} - \phi_{gji}) + \partial_{g2ji} (\phi_{gji,i+1} - \phi_{gji}) + \\
&+ \partial_{g3jv} (\phi_{gji,j+1} - \phi_{gji}) + \partial_{g4jv} (\phi_{gji,j-1} - \phi_{gji})
\end{aligned} \quad (88)$$

Podemos ahora reemplazar esta expresión en la ecuación (6) (si se trata de un cálculo estático) o en la (49) (si se resuelve directamente la ecuación cinética espacial). En cada uno de estos casos obtenemos las correspondientes ecuaciones discretizadas en el espacio para cada punto (x_j, y_i) y cada grupo g , integrando ambos miembros en el volumen V_0 :

$$\begin{aligned}
&\partial_{g1jv} \phi_{gji,i-1} + \partial_{g2jv} \phi_{gji,i+1} + \partial_{g3jv} \phi_{gji,j+1} + \partial_{g4jv} \phi_{gji,j-1} + \\
&- (\partial_{g1jv} + \partial_{g2jv} + \partial_{g3jv} + \partial_{g4jv}) \phi_{gji} - \sigma_{rgji} \phi_{gji} + \sum_{g' \neq g}^G \sigma_{g'gji} \phi_{g'ji} + \\
&+ \frac{1}{V_0} \sum_{g'=1}^G [\chi_{eg} \vee \sigma_{fg'}]_{ji} \phi_{g'ji} = 0
\end{aligned} \quad \begin{cases} j=2, \dots, J_{MAX}-1 \\ i=2, \dots, I_{MAX}-1 \end{cases} \quad (89)$$

$$\begin{aligned}
&\partial_{g1ji} \phi_{gji,i-1}^{(p+1)} + \partial_{g2ji} \phi_{gji,i+1}^{(p+1)} + \partial_{g3ji} \phi_{gji,j+1}^{(p+1)} + \\
&+ \partial_{g4ji} \phi_{gji,j-1}^{(p+1)} - (\partial_{g1ji} + \partial_{g2ji} + \partial_{g3ji} + \partial_{g4ji}) \phi_{gji}^{(p+1)} - \sigma_{rgji} \phi_{gji}^{(p+1)} + \\
&+ \sum_{g' \neq g}^G \sigma_{g'gji} \phi_{g'ji}^{(p+1)} - \frac{V_0}{V_g \Delta t_p} \phi_{gji}^{(p+1)} + \left[(1 - \beta_{gi}) \chi_{pg} + \sum_{m=1}^M \frac{\lambda_{gm} \sigma_{mg} \beta_{mji} \Delta t_p}{1 + \lambda_{gm} \Delta t_p} \right] \cdot \\
&\cdot \sum_{g'=1}^G \vee \sigma_{fg'ji} \phi_{g'ji}^{(p+1)} = - \frac{V_0}{V_g \Delta t_p} \phi_{gji}^{(p)} - V_0 \sum_{m=1}^M \frac{C_{mji} \lambda_{gm} \sigma_{mg}}{1 + \lambda_{gm} \Delta t_p} - Q_{gji} \quad \begin{cases} j=2, \dots, J_{MAX}-1 \\ i=2, \dots, I_{MAX}-1 \end{cases} \quad (90)
\end{aligned}$$

En ambas ecuaciones las secciones eficaces han sido integradas en el volumen V_0 , es decir, por ejemplo:

$$\sigma_{rgji} = \sigma_{rg1} V_1 + \sigma_{rg2} V_2 + \sigma_{rg3} V_3 + \sigma_{rg4} V_4 \quad (91)$$

siendo σ_{rg1} , σ_{rg2} , σ_{rg3} y σ_{rg4} los valores de σ_{rg} en las cuatro zonas a las que pertenecen los volúmenes V_1 , V_2 , V_3 y V_4 respectivamente. De la misma manera se definen los σ'_{gji} , los $\nu \sigma'_{gji}$ y las fuentes Q_{gji} .

Los $(\nu \sigma_{fg} \beta)_{ji}$ y los $\sigma_{fg} \beta_{mji}$ se obtienen promediando en los volúmenes.

$$[\nu \sigma_{fg} \beta]_{ji} = \frac{\nu \sigma_{fg1} V_1 + \nu \sigma_{fg2} \beta_2 V_2 + \nu \sigma_{fg3} \beta_3 V_3 + \nu \sigma_{fg4} \beta_4 V_4}{V_0^*}$$

$$[\nu \sigma_{fg} \beta]_{mji} = \frac{\nu \sigma_{fg1} \beta_{m1} V_1 + \nu \sigma_{fg2} \beta_{m2} V_2 + \nu \sigma_{fg3} \beta_{m3} V_3 + \nu \sigma_{fg4} \beta_{m4} V_4}{V_0^*} \quad (92)$$

Del mismo modo se hallan los valores de $[\chi_{Eg} \nu \sigma_{fg}]_{ji}$ en la (89).

Las (55) se transforman también en sistemas en diferencias finitas (para el método cuasiestático), que no difiere formalmente de las (90).

Se observa que las ecuaciones (89) y (90) son válidas para todos los puntos del reticulado, excepto los que están en el borde del reactor las que resultan de $i=1, i=I_{\max}, j=1$ ó $j=J_{\max}$. se excluyen del sistema.

Para las fronteras se imponen condiciones de contorno que pueden ser de diversa índole, según el problema de que se trate. En el código CINET existen las siguientes posibilidades:

1.) Corriente nula en el borde del reactor

En la (88) los cuatro términos del segundo miembro representan las corrientes neutrónicas que atraviesan las superficies superior, inferior, derecha e izquierda del volumen V_0 en la figura (1). Si se desea imponer por ejemplo, la condición de anulación de la corriente en el borde superior, esto se logra anulando el primero de dichos términos, es decir, haciendo $\phi_{gij2} = 0$ para $j=2, \dots, J_{\max}-1$ (93)

En este caso se ha supuesto que existe un eje horizontal de simetría que pasa por los puntos medios situados entre las dos filas superiores de puntos, con ecuación $y = \frac{y_1 + y_2}{2}$.

Si se trata de geometría cilíndrica se impondrá necesariamente esta condición sobre el borde izquierdo del reactor, y el eje central del mismo pasa entre las dos primeras columnas con ecuación $x = \frac{x_1 + x_2}{2}$. Si imponemos además esta condición a la derecha, estaremos calculando una celda cilíndrica.

2.) Flujo nulo en el borde del reactor

Esta condición se impone, si se trata por ejemplo del borde superior del reactor, haciendo

$$\phi_{gji} = 0 \quad j=2, \dots, J_{\max}-1 \quad (94)$$

en las (89) o las (90). Análogamente se procede para los otros bordes del reactor.

3.) Condiciones de contorno periódicas:

En este caso se impone que:

$$\begin{aligned} \phi_{gji} &= \phi_{gji, I_{\max}-1} & j=2, \dots, J_{\max}-1 \\ \phi_{gij2} &= \phi_{gij, I_{\max}} & j=2, \dots, J_{\max}-1 \end{aligned} \quad (95)$$

lo que implica la continuidad de los flujos y las corrientes entre la parte superior y la inferior del reactor. En este caso las dos filas

superiores y las dos inferiores representan los mismos puntos y los ejes de simetría $y=y_1+y_2$ e $y=y_{i+1}+y_{i+2}$ son en realidad el mismo eje.

Esta opción es obligada en geometría circular (R-Θ) y puede utilizarse también en otras geometrías para representar celdas repetitivas.

4.) Condiciones de contorno dentro del reactor

Estas consisten en definir zonas sobre cuyos bordes exteriores se cumple la relación

$$\text{Corriente} = D_g \nabla \phi_g = -\alpha_g \phi_g \quad (96)$$

Si por ejemplo, tal como lo muestra la figura (2), se ha definido esta condición de contorno sobre la parte izquierda de la superficie sombreada

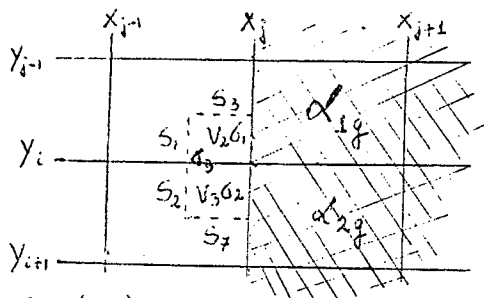


Fig. 2

la relación (96) nos define la corriente que pasa a través de las superficies G_1 y G_2 y para el cálculo de la corriente total se toman en cuenta sólo V_2 y V_3 . También se toman en cuenta sólo V_2 y V_3 para el cálculo de las secciones eficaces integradas y los β_{vj} y β_{mj} (fórmulas (91) y (92))

En este caso resulta:

$$\int_{V_2+V_3} \nabla D_2 \nabla \phi \, dv = \int_{G_1+G_2+S_3+S_4+S_5+S_6} D_2 \nabla \phi \, dS = \partial_{g1ji}(\phi_{gji,i-1} - \phi_{gji}) + \partial_{g2ji}(\phi_{gji,i+1} - \phi_{gji}) + \partial_{g3ji}(\phi_{gji,i-1} - \phi_{gji}) - G_1 \alpha_{1g} \phi_{gji} - G_2 \alpha_{2g} \phi_{gji} \quad (97)$$

donde la ∂_{gkji} se obtienen de las (87) haciendo $D_1=D_4=0$, de manera tal de tener en cuenta arriba y abajo sólo las superficies S_3 y S_7 respectivamente. En forma análoga se trata cualquier otro caso de condiciones de contorno internas al reactor del tipo de la (96), que son muy usuales para los casos de barras muy absorbentes, en que la teoría de difusión directamente empleada tiene muy serias falencias. Para los puntos interiores de zonas con estas condiciones de borde no se calculan los flujos y se los hace por simplicidad iguales a cero para todos los grupos de energía y los α de la (96) deben darse para cada uno de ellos.

3.b) Resolución numérica de las ecuaciones estáticas:

En este caso se utiliza el método empleado por el código EQUIPOISE que la experiencia en su uso lo ha probado como de una buena y rápida convergencia y gran confiabilidad. Se itera alternativamente sobre la distribución de flujo y de K_e y el esquema de cálculo se puede diagramar de la siguiente forma, a partir de las (89):

$$\phi_{gji}^{(n+1)} = \frac{1}{\epsilon_{gji}} \left\{ \partial_{g1ji} \phi_{gji,i-1}^{(n)} + \partial_{g2ji} \phi_{gji,i+1}^{(n)} + \partial_{g3ji} \phi_{gji,i-1}^{(n)} + \partial_{g4ji} \phi_{gji,i+1}^{(n)} + \sum_{j'=j-1}^{j+1} G_{g'ji} \phi_{g'ji}^{(n+1)} + \sum_{j'=j+1}^{j+2} G_{g'ji} \phi_{g'ji}^{(n)} + \sum_{k=0}^{K_g} \left[\sum_{j'=j-1}^{j+1} v_{g'ji} \phi_{g'ji}^{(n+1)} + \sum_{j'=j+1}^{j+2} v_{g'ji} \phi_{g'ji}^{(n)} \right] \right\} \quad (98)$$

Siendo

$$C_{gji} = a_{g1ji} + a_{g2ji} + a_{g3ji} + a_{g4ji} + \sigma_{Tgji}$$

$$\frac{1}{K_e^{(n+1)}} = \frac{1}{\sum_{j=1}^G \chi_{Egji} \sum_{i=1}^J \nu_{g'gji} \phi_{g'ji}^{(n+1)} \left[\sum_{i=1}^J \left[a_{g1ji} \phi_{gji,i-1}^{(n+1)} + a_{g2ji} \phi_{gji,i+1}^{(n+1)} + a_{g3ji} \phi_{gji,i}^{(n+1)} + a_{g4ji} \phi_{gji,i}^{(n+1)} - C_{gji} \phi_{gji}^{(n+1)} + \sum_{g' \neq g} \sigma_{g'gji} \phi_{g'ji}^{(n+1)} \right] \right]} \quad (99)$$

siendo $I=I_{\max}-1$, $J=J_{\max}-1$

indica el número de iteración

El esquema iterativo es acelerado además por medio de la fórmula

$$\phi_{gji}^{(n+1)} = \phi_{gji}^{(n)} + \beta_g (\phi_{gji}^{(n+1)} - \phi_{gji}^{(n)}) \quad (100)$$

siendo β_g un coeficiente de sobrerelajación calculado por el programa para cada grupo de energía y $\phi_{gji}^{(n+1)}$ se obtiene a partir de las (98)

Los valores de partida $\phi_{gji}^{(0)}$ y $K_e^{(0)}$ se toman de un caso anterior; y en su defecto, se hace $\phi_{gji} = \text{constante}$ y $K_e^{(0)} = 1$.

Para el cálculo del flujo adjunto la (99) no se utiliza (pues K_e ya ha sido calculado anteriormente al calcular el flujo) y $K_e^{(n)} = K_e = \text{cte}$. Las ecuaciones se transforman cambiando en las (89) los términos:

$$\sum_{g' \neq g} \sigma_{g'gji} \phi_{g'ji} \quad \text{por} \quad \sum_{g' \neq g} \sigma_{g'gji} \phi_{g'ji}^* \quad (101)$$

$$\frac{\chi_{Egji}}{K_e} \sum_{j=1}^J \nu_{g'gji} \phi_{g'ji} \quad \text{por} \quad \frac{\chi_{Egji}}{K_e} \sum_{j=1}^J \nu_{g'gji} \phi_{g'ji}^*$$

y cambiando ϕ_{gji} por ϕ_{gji}^*

lo que transforma también los términos correspondientes en la (98). Se utiliza también para el flujo adjunto el esquema de las (100) para acelerar la convergencia.

Criterio de convergencia:

Las iteraciones son interrumpidas cuando se cumplen simultáneamente las condiciones

$$\max_{g,j,i} \left| \frac{\phi_{gji}^{(n+1)} - \phi_{gji}^{(n)}}{\phi_{gji}^{(n+1)}} \right| < \epsilon_{\phi E} \quad (102)$$

$$\left| \frac{K_e^{(n+1)} - K_e^{(n)}}{K_e^{(n+1)}} \right| < \epsilon_{K E}$$

Cada diez iteraciones se verifica si se cumplen simultáneamente las (102). En caso afirmativo, se interrumpen las iteraciones. Si no se cumplen, se realizan otras diez iteraciones más.

3.c) Método numérico para la resolución de las ecuaciones cinéticas espaciales:

En las ecuaciones (90), afin de simplificar la notación, denominamos:

$$C_{gji} = a_{g1ji} + a_{g2ji} + a_{g3ji} + a_{g4ji} + \sigma_{Tgji} + \frac{V_0}{\Delta t_p V_g}$$

$$\chi_{Egji} = (1 - \beta_{gi}) \chi_{pg} + \sum_{m=1}^M \frac{\lambda_m S_{mg} \beta_{mji} \Delta t_p}{1 + \lambda_m \Delta t_p} \quad (103)$$

$$S_{gji} = \frac{V_0 \phi_{gji}^{(p)}}{V_g \Delta t_p} + V_0 \sum_{m=1}^M \frac{C_{mji} \lambda_m S_{mg}}{1 + \lambda_m \Delta t_p} + Q_{gji}$$

$\chi_{c g j i}$ es el denominado "espectro cinético". En caso de que se resuelva el problema espacial proveniente del método cuasiestático, los parámetros definidos en la (103) se hacen según las ecuaciones (55), y se llega en definitiva a un sistema formalmente idéntico al (90) que se resuelve por el mismo procedimiento numérico.

Con esta nueva notación las (90) se transforman en el siguiente proceso iterativo:

$$C_{g j i} \left[a_{g j i} \phi_{g j i}^{(n)} + a_{g j i} \phi_{g j i}^{(n+1)} + a_{g j i} \phi_{g j i}^{(n+1)} + a_{g j i} \phi_{g j i}^{(n+1)} \right] + C_{g j i} \left[\sum_{j'=1}^{g-1} \bar{G}_{g j j'} \phi_{g j'}^{(n+1)} + \sum_{j'=g+1}^{\infty} \bar{G}_{g j j'} \phi_{g j'}^{(n)} + \chi_{c g j i} \sum_{j'=1}^{g-1} \nu \bar{G}_{f g j'} \phi_{g j'}^{(n+1)} + \chi_{c g j i} \sum_{j'=g}^{\infty} \nu \bar{G}_{f g j'} \phi_{g j'}^{(n)} + S_{g j i} \right] = \phi_{g j i}^{(n+1)} \quad (104)$$

en el cual se ha suprimido por simplicidad el índice superior (p+1) de las (90) que indican que los valores del flujo están dados para el instante t_{p+1} y se lo ha sustituido por los índices (n) y (n+1) que indican número de iteración.

Si ϕ_g es un vector formado por los flujos del grupo en todos los puntos (x_j, y_i) del reactor, A_g es una matriz formada por los coeficientes $\frac{a_{g j i}}{C_{g j i}}$ del primer término de la (104), $\bar{G}_{g j g}$ es una matriz diagonal que contiene los $\frac{\bar{G}_{g j g}}{C_{g j i}}$, $\nu \bar{G}_{f g j}$ contiene los $\chi_{c g j i} \nu \bar{G}_{f g j}$ y S_g los $\frac{S_{g j i}}{C_{g j i}}$, la (104) toma la siguiente forma matricial:

$$A_g \phi_g^{(n+1)} + B_g \phi_g^{(n)} = S_g \quad (105)$$

donde el término independiente B_g se calcula para cada iteración y cada grupo por medio de los $\phi_{g'}^{(n)}$ con $g' < g$ y los $\phi_{g'}^{(n)}$ con $g' \geq g$, ya previamente calculados, con las fórmulas:

$$B_g = \sum_{j'=1}^{g-1} \bar{G}_{g j j'} \phi_{g j'}^{(n)} + \sum_{j'=g}^{\infty} \bar{G}_{g j j'} \phi_{g j'}^{(n)} + \sum_{j'=1}^{g-1} \nu \bar{G}_{f g j'} \phi_{g j'}^{(n)} + \sum_{j'=g}^{\infty} \nu \bar{G}_{f g j'} \phi_{g j'}^{(n)} + S_g \quad (106)$$

Podemos escribir ahora la (105) en la forma:

$$\phi_g^{(n+1)} = (I - A_g)^{-1} B_g \quad (107);$$

con lo que podemos calcular las $\phi_g^{(n+1)}$ invirtiendo las matrices $[I - A_g]$

La (106) y la (107) expresan en conjunto el método de GAUSS-SEIDEL aplicado para una matriz en que sus elementos son a su vez las matrices A_g , $\bar{G}_{g j g}$, $\nu \bar{G}_{f g j}$ y S_g y el vector incógnita un vector ψ formado por los vectores flujo ϕ_g , planteado en la forma:

$$\begin{bmatrix} A_1 + \nu \bar{G}_{f 11} & \bar{G}_{12} + \nu \bar{G}_{f 21} & \dots & \bar{G}_{1G} + \nu \bar{G}_{f G1} \\ \bar{G}_{21} + \nu \bar{G}_{f 12} & A_2 + \nu \bar{G}_{f 22} & \dots & \bar{G}_{2G} + \nu \bar{G}_{f G2} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ \bar{G}_{G1} + \nu \bar{G}_{f G1} & \bar{G}_{G2} + \nu \bar{G}_{f G2} & \dots & A_G + \nu \bar{G}_{f GG} \end{bmatrix} \psi + S = \psi' \quad (108)$$

o en una forma más compacta

$$H \psi + S = \psi' \quad (109)$$

con lo que el proceso iterativo de las (106) y (107) puede escribirse:

$$D_I \psi^{(n+1)} + D_S \psi^{(n)} + S = \psi^{(n+1)} \quad (110)$$

siendo D_I la matriz triangular inferior de H que incluye los A_g en su diagonal y D_S la triangular superior que incluye los S_{gfg} en su diagonal. Si expresamos la (110) en la forma:

$$\psi^{(n+1)} = (I - D_I)^{-1} D_S \psi^{(n)} + (I - D_I)^{-1} S \quad (111)$$

A partir de consideraciones físicas se prueba que tanto H en la (109) como $[(I - D_I)^{-1} D_S]$ son matrices con autovalores positivos menores que la unidad (ver más adelante).

La (111) nos expresa las llamadas "iteraciones externas" que consisten en la aplicación del método de Gauss-Seidel al sistema (108) por medio del algoritmo dado por las (106) y las (107). Pero como éstas últimas requieren la inversión de las matrices $(I - A_g)^{-1}$ o la resolución del sistema (105), se diagrama el siguiente proceso iterativo para hallar los $\phi_j^{(n+1)}$:

$$\phi_j^{(n+1, s)} = A_g \phi_g^{(n+1, s)} + B_g^{(n+1)} \quad (112)$$

con $\phi_j^{(n+1, s)} \xrightarrow{s \rightarrow \infty} \phi_j^{(n+1)}$

donde s indica las "iteraciones internas". Se ve que para cada iteración externa debe resolverse G veces el sistema (105), lo cual implica realizar G procesos de iteraciones internas, uno para cada grupo.

El proceso iterativo dado por las (112) es siempre convergente, pues los autovalores de los A están siempre en el intervalo $]-1; 1[$.

Aceleración de las iteraciones externas e internas:

Haciendo uso de las propiedades espectrales de la matriz $[(I - D_I)^{-1} D_S]$ en la ecuación (111) se puede aplicar un método de aceleración de la convergencia basado en las propiedades de los polinomios de Tchevitcher (ver ref.) Si $\lambda_E \in [0, 1[$ es el radio espectral de dicha matriz, y el valor inicial es $\psi^{(0)}$, definiendo

$$\Delta \psi^{(0)} = \frac{2}{2 - \lambda_E} R_0 \quad R_k = (I - D_I)^{-1} D_S \psi^{(k)} + (I - D_I)^{-1} S - \psi^{(n)} \quad \text{para } n \geq 0$$

$$\Delta \psi^{(n)} = \psi^{(n)} - \psi^{(n-1)} \quad \text{para } k \geq 1, \quad \omega = \frac{2 - \lambda_E}{\lambda_E}$$

$$C_0 = 1 \quad C_1 = \omega \quad C_{n+2} = 2\omega C_{n+1} - C_n$$

el proceso de aceleración consiste en reemplazar la (111) por la expresión:

$$\psi^{(n+1)} = S_2 \Delta \psi^{(n)} + S_1 R_k + \psi^{(n)} \quad (113)$$

$$\text{con } S_2 = \frac{C_2}{C_{n+2}} \quad \text{y} \quad S_1 = \frac{4}{\lambda_E} \frac{C_{n+1}}{C_{n+2}}$$

Para las iteraciones internas puede definirse un procedimiento análogo haciendo

$$\Delta \phi_j^{(n+1, 0)} = R_0 \quad R_S = A_g \phi_g^{(n+1, s)} + B_g^{(n+1, s)} - \phi_j^{(n+1, s)} \quad S \geq 0$$

$$\Delta \phi_j^{(n+1, s)} = \phi_j^{(n+1, s)} - \phi_j^{(n+1, s-1)} \quad S \geq 1 \quad \omega = \frac{1}{\lambda_{Tg}}$$

$$C_0 = 1 \quad C_1 = \omega \quad C_{s+2} = 2\omega C_{s+1} - C_s \quad \lambda_{Tg} = \text{radio espectral de las iteraciones internas}$$

En este caso se reemplaza la (112) por la fórmula:

$$\phi_j^{(n+1, s+1)} = S_2 \Delta \phi_j^{(n+1, s)} + S_1 R_S + \phi_j^{(n+1, s)} \quad (114)$$

$$S_2 = \frac{C_S}{C_{s+2}} \quad S_1 = \frac{2}{\lambda_{Tg}} \frac{C_{s+1}}{C_{s+2}}$$

Por supuesto, para poder aplicar los esquemas iterativos dados por la (113) para las iteraciones externas y (114) para las internas, hay que calcular previamente los radios espectrales λ_E y λ_{Tg} , este último

para cada grupo de energía. Para ello se comienza a iterar con las fórmulas (111) y (112), para las iteraciones externas e internas respectivamente y calculamos los valores:

$$\lambda_E^{(n)} = \left[\frac{\sum_{j,i} (\phi_{eji}^{(n)} - \phi_{eji}^{(n-1)})^2}{\sum_{j,i} (\phi_{eji}^{(n)} - \phi_{eji}^{(n-1)})^2} \right]^{1/2} \quad (115)$$

siendo G el grupo térmico.

$$\lambda_{ig}^{(s)} = \frac{\sum_{j,i} (\phi_{gji}^{(n,s)} - \phi_{gji}^{(n,s-1)})^2}{\sum_{j,i} (\phi_{gji}^{(n,s)} - \phi_{gji}^{(n,s-1)})^2} \quad (116)$$

siendo n cualquier iteración externa.

Cuando ocurre que $|\lambda_E^{(n)} - \lambda_E^{(n-1)}|$ es menor que 10^{-3} para tres iteraciones externas consecutivas, adoptamos para λ_E el valor del último $\lambda_E^{(n)}$ corregido con un pequeño factor para asegurarnos que los autovalores de $[(I-D_T)^{-1} D_s]$ caigan siempre en el intervalo $[0, \lambda_E]$. Una vez obtenido las iteraciones externas son continuadas por medio de la fórmula (113). De manera análoga se procede para las iteraciones internas: se calculan durante alguna iteración externa cualquiera los $\lambda_{ig}^{(s)}$ al efectuar las iteraciones internas correspondientes para cada grupo con las (112) y cuando ocurre que $|\lambda_{ig}^{(s)} - \lambda_{ig}^{(s-1)}|$ difieren en menos de 10^{-3} durante tres iteraciones internas consecutivas, se toma λ_{ig} igual un valor ligeramente superior al último $\lambda_{ig}^{(s)}$.

Luego se utiliza la fórmula (114) para las iteraciones internas en el grupo g .

Como ocurre en todos estos tipos de procesos iterativos, el error de las iteraciones internas pueden incidir decisivamente en la convergencia de las iteraciones externas, pudiendo darse el caso en que un error grande en aquéllas acelere considerablemente a éstas. Por esta causa, se comienza realizando siempre una sola iteración interna para todos los grupos, y si esto no resulta, se hacen tantas iteraciones internas hasta lograr que

$$\sqrt{\frac{\sum_{j,i} [\phi_{gji}^{(n,s)} - \phi_{gji}^{(n,s-1)}]^2}{\sum_{j,i} [\phi_{gji}^{(n,s)}]^2}} < \frac{\epsilon_I^{(n)}}{20} \quad (117)$$

siendo $\epsilon_I^{(n)}$ el error de las iteraciones externas en el grupo térmico:

$$\epsilon_I^{(n)} = \sqrt{\frac{\sum_{j,i} [\phi_{eji}^{(n)} - \phi_{eji}^{(n-1)}]^2}{\sum_{j,i} [\phi_{eji}^{(n)}]^2}} \quad (118)$$

Con el procedimiento dado por la (117) y la (118), junto con otros criterios prácticos de limitación del número máximo y mínimo de iteraciones internas para cada iteración externa y cada grupo (que por brevedad no los describimos aquí), quedan correctamente delimitados el número de iteraciones internas para todos los casos.

Interrupción de las iteraciones externas:

Estas se interrumpen cuando se cumple la condición:

$$\lambda_{ig} \left| \frac{\phi_{eji}^{(n)} - \phi_{eji}^{(n-1)}}{\phi_{eji}^{(n)}} \right| < \epsilon_p (1 - \lambda_E^{(n)}) \quad (119)$$

siendo $\lambda_E^{(n)}$ el valor obtenido de la (115) en cada iteración externa, que por estar éstas generalmente aceleradas por la fórmula (113), será bastante menor que λ_E (radio espectral de la matriz $[(I-D_T)^{-1} D_s]$)

El valor de ϵ_p se toma de acuerdo al problema que se esté resolviendo. En caso de que no existan grandes variaciones relativas del flujo (oscilaciones espaciales, por ejemplo) se toma alrededor de 10^{-4} y si las variaciones del flujo son grandes (accidentes) se puede adoptar un valor de 10^{-2} o aún mayor.

Velocidad de convergencia:

Para las iteraciones internas, depende del paso de la malla espacial, siendo más lenta la convergencia cuanto más puntos se tomen en el mismo. ~~Por esto~~ ~~esto~~ hace aumentar el radio espectral λ_{xg} de la A_g en las (105) acercándolo cada vez más a la unidad.

En lo que respecta a las iteraciones externas, éstas se hacen más lentas cuanto mayor es Δt_p en las (103), pudiendo llegar a ser divergentes para un Δt_p suficientemente grande si el reactor está supercrítico.

Este hecho se explica por las características espectrales de las matrices D en la (109) o la $[(I-D_I)^{-1}D_g]$ en la (111). Por razones físicas deben ser ambas definidas positivas y el reactor está supercrítico, crítico o subcrítico, cuando $\Delta t_p \rightarrow \infty$ su radio espectral λ_{∞} será mayor, igual o menor que la unidad en cada caso. Como la condición necesaria y suficiente para que las iteraciones externas converjan es que el radio espectral λ_E sea menor que la unidad, esto se logra haciendo Δt_p suficientemente pequeño, lo que hace a $\lambda_E < 1$ para todos los casos, aún cuando haya supercríticidad, teniendo en cuenta además que cuanto menor sea Δt_p menor aún será λ_E . Por supuesto, si se hace Δt_p demasiado pequeño se puede hacer demasiado grande el número de pasos de cálculo del caso a calcular. Por eso, se trata de hacer Δt_p lo suficientemente pequeño como para que sea suficiente una sola iteración interna para cada grupo en cada iteración externa para asegurar la convergencia del proceso.

El programa prevé la posibilidad de poder acotar superiormente el paso Δt_p acotando la máxima variación relativa de la concentración neutrónica o de cada grupo de energía en todo el espacio durante dicho lapso utilizando para esta estimación la expresión de las ecuaciones cinéticas espaciales en diferencia hacia adelante. Para esto se emplea la fórmula (52) (en la que se suprime el término $\frac{\dot{n}(t_p)}{n(t_p)} \phi_g^{(p)}$, que tiene sentido sólo en el método cuasiestático), y luego se reemplaza el valor de $A_g^{(p)}$ allí obtenido en la (60) o la (61), obteniendo así una cota superior de Δt_p en función de un valor dado $\mathcal{E}_T$, fijado este último de acuerdo a cada problema y según criterios empíricos.

Este criterio no nos acota de ningún modo el error cometido en el método de resolución directa de las ecuaciones cinéticas espaciales en la misma forma como lo hace para el método cuasiestático (pues para ello se requeriría el cálculo de las derivadas segundas de los flujos respecto al tiempo, lo que es excesivamente tedioso), pero nos permite con un procedimiento sencillo acotar el valor de Δt_p de tal manera de asegurarnos siempre una rápida convergencia de las iteraciones externas con una sola iteración interna para cada grupo, especialmente en los casos cuando el reactor está hipercrítico ($\beta > \lambda$). Teniendo en cuenta todas estas limitaciones, también podemos utilizar la (58) para ajustar automáticamente el paso de cálculo.

4.-TRATAMIENTO DE LOS PARAMETROS FISICOS ADICIONALES

4.a) Consideraciones generales:

En las ecuaciones cinéticas espaciales, como ya se indicó, las secciones eficaces dependen del tiempo y están reacompladas con el flujo y la potencia a través de otros parámetros físicos tales como la distribución de Xenón y otros isótopos, temperaturas del refrigerante, combustible y moderador, presión, título de vapor, etc. Además, operaciones de control tales como inyecciones de boro o movimientos de barras de control y recambio de combustible se computan también como variaciones de las secciones eficaces en función del tiempo.

Para tratar estos parámetros físicos adicionales el código GINET está provisto de una estructura modular (que se explicará en el próximo capítulo) que permite acoplar al mismo cualquier modelo físico para el tratamiento de dichos parámetros adecuado a la índole de cada reactor. En la versión original se han insertado un modelo físico de reacomplamiento neutrónico por los efectos debidos al Xenón¹³⁵ y otro modelo físico de reacomplamiento termohidráulico-neutrónico para el funcionamiento normal del reactor de la Central Nuclear de Atucha. El usuario puede fácilmente sustituir estos modelos por otros de su preferencia adecuados al reactor cuyo funcionamiento desea simular con sólo hacer uso de la estructura modular del código.

En cuanto a las operaciones de control y perturbaciones provocadas por accidentes, se simulan mediante la introducción de perturbaciones en la forma en que se explicará más adelante.

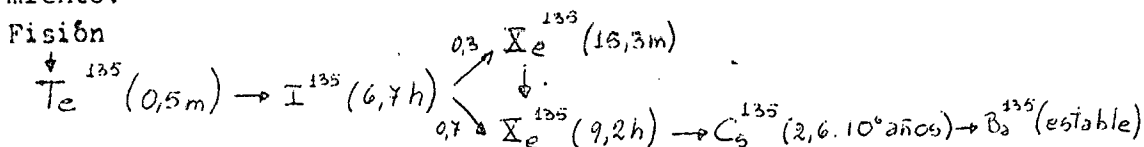
Cuando se calcula una evolución de reactor en el tiempo, se supone entonces para la distribución espacial de los parámetros físicos adicionales una variación escalonada en el tiempo haciéndolos constantes en cada intervalo $\Delta t_p = t_{p+1} - t_p$, durante los cuales serán constantes también las secciones eficaces, con lo que se calculará las nuevas distribuciones de flujo y de potencia. Luego se supone que estas últimas permanecen constantes durante el intervalo Δt_{p+1} y mediante los modelos físicos correspondientes acoplados al código, a partir de la distribución espacial de los parámetros físicos adicionales en el instante t_{p+1} se calcula la nuevas distribuciones espaciales de ellos en el instante t_{p+2} . Estas últimas se suponen constantes en el intervalo Δt_{p+2} y se vuelve a obtener nuevas distribuciones de flujo y potencia para el instante t_{p+3} . De esta manera se continúa el proceso hasta que por medio de algún criterio elegido convenientemente se lo interrumpe.

La iniciación del proceso consiste en poner todo el sistema en estado estacionario, es decir, hacer crítico al reactor o resolver el sistema (4) si hay fuentes, y partir de las ecuaciones que relacionan los parámetros termohidráulicos con la potencia y el flujo para el régimen permanente se obtendrán nuevas distribuciones espaciales de los mismos,

luego nuevas secciones eficaces y se volverá a calcular una nueva distribución de flujo y potencia por medio de las ecuaciones neutrónicas de criticidad o de equilibrio (si hay fuentes). Este proceso es iterativo , y converge siempre y cuando el sistema reacoplado que se quiere simular sea físicamente estable.

4.b) Tratamiento de los efectos debidos a la concentración del Xenón:

El Xenón 135 es un isótopo de alta capacidad de absorción de neutrones térmicos que se produce directamente como un producto de fisión y simultáneamente, en su mayor parte, a través de la cadena de decaimiento:



De esta cadena se toman en cuenta nada más que los isótopos I^{135} y Xe^{135} cuyas concentraciones ($N_I(t)$ y $N_{Xe}(t)$) cumplen con el siguiente sistema de ecuaciones diferenciales:

$$\begin{cases} \frac{\partial N_I}{\partial t} = -\lambda_I N_I + \sum_{j=1}^G S_{Ij} \phi_j \\ \frac{\partial N_{Xe}}{\partial t} = \lambda_I N_I + \sum_{j=1}^G S_{Xj} \phi_j - N_{Xe} \sum_{j=1}^G G_{aj} \phi_j - \lambda_{Xe} N_{Xe} \end{cases} \quad (120)$$

donde:

$\lambda_I = 2,374 \cdot 10^{-5}$ 1/seg = constante de decaimiento del I^{135}
 $\lambda_{Xe} = 2,110 \cdot 10^{-5}$ 1/seg = constante de decaimiento de Xe^{135}
 G_{aj} = sección eficaz microscópica de captura del Xe^{135} para el grupo j en la celda.

$$\begin{aligned}
 S_{Ij} &= \sum_i Y_i \sigma_{fi} \\
 S_{Xj} &= \sum_i Y_i \sigma_{xi}
 \end{aligned} \quad (121)$$

siendo Y_i e Y_x las contribuciones directas por fisión del isótopo i para la producción de I^{135} y Xe^{135} respectivamente.

Como los flujos están promediados en la celda, N_{Xe} y N_I deben ser dados también para la celda.

- Solución para el estado estacionario:

En este caso hacemos $\frac{\partial N_I}{\partial t} = \frac{\partial N_{Xe}}{\partial t} = 0$ en las (120), con lo que se obtiene

$$\begin{cases} N_{Xe0} = \frac{1}{\lambda_{Xe}} \sum_{j=1}^G (S_{Ij} + S_{Xj}) \phi_j \\ N_{I0} = \frac{1}{\lambda_I} \sum_{j=1}^G S_{Ij} \phi_j \end{cases} \quad (122)$$

en donde $\lambda = \sum_{j=1}^G G_{aj} \phi_j + \lambda_X$

Es decir, dada la distribución espacial de flujo ϕ_j se obtiene la distribución espacial del xenón N_{Xe0} , la que nos modifica a su vez las ~~secciones eficaces~~ y nos da una nueva distribución de flujo. Este proceso iterativo es siempre rápidamente convergente.

- Evolución en el tiempo:

Haciendo uso de las (122) pueden escribirse las (120) en la forma (cambiando ϕ_j por $\phi_j(t_p)$, N_{Xe0} por $N_{Xe0}^{(p)}$ y N_{I0} por $N_{I0}^{(p)}$):

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial t} (N_I - N_{I0}^{(p)}) = -\lambda_I (N_I - N_{I0}^{(p)}) \\ \frac{\partial}{\partial t} (N_{Xe} - N_{Xe0}^{(p)}) = \lambda_I (N_I - N_{I0}^{(p)}) - \lambda_{Xe} (N_{Xe} - N_{Xe0}^{(p)}) \end{cases} \quad (123)$$

con $\lambda = \sum_{j=1}^G G_{aj} \phi_j(t_p) + \lambda_X$

Si suponemos ahora conocidas las distribuciones de flujo $\phi_j(t_p)$, Iodo $N_I(t_p)$ y Xenón $N_{Xe}(t_p)$ para el instante t_p , las concentraciones de Iodo y Xenón para el instante $t_{p+1} = t_p + \Delta t_p$ están dadas por:

$$\begin{cases} N_I(t_{p+1}) = (N_I(t_p) - N_{I0}^{(p)}) e^{-\lambda_I \Delta t_p} + N_{I0}^{(p)} \\ N_{Xe}(t_{p+1}) = (N_{Xe}(t_p) - N_{Xe0}^{(p)}) e^{-\lambda_{Xe} \Delta t_p} - (N_I(t_p) - N_{I0}^{(p)}) \frac{\lambda_I}{\lambda_I - \lambda_{Xe}} (e^{-\lambda_{Xe} \Delta t_p} - e^{-\lambda_I \Delta t_p}) + N_{Xe0}^{(p)} \end{cases} \quad (124)$$

Dado para el instante t_p el flujo $\phi_j(t_p)$ para cada punto del reac-

tor, se calculan a partir de las (122) $N_{Xe}^{(p)}$ y $N_{I}^{(p)}$, luego a_p y conocidas las concentraciones de Iodo y Xenón para $t=t_p$ ($N_x(t_p)$ y $N_{Xe}(t_p)$) se obtienen las mismas para el instante $t=t_{p+1}$ a partir de las (124). Con estos elementos podemos calcular las secciones eficaces para t_{p+1} y la distribución de flujo $\phi_g(t_{p+1})$ y potencia específica $p_e(t_{p+1})$ y volviendo a proceder del mismo modo, las nuevas distribuciones de Iodo y Xenón $N_x(t_{p+1})$ y $N_{Xe}(t_{p+1})$, y así sucesivamente.

Como los transitorios u oscilaciones debidas a la concentración del Xenón duran algunas decenas de horas y los debidos a los efectos cinéticos y/o termohidráulicos duran hasta unas decenas de segundos, en el primer caso se supone siempre que el reactor está en estado estacionario, poniéndolo siempre a crítico mediante una búsqueda de criticidad o simplemente resolviendo las ecuaciones (6) de criticidad y hallando el K_e para cada t_p , lo que nos permite además evaluar en función del tiempo la reactividad debida al Xenón. Este tipo de transitorios son los denominados "transitorios largos". Es decir, salvo en casos muy especiales, cuando se simulan las oscilaciones espaciales de la distribución de flujo y potencia debidas a los efectos de isótopos que tienen gran influencia sobre las secciones eficaces (tal como el Xe y el Sr) y tiempos de vida media cortos (de horas), no se utilizan las ecuaciones cinéticas espaciales (1) sino la ecuación de criticidad (6) para calcular la distribución espacial de flujo $\phi_g(t_p)$ para cada instante t_p .

Los modelos físico-matemáticos acoplados que dan cuenta del acoplamiento termohidráulico se suponen siempre en estado estacionario.

4.c) Energía residual

La energía que se libera por fisión se puede descomponer en dos términos

$$E = E_e + E_R \quad (125)$$

siendo E_e la energía liberada instantáneamente en un proceso de fisión y E_R la que se libera luego como consecuencia del decaimiento de los instantes t_1 y t_2 como consecuencia de una fisión producida en el instante $t=0$ puede expresarse en la forma

$$E_R(t \in [t_1, t_2]) = E_e \int_{t_1}^{t_2} r(t) dt \quad (126)$$

siendo $r(t)$ una función distribución positiva tal que $\int_0^\infty r(t) dt = \frac{E_R}{E_e}$

Si en un determinado punto del reactor deseamos ahora expresar la potencia específica total producida en el instante t , ésta se escribe:

$$P_T(t) = P_e(t) + P_R(t) \quad (127)$$

siendo

$$P_e(t) = E_e \sum_g \sigma_{fg} \phi_g \quad (128)$$

$$P_R(t) = \int_{-\infty}^t r(t-\tau) P_e(\tau) d\tau \quad (129)$$

$P_e(t)$ = potencia específica instantánea en el instante t

$P_R(t)$ = potencia específica residual en el instante t

en donde se supone que el reactor funciona desde el instante $t=-T_0$; y la (129) contabiliza la potencia residual que se libera en el instante T proveniente de todas las fisiones ocurridas hasta ese momento.

Si por medio de la (129) hallamos $P_R(t+\Delta t)$ y expresamos el cociente incremental:

$$P_R(t+\Delta t) - P_R(t) = \int_{-\infty}^{t+\Delta t} \frac{r(t+\Delta t-\tau) - r(t-\tau)}{\Delta t} P_e(\tau) d\tau + \frac{t+\Delta t}{\Delta t} \int_{-\infty}^{t+\Delta t} r(t+\Delta t-\tau) P_e(\tau) d\tau \quad (130)$$

si pasamos al límite para $\Delta t \rightarrow 0$ y suponemos que para $t \leq 0$ la potencia se mantuvo constante e igual a P_0 , la (130) se transforma en:

$$\frac{dP_R}{dt} = p_0 r(t+T_0) + \int_0^t r(t-\tau) \frac{dP_e}{d\tau} d\tau \quad (131)$$

y para $t = 0$ la potencia residual es

$$P_R(0) = p_0 \int_0^{T_0} r(\tau) d\tau \quad (132)$$

Mediante la (132) y la (131) podemos calcular la potencia residual en cada punto del reactor a partir de la potencia residual inicial $P_R(0)$ y de la variación de la potencia instantánea $\frac{dP_e(t)}{dt}$

Supongamos ahora que $r(t)$ se expresa en la forma:

$$r(t) = \sum_{k=1}^N a_k e^{-b_k t} \quad (133)$$

Es decir como una suma de N exponenciales negativas.

Conocemos además las potencias instantáneas para todos los instantes t_j con $j=0, \dots, p$. En este caso la (131) se escribe:

$$\frac{dP_R(t)}{dt} = \sum_{k=1}^N p_0 a_k e^{-b_k(t+T_0)} + \sum_{k=1}^N a_k \left[\sum_{j=0}^{p-1} e^{b_k T_j} (P_e(t_{j+1}) - P_e(t_j)) \right] e^{-b_k t} \quad (134)$$

y mediante algunos manipuleos algebraicos:

$$\frac{dP_R(t)}{dt} = \sum_{k=1}^N \left[a_k p_0 e^{-b_k(T_0+T_{p-1})} + a_k \sum_{j=0}^{p-1} e^{b_k(T_j-T_{p-1})} \Delta P_e(t_j) \right] e^{-b_k(t-T_{p-1})} e^{-b_k(t-T_p)} \quad (135)$$

A la (135) le damos la forma:

$$\frac{dP_R(t)}{dt} = \sum_{k=1}^N S_{pk} e^{-b_k(t-T_p)} \quad \text{con } \Delta P_e = P_e(t_{j+1}) - P_e(t_j) \quad (136)$$

obteniéndose los S_{pk} mediante la relación de recurrencia:

$$S_{pk} = P_0 a_k e^{-b_k T_0} \quad (137)$$

Así, la potencia residual en el instante t se calcula por medio de la expresión:

$$P_R(t_p) = P_R(t_{p-1}) + \int_{t_{p-1}}^{t_p} \sum_{k=1}^N S_{pk} e^{-b_k(t-T_p)} dt \quad (138)$$

de lo que resulta, integrado la (138) y utilizando la segunda de las (137):

$$P_R(t_p) = P_R(t_{p-1}) + \sum_{k=1}^N \left[S_{p-1,k} + a_k (P_e(t_p) - P_e(t_{p-1})) \right] \frac{1 - e^{-b_k(t_p-t_{p-1})}}{b_k} \quad (139)$$

Entonces, conociendo los $S_{p-1,k}$, k , los $P_e(t_p)$ y $P_e(t_{p-1})$ para cada punto del reactor se puede calcular la potencia residual $P_R(t_p)$ para el instante t_p y los nuevos $S_{p,k}$

Para el instante $t=t_0=0$ es

$$P_R(0) = p_0 \sum_{k=1}^N \frac{a_k}{b_k} (1 - e^{-b_k T_0}) \quad (140)$$

y si se supone un tiempo de funcionamiento previo infinito ($T_0 \rightarrow \infty$):

$$P_R(0) = p_0 \sum_{k=1}^N \frac{a_k}{b_k} \quad (141)$$

Un caso particular es el que resulta cuando se detiene instantáneamente el reactor en $t=0$. En este caso $P_e(t)=0$ para $t>0$ y obtenemos:

$$P_R(t) = p_0 \sum_{k=1}^N \frac{a_k}{b_k} (1 - e^{-b_k T_0}) e^{-b_k t} \quad (142)$$

Como dato ilustrativo damos los valores de a_k y b_k adoptados para el reactor de la Central Nuclear de Atucha. Se hace $N=2$

En este caso tenemos:

$$a_1 = 7,50944 \cdot 10^{-4}$$

$$a_2 = 0,306384 \cdot 10^{-4}$$

$$\beta_1 = \frac{1}{b_1} = 34 \text{ seg}$$

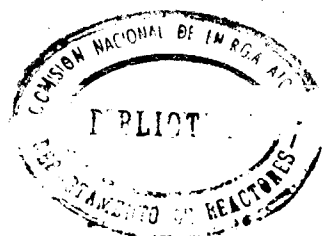
$$\beta_2 = \frac{1}{b_2} = 1250 \text{ seg}$$

$$b_1 = 2,9412 \cdot 10^{-2} \text{ 1/seg}$$

$$b_2 = 8 \cdot 10^{-4} \text{ 1/seg}$$

$$\frac{E_R}{E_e} = \int_0^{\infty} r(t) dt = 0,06383$$

$$\frac{E_R}{E_e + E_R} = 0,06$$



$$\beta_1 \beta_1 \cdot \frac{E_e}{E_R} = 0,4$$

$$\beta_2 \beta_2 \cdot \frac{E_e}{E_R} = 0,6$$

Se observa que la potencia residual es el 6 % de la total liberada en cada fisión. De ésta, el 40 % decae con un período de 34 seg. y el 60 % con un período de 1250 seg

4.d) Modelo termohidráulico para el funcionamiento normal del reactor de la central Nuclear de Atucha

En este modelo el refrigerante está separado del moderador y circula por tubos que contienen a los elementos combustibles. Se supone además la total ausencia de vapor en el mismo y que los calores específicos y conductividades térmicas del D_2O y del combustible son independientes de la temperatura. Este esquema físico es siempre utilizable en cualquier otro reactor en que el refrigerante circule por tubos y permanezca siempre en la misma fase.

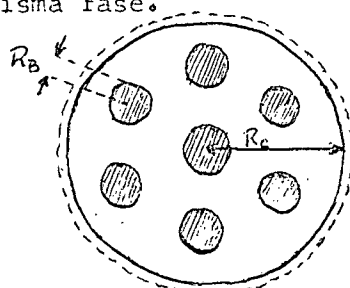


Fig. 3

En este tipo de reactores cada elemento combustible está representado en la fig. 3 con un corte transversal. Consiste en un tubo cilíndrico que contiene dentro un conjunto de barras cilíndricas rodeadas por una vaina protectora. Para simplificar tomaremos un sólo tubo rodeado por su espesor correspondiente de refrigerante (una celda termohidráulica) de superficie.

$$S_R = \pi \left(\frac{R_c^2}{N_B} - R_B^2 \right) \quad (143)$$

siendo N_B = número de barras

R_B = radio de cada barra

R_c = radio interno del tubo

y la sección de cada barra es $S_B = \pi R_B^2$. Nos proponemos hallar la relación entre la distribución axial de la temperatura media axial en el tubo del refrigerante y del combustible y la potencia generada en éste. Esta última se obtiene de la distribución espacial de potencia específica para cada zona espacial del reactor suponiendo que el refrigerante circula de abajo hacia arriba. Además cada anillo (geometría R-Z) o placa (X-Y) está asociado a un canal representativo tal como lo indica la figura 4. Por supuesto, cada anillo o placa contendrá en general varios canales y se supone que en todos ellos se genera la misma potencia $P(z)$ por cm de longitud de cada elemento combustible:

$$P(z) = P_t(z) \cdot S_c \quad (144)$$

$P_t(z)$ = potencia específica total en Mw/cm³ (instantánea + residual)

S_c = sección de la celda neutrónica para cada elemento combustible
 $P(z)$ = potencia específica lineal en Mw/cm para cada elemento combustible.

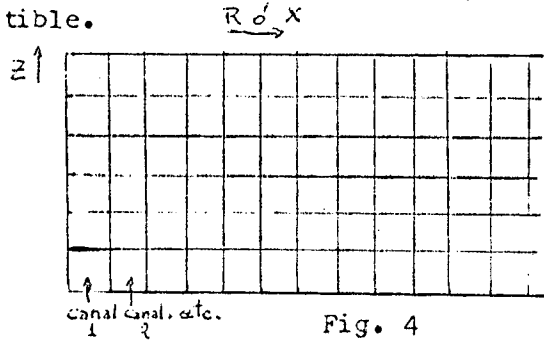


Fig. 4

Podemos ahora escribir las ecuaciones termohidráulicas para una "celda termohidráulica" representativa de canales asociados a un anillo (geometría R-Z) o placa (geometría X-Y) verticales con una distribución específica lineal $P(z, t)$:

$$\begin{cases} -\frac{S_R}{2\pi R_B} (\rho_R C_R) \frac{\partial T_R(z, t)}{\partial t} = \left(\frac{1}{\alpha} + \frac{1}{C_{pe}} \right)^{-1} \left(T_c(z, t) - T_R(z, t) \right) - \frac{WC_R}{2\pi R_B N_B} \frac{\partial T_R(z, t)}{\partial z} + \frac{n P(z, t)}{2\pi R_B N_B} \\ \frac{S_B}{2\pi R_B} (\rho_c C_c) \frac{\partial T_c(z, t)}{\partial t} = - \left(\frac{1}{\alpha} + \frac{1}{C_{pe}} \right)^{-1} \left(T_c(z, t) - T_R(z, t) \right) + (1-n) \frac{P(z, t)}{2\pi R_B N_B} \end{cases} \quad (145)$$

$T_R(z, t)$: temperatura del refrigerante ($^{\circ}\text{C}$)

$T_c(z, t)$: temperatura del combustible ($^{\circ}\text{C}$)

C_R : calor específico del refrigerante [Mw/Kg. $^{\circ}\text{C}$]

C_c : calor específico del combustible [Mw/Kg. $^{\circ}\text{C}$]

ρ_R : densidad del refrigerante [Kg./cm³]

ρ_c : densidad del combustible [Kg./cm³]

C_{pe} : conductividad térmica del combustible hasta el borde de la vaina [$^{\circ}\text{C}/\text{Mw}/\text{cm}^2$]

$$C_{pe} = \frac{\text{Temperatura media de combustible}(^{\circ}\text{C}) - \text{Temperatura en el borde ext. de la vaina}}{\text{Energía por cm}^2 \text{ de vaina (Mw/cm}^2\text{)}}$$

α : conductividad entre vaina y refrigerante (convección)

n : fracción de energía que se libera en el refrigerante

W : caudal del refrigerante en Kg./seg.

Debe recordarse siempre que los valores de temperatura calculados por este modelo son promedios en los canales y para obtener el punto más caliente debe recurrirse a cálculos termohidráulicos en los que se represente con todo detalle al elemento combustible con sus componentes internos, de donde se podrá calcular la relación entre las temperaturas de las barritas o puntos más calientes y los valores promediados.

Las (145) son balances energéticos en donde los primeros miembros representan la cantidad de energía que recibe por segundo el refrigerante y el combustible. Los primeros términos del segundo miembro nos dan la energía que atraviesa cada cm² de vaina en un segundo y el segundo término de la primera da cuenta de escurrimiento. Los últimos términos contabilizan la energía generada en el refrigerante y el combustible. Como condición de contorno se supone que

$$T_R(0, t) = T_E(t) \quad (146)$$

con $T_E(t)$ = temperatura de entrada del refrigerante.

- Resolución numérica de las ecuaciones termohidráulicas:

Se supone que la $P(z, t)$ en las (145) no depende del tiempo en el intervalo $\Delta t_p = t_{p+1} - t_p$

Se eligió el método de expresar a $T_c(z, t)$, $T_R(z, t)$ y $P(z)$ en series de funciones ortogonales, habiéndose elegido como tales a los polinomios de Tchevitchev.

Escribimos las (145) en la forma:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial T_R(x, t)}{\partial t} &= \frac{1}{C_R} (T_c(x, t) - T_R(x, t)) - \frac{1}{Z_g} \frac{\partial T_R(x, t)}{\partial x} + F_R(x) \\ \frac{\partial T_c(x, t)}{\partial t} &= -\frac{1}{Z_c} (T_c(x, t) - T_R(x, t)) + F_c(x) \end{aligned} \right\} \quad (147)$$

siendo

$$\frac{1}{Z_R} = \frac{2\pi R_0}{S_R} \left(\frac{1}{\alpha} + \frac{1}{C_{PR}} \right)^{-1}$$

$$\frac{1}{Z_c} = \frac{2\pi R_0}{S_B} \left(\frac{1}{\alpha} + \frac{1}{C_{PC}} \right)^{-1}$$

$$\frac{1}{Z_g} = \frac{1}{H} \frac{W C_a}{S_R N_B (P_R C_R)}$$

$$x = \frac{z}{H}$$

$$F_R(x) = \frac{n}{S_R N_B (P_R C_R)} P(x)$$

$$F_c(x) = \frac{1-n}{S_B N_B (P_c C_c)} P(x)$$

$H =$ altura del canal

Las funciones $T(z, t)$, $T(z, t)$ y $P(z)$ se desarrollan en series de polinomios de Tchevitchev en el intervalo $[0, 1]$ en la dirección axial de la forma:

$$\left. \begin{aligned} T_R(x, t) &= \frac{n_c(t)}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} n_n(t) T_n(x) \\ T_c(x, t) &= \frac{c_c(t)}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} c_n(t) T_n(x) \end{aligned} \right\} \quad (148)$$

$$\left. \begin{aligned} F_R(x) &= \frac{F_{R0}}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} F_{cn} T_n(x) \\ F_c(x) &= \frac{F_{c0}}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} F_{cn} T_n(x) \end{aligned} \right\} \quad (149)$$

Los polinomios $T_n(x)$ cumplen las relaciones:

$$\begin{aligned} T_0(x) &= 1 & T_1(x) &= 2x - 1 \\ T_{n+1}(x) &= 2(2x - 1)T_n(x) - T_{n-1}(x) \end{aligned} \quad (150)$$

y si desarrollamos la derivada respecto a x :

$$\frac{\partial T_R(x, t)}{\partial x} = \frac{n_c'(t)}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} n_n'(t) T_n(x) \quad (151)$$

y las $n'(t)$ están relacionadas con las $n(t)$ por medio de:

$$n_{n-1}'(t) - n_{n+1}'(t) = 4n n_n(t) \quad (152)$$

Reemplazando las (148) y (149) en las (147) y haciendo uso de la (151) y la (152) obtenemos las relaciones:

$$\left\{ \begin{aligned} -\frac{d n_n}{dt} &= \frac{1}{C_R} (C_n - n_n) - \frac{4}{Z_g} [(n+1)n_{n+1} + (n+3)n_{n+3} + \dots] + F_{cn} \\ \frac{d c_n}{dt} &= -\frac{1}{C_c} (C_n - n_n) + F_{cn} \end{aligned} \right. \quad (153)$$

y la condición de contorno (146) se expresa:

$$T_c = \frac{n_c}{2} - n_1 + n_2 - n_3 + \dots \quad (154)$$

Se entiende que las n_n , c_n y T_c son funciones del tiempo, lo que no se especifica para no complicar la notación.

Régimen estacionario:

En este caso se anulan las derivadas respecto al tiempo, y si tomamos no más de N términos en los desarrollos, a partir de las (153) obtenemos el siguiente proceso recursivo:

$$\begin{aligned} n_{N+1} &= 0 \\ n_N &= \frac{Z_g}{4N} P_{N-1} \\ n_n &= \frac{Z_g}{4n} (P_{n-1} - P_{n+1}) & 1 \leq n \leq N \\ \frac{n_c}{2} &= T_c - \sum_{n=1}^N (-1)^n n_n \end{aligned} \quad (155)$$

$$\begin{aligned} c_n &= n_n + Z_c F_{cn} \\ \text{con } P_n &= \frac{Z_c}{Z_R} F_{cn} + F_{Rn} \end{aligned} \quad (156)$$

Es decir, conociendo la distribución axial de potencia se hallan los F_{Rn} y F_{cn} y con la (156) los P_n . Luego con las (155), empleándolas en el orden enunciado, se obtienen los r_n y los c_n . La distribución axial de las temperaturas sale de las (148). Este proceso se repite para los demás canales (anillos en geometría R-Z ó placas en geometría X-Y) y si las secciones eficaces dependen de las temperaturas, se deberá calcular una nueva distribución de flujo y potencia, obteniéndose así un proceso iterativo que será convergente si el sistema termohidráulico-neutrónico en cuestión es estable:

Régimen transitorio:

Nos limitamos en las (153) a N componentes y las escribimos en la siguiente forma:

$$\frac{d r_n}{d t} = \frac{1}{\mathcal{C}_n} (c_n - r_n) - \frac{4}{\mathcal{C}_g} \sum_{i=1}^{n+2i-1 \leq N} (n+2i-1) r_{n+2i-1} + F_{Rn} \quad \text{con } 0 \leq n \leq N-1$$

$$T_e = \frac{r_0}{2} + \sum_{n=1}^N (-1)^n r_n \quad (157)$$

$$\frac{d c_n}{d t} = -\frac{1}{\mathcal{C}_c} (c_n - r_n) + F_{cn} \quad 0 \leq n \leq N$$

La primera y la tercera de las (157) forman un sistema de $2N+1$ ecuaciones diferenciales de primer orden con $2N+2$ funciones, que complementadas con la segunda relación nos determinan unívocamente la solución dando los valores iniciales de $r_n^{(p)}$ y $c_n^{(p)}$ para $t=t_p$. La supresión de la ecuación correspondiente a $n=N$ de la primera de las (157) no es arbitraria, puesto que entra en contradicción con la obtenida para $n=N$ de la tercera.

Si ahora aplicamos el método de las retrodiferencias en la tercera de las (157) obtenemos

$$c_n^{(p+1)} = \frac{c_n^{(p)} + F_{cn}^{(p)} \Delta t_p}{1 + \Delta t_p / \mathcal{C}_c} + \frac{\Delta t_p}{\mathcal{C}_c + \Delta t_p} r_n^{(p+1)} \quad (158)$$

y si reemplazamos esta expresión en la primera de las (157), expresada también como retrodiferencias:

$$\left(1 + \frac{\Delta t}{\mathcal{C}_c} + \frac{\Delta t}{\mathcal{C}_n}\right) r_n^{(p+1)} + \left(1 + \frac{\Delta t_p}{\mathcal{C}_c}\right) \frac{4 \Delta t_p}{\mathcal{C}_g} \sum_{i=1}^{n+2i-1 \leq N} (n+2i-1) r_{n+2i-1}^{(p+1)} =$$

$$= \left(1 + \frac{\Delta t}{\mathcal{C}_c}\right) \left(r_n^{(p)} + F_{Rn}^{(p)} \Delta t_p\right) + \frac{\Delta t}{\mathcal{C}_n} \left(c_n^{(p)} + F_{cn}^{(p)} \Delta t_p\right) \quad 0 \leq n \leq N-1 \quad (159)$$

$$\frac{1}{2} r_0^{(p+1)} + \sum_{n=1}^N (-1)^n r_n^{(p+1)} = T_e^{(p)}$$

Este sistema es lineal con $N+1$ incógnitas que son los $r_n^{(p+1)}$. Una vez resuelto, mediante las (158) se hallan los $c_n^{(p+1)}$ y por medio de las (148) las nuevas distribuciones axiales. En base a éstas se calculan nuevas secciones eficaces y luego, mediante las ecuaciones cinéticas espaciales, nuevos flujos y potencias específicas para el intervalo $\Delta t_{p+1} = t_{p+2} - t_{p+1}$. Hallando las componentes $F_{Rn}^{(p+1)}$ y $F_{cn}^{(p+1)}$ salen ahora las temperaturas para el instante t_{p+2} nuevamente con el sistema (159) y las (158).

Los intervalos Δt_p pueden, si se desea, subdividirse en otros más pequeños. Esto se logra automáticamente haciendo

$$\delta t = \frac{1}{\frac{1}{\mathcal{C}_n} + \frac{1}{\mathcal{C}_c}} \sqrt{\frac{2 \mathcal{C}_n \mathcal{C}_c}{\mathcal{C}_g}} \quad (160)$$

obteniendo C_{oe} y r_{oe} a partir de las (155), hallando el estado estacionario asintótico en $t=t_p$. Se ve en las (160) que cuanto más cerca se esté de este estado mayor va a ser δt , puesto que las temperaturas variarán

mucho menos.

En cuanto a la temperatura de entrada del refrigerante, ésta puede ser dada como una constante o con una variación arbitraria en función del tiempo. También se la puede dar en función de la potencia entregada por el refrigerante en cada instante haciendo

$$T_E(t) = T_{ECO}(t_P)(1 - e^{-t/t_E}) + T_E(t_P) e^{-t/t_E}$$

$$T_{ECO}(t_P) = T_{ECO} + D(P_{RF}(t_P) - P_{RFO})$$

$T_{ECO}, D, P_{RFO} \text{ y } t_E \text{ son datos}$

(161)

t_E es una constante de tiempo que da cuenta del retardo en la respuesta de la temperatura de entrada del refrigerante a un aumento de la potencia en el mismo, la que se define como

$$P_{RF}(t_P) = W_T \cdot C_R \cdot (T_S(t_P) - T_E(t_P))$$
(162)

siendo $T_S(t_P)$ la temperatura media de salida del refrigerante en todos los canales; C_R el calor específico del refrigerante y W_T el caudal total. En estado estacionario debe ser P_{RF} igual a la potencia total producida en el reactor, instantánea y residual.

La temperatura de entrada del refrigerante puede también ser provista por un modelo que simule el circuito primario de la Central Nuclear.

Para hallar los valores de $F_{RN}^{(p)}$ y $F_{en}^{(p)}$ a partir de $P(x)$ (Ver las (147)) se calculan las $F_R(x_k)$ y $F_c(x_k)$ para los puntos medios de K intervalos en la dirección axial contando desde abajo y se emplean las fórmulas:

$$F_{RN}^{(p)} = \frac{2}{\pi} \sum_{k=1}^K F_R^{(p)}(x_k) (\sinh \eta \varphi_k - \sinh \eta \varphi_{k-1})$$

$$F_{RO}^{(p)} = \frac{2}{\pi} \sum_{k=1}^K F_R^{(p)}(x_k) (\varphi_k - \varphi_{k-1})$$

con $\varphi_k = \text{Arccos}(2x_k - 1)$

(163)

Análogamente se procede para hallar los $F_{en}^{(p)}$

4.e) Esquemas de recambio de combustible

El código CINET puede ser provisto con cualquier esquema de resambio de combustible, que será programado por el usuario y acoplado al programa de acuerdo a lo indicado en capítulo 7. En su versión original, se le han acoplado los esquemas de recambio del código ERUPT, que puede ser utilizado en geometría X-Y o R-Z con elementos combustibles verticales en nuestra representación (en las direcciones Y u Z respectivamente). Estos esquemas son los siguientes.

a) Evolución del reactor

Se calcula sólo la distribución de flujo y la reactividad en cada instante haciendo variar la distribución de quemado (o irradiación) suponiendo que la distribución de potencia específica (o flujo térmico) permanecen constantes dentro de cada intervalo $[t_P, t_{P+1}]$. En base a ellas se calculan las nuevas distribuciones de quemado e irradiación por medio de:

$$BU(t_{P+1}) = BU(t_P) + (t_{P+1} - t_P) \cdot \frac{P_E(t_P)}{\beta_{COB}} \quad (164)$$

$$Z(t_{P+1}) = Z(t_P) + (t_{P+1} - t_P) \cdot \phi_E(t_P)$$

En función de la distribución espacial de quemado (o irradiación) podemos ahora calcular una nueva distribución espacial de potencia es-

pecífica y flujo térmico y una nueva reactividad, correspondientes al instante t_{p+1} . Análogamente se calcula ahora el quemado o irradiación para el instante t_{p+2} . Este proceso se continúa hasta que la reactividad cae dentro de una franja determinada por $K_e \in [K_{e1}; K_{e2}]$ con $K_{e1} < K_{e2}$. Si cae debajo de esa franja se reduce el último Δt_p por medio de una interpolación lineal para que K_e tome el valor medio del intervalo.

Una vez logrado esto, se interrumpe el cálculo.

b) Movimiento radial de combustible con esquema fijo :

En este caso se hace evolucionar el reactor hasta que el K_e cae dentro del intervalo $[K_{e1}; K_{e2}]$ (Si cae debajo, se reduce el último Δt_p) y se realizan operaciones de cambio, carga y descarga a fin de recuperar la reactividad perdida durante la evolución. Luego del movimiento de combustible se recalcula para ese mismo instante la distribución de flujo, potencia específica y K_e .

Si todavía está dentro de la franja, se efectúan nuevas operaciones de recambio hasta que esté por encima. Cuando sea $K_e > K_{e1}$ se continúa evolucionando en el tiempo hasta caer nuevamente dentro de la condición de recambio. De esta manera se mantiene el reactor siempre crítico.

Las operaciones de recambio se hacen cargando y descargando anillos (o placas en geometría X-Y) de combustible o sustituyéndolos y permutándolos entre sí de acuerdo a un esquema fijo de recambios dado por un vector de carga. Debe cuidarse siempre que los anillos (o placas) que se cambian o reemplazan entre sí tengan siempre el mismo volumen.

c) Descarga del canal más irradiado:

El proceso de cálculo es análogo al anterior, sólo que cuando se cumple la condición de recambio de combustible, se sustituye el anillo (o placa) más irradiado por combustible fresco.

Debe tenerse siempre en cuenta que cuando se hace evolucionar el reactor a largo plazo se calculan sucesivos estados estacionarios. En este caso, tanto las variables termohidráulicas como las distribuciones de Iodo y Xenón deben estar siempre en estado de equilibrio y el cálculo neutrónico puede efectuarse hallando directamente el flujo y el K_e o buscando criticidad.

4.f) Secciones eficaces. Su dependencia de los parámetros no neutrónicos

Las secciones eficaces son calculadas en función del quemado o irradiación. Se obtiene así una tabla donde cada fila corresponde a un valor del quemado, la primera columna al quemado y las subsiguientes dan para ese quemado y los valores centrales de tabla de los parámetros adicionales no neutrónicos, los valores de las secciones eficaces ($D_g, \Sigma_{ag}, \Sigma_{fg}, \sqrt{\Sigma_{fg}}, \Sigma_{fg}$). Luego la tabla se completa con varios bloques adicionales que dan cuenta de la variación de cada uno de las secciones eficaces respecto a cada uno de los parámetros adicionales (Xenón, parámetros termohidráulicos, etc.) y los β_{lm} y β para cada quemado. Las tablas pueden también contener otros parámetros dependientes o no del quemado que no entran directamente en las ecuaciones cinéticas espaciales (producción de Xe y Iodo, conductividades térmicas, etc.).

En su versión original (opción normal) el código da a las tablas una estructura que supone una dependencia de las secciones eficaces de los parámetros no neutrónicos de la forma:

$$\sigma = \sigma_0 + \sum_{i=1}^K \left[\frac{\partial \sigma}{\partial p_i} \right]_0 (p_i - p_{i0}) \quad (165)$$

siendo σ_0 el valor de la sección eficaz σ para los p_i iguales a p_{i0} (valores centrales de tabla) y los p_i cada uno de los parámetros adicionales. En la tabla se dan, para cada quemado, los σ_0 y los $\left[\frac{\partial \sigma}{\partial p_i} \right]_0$ para cada sección eficaz. En caso de que la ley lineal dada por la (165) no sea válida y se desee adoptar otra forma de dependencia (cuadrática, con términos mixtos, etc.) de las secciones eficaces en función de los parámetros adicionales, el usuario podrá programarla fácilmente dentro del código CINET siguiendo las instrucciones dadas en el capítulo 7.

Para la descripción detallada de la organización de las tablas puede verse el capítulo 5.

En el programa pueden darse hasta diez tablas, correspondiendo cada una de ellas a un tipo distinto de combustible, reflector, moderador, barra de control o material estructural.

4.g) Perturbaciones. Búsqueda de criticidad. Clasificación de los parámetros

Tanto los parámetros neutrónicos como los adicionales que no dependen del flujo o la potencia pueden ser alterados respecto a sus valores actuales o de entrada por medio de la inserción de perturbaciones. En el caso de las secciones eficaces se simulan de esta manera las barras de control, los venenos neutrónicos, los efectos provocados por operaciones de regulación y/o accidentes y la introducción de muestras. También se pueden perturbar los parámetros adicionales, tales como la temperatura de entrada del refrigerante o del moderador, caudales, presión, etc. Es decir, por medio de las perturbaciones se simulan todos los eventos (controlados o accidentales) que pueden ocurrir dentro del sistema físico en cuestión y no están comprendidos dentro de los modelos físico-matemáticos expuestos en este capítulo.

La criticidad se logra variando el o los valores de una o más perturbaciones hasta lograr el K_e buscado.

Sobre la forma en que se introducen las perturbaciones para el uso del código ver el capítulo 6.

Para comprender mejor la utilización de las perturbaciones clasificaremos los diversos parámetros del reactor en las siguientes clases:

Parámetros adicionales acoplados:

Son aquellos que se obtienen dentro de nuestro modelo de cálculo a través de un modelo físico-matemático que los acopla con la distribución de flujo, potencia u otros parámetros adicionales. Estos no pueden ser perturbados, pues en este caso se producirían incompatibilidades serias dentro del modelo físico. Son variables o parámetros internos e intrínsecos del sistema a simular.

Parámetros adicionales independientes

Son los que se consideran independientes de todos los demás parámetros adicionales o neutrónicos, aún cuando éstos dependan directa o indirectamente de ellos.

Por ejemplo, si simulamos el reactor de una Central Nuclear utilizando el modelo termohidráulico descrito en este capítulo, las temperaturas de refrigerante y combustible son parámetros adicionales acoplados y las temperaturas de entrada del refrigerante y del moderador son parámetros adicionales independientes, así como también las inserciones de las barras de control, envenenamiento con boro, etc. Si se acopla al código un modelo que simula el resto del circuito primario de la Central, la temperatura de entrada del refrigerante pasa en este caso a ser un parámetro acoplado.

Los parámetros neutrónicos y las secciones eficaces son, en principio, acoplados y si se los perturba, no se lo hace directamente sino a través de otro parámetro independiente tal como la inserción de barras, introducción de una muestra, concentración de un veneno neutrónico, etc. Sin embargo por simplicidad se puede omitir muchas veces a este último y perturbarlos directamente.

En otras palabras, los parámetros adicionales independientes son aquellos que son regulados desde fuera de nuestro sistema (o nuestra "caja negra") ya sea por medio de operaciones de control o hechos accidentales y su variación en función del tiempo debe ser dada a priori. Se ve además que cualquier parámetro físico puede ser indistintamente un parámetro acoplado o independiente en los diferentes modelos físico-matemáticos con que simulemos al reactor.

La búsqueda de criticidad se realiza mediante el ajuste por medio de perturbaciones de parámetros independientes, lo que nos perturba indirectamente las secciones eficaces.

5.- CONSIDERACIONES GENERALES PARA LA UTILIZACION DEL CODIGO Y SU ORGANIZACION

Para la comprensión general del funcionamiento del código CINET haremos a continuación una somera descripción sobre la forma de encarar y resolver distintos tipos de problemas que se suelen presentar en la simulación del funcionamiento de los reactores nucleares por medio de modelos físico-matemáticos.

Los casos que se presentan son de tres tipos:

a) Evolución del reactor a largo plazo

En este tipo de problemas se miden los tiempos en días y se calculan para cada t_p las nuevas distribuciones de quemado. Los estados del reactor son todos estacionarios, pudiendo buscarse o no criticidad. Se pueden incluir también operaciones de recambio de combustible y es el caso en que se hacen cálculos para la gestión de combustible de las centrales nucleares.

b) Transitorios largos o evolución a mediano plazo

Los tiempos se miden en horas y en general no se tienen en cuenta las variaciones del quemado. Se resuelven sucesivos estados estacionarios del reactor (buscando o no criticidad) tomando en cuenta sólo la variación no estacionaria en el tiempo de las concentraciones de los isótopos que tienen fuerte influencia sobre las secciones eficaces,

de períodos largos tales como el Xe y el Sm y los que están ligados a ellos. Este tipo de cálculos se realizan para simular ciclos de potencia de las centrales nucleares. Se parte siempre de un estado inicial en que se pone a todo el sistema en estado estacionario, incluidos el Xe y los otros isótopos importantes.

c) Transitorios cortos o evolución cinética del reactor:

Se resuelven en cada instante las ecuaciones cinéticas espaciales acopladas con los parámetros adicionales por medio de modelos físico-matemáticos acoplados y no se toman en cuenta las variaciones temporales del quemado y, generalmente, tampoco las de las concentraciones del Xenón y de los otros isótopos. Este es el caso del cálculo de accidentes o del análisis del control del reactor. Se parte siempre de un estado inicial en el que se lo pone a todo el sistema totalmente estacionario buscando además la criticidad (con $K_e=1$). A partir de este estado se varían los parámetros independientes en función del tiempo según una función dada o mediante perturbaciones y se analiza la respuesta espacial y temporal de todos los demás parámetros. Si hay fuentes, el estado estacionario inicial se puede calcular sólo si $K_e < 1$ y no implica una búsqueda de criticidad. Los tiempos se miden en segundos o fracción de segundos.

Como puede observarse, en los tres casos (a), b) y c)) se parte de un estado inicial estacionario. En los dos primeros la búsqueda de criticidad es opcional y en el tercero, si no se tienen en cuenta las fuentes, es obligada y debe hacerse $K_e=1$. Se puede también partir de un estado

no estacionario que se lee de un archivo, calculado previamente por el mismo código evolucionando a partir de un estado estacionario.

Describiremos a continuación algunos problemas típicos que resuelve el código por medio de diagramas a fin de lograr una comprensión general de su funcionamiento.

5.a) Calcular estados estacionarios

Este proceso puede observarse en el diagrama 1. Para lograr una mayor claridad supondremos que representamos al estado del reactor con los parámetros neutrónicos y como parámetros adicionales acoplados las distribuciones de Xenón, Iodo, Temperaturas de combustible y refrigerante que se relacionan con los primeros por medio de los modelos físico-matemáticos descritos en 4.b) y 4.d) y la temperatura del moderador y de entrada del refrigerante, la inserción de las barras, los venenos neutrónicos (secciones eficaces, flujo, potencia específica) y los acoplados a través de perturbaciones, dentro de los modelos dados en el capítulo 4 o como parámetros de las tablas.

En el diagrama 1 se puede suponer conocida o no la distribución de los flujos y potencias específicas. En caso afirmativo (ICONV=0) los parámetros adicionales acoplados pueden ser calculados inmediatamente (distribución de Xenón y Iodo y temperaturas de refrigerante y combustible en el ejemplo ya mencionado), fijando previamente los valores de los parámetros independientes (Temperatura de entrada del refrigerante, caudales, etc.) En caso negativo (ICONV= -1) se fija una distribución inicial constante para los parámetros acoplados y a partir de ella se calculan los flujos y las potencias específicas. Luego, a partir de éstos valores se hallan las nuevas distribuciones de los parámetros acoplados y se sigue el proceso normalmente.

En el diagrama se observa que el proceso de iteraciones para hallar la criticidad está contenido dentro del utilizado para el reajuste de los parámetros acoplados en función del flujo y la potencia específica (gobernados por los parámetros ISSS e ICONV). Se hace notar que en los problemas de simulación del funcionamiento del reactor a largo plazo y en los transitorios largos la búsqueda de criticidad puede ser omitida (por lo que K_e es un nuevo parámetro a determinar, acoplado al sistema) así como también el cálculo de las concentraciones de precursores y otras variables que sólo tienen interés desde el punto de vista cinético. Por supuesto, si se realizan cálculos de transitorios cortos (con cinética espacial) la puesta a crítico inicial del reactor es obligada, a no ser que se tome en cuenta la presencia de fuentes neutrónicas, en cuyo caso se resuelven las ecuaciones estacionarias con fuentes (las (4) en el capítulo 1).

En cualquier tipo de problema, si no se tienen en cuenta la dependencia de parámetros adicionales del flujo y la potencia específica se omiten las iteraciones a través de ellos (ICONV en el diagrama 1) y se itera, si es necesario, sólo para la búsqueda de criticidad.

En lo que respecta a los parámetros independientes, sus valores se

Diagrama 1
Puesta del reactor en estado estacionario

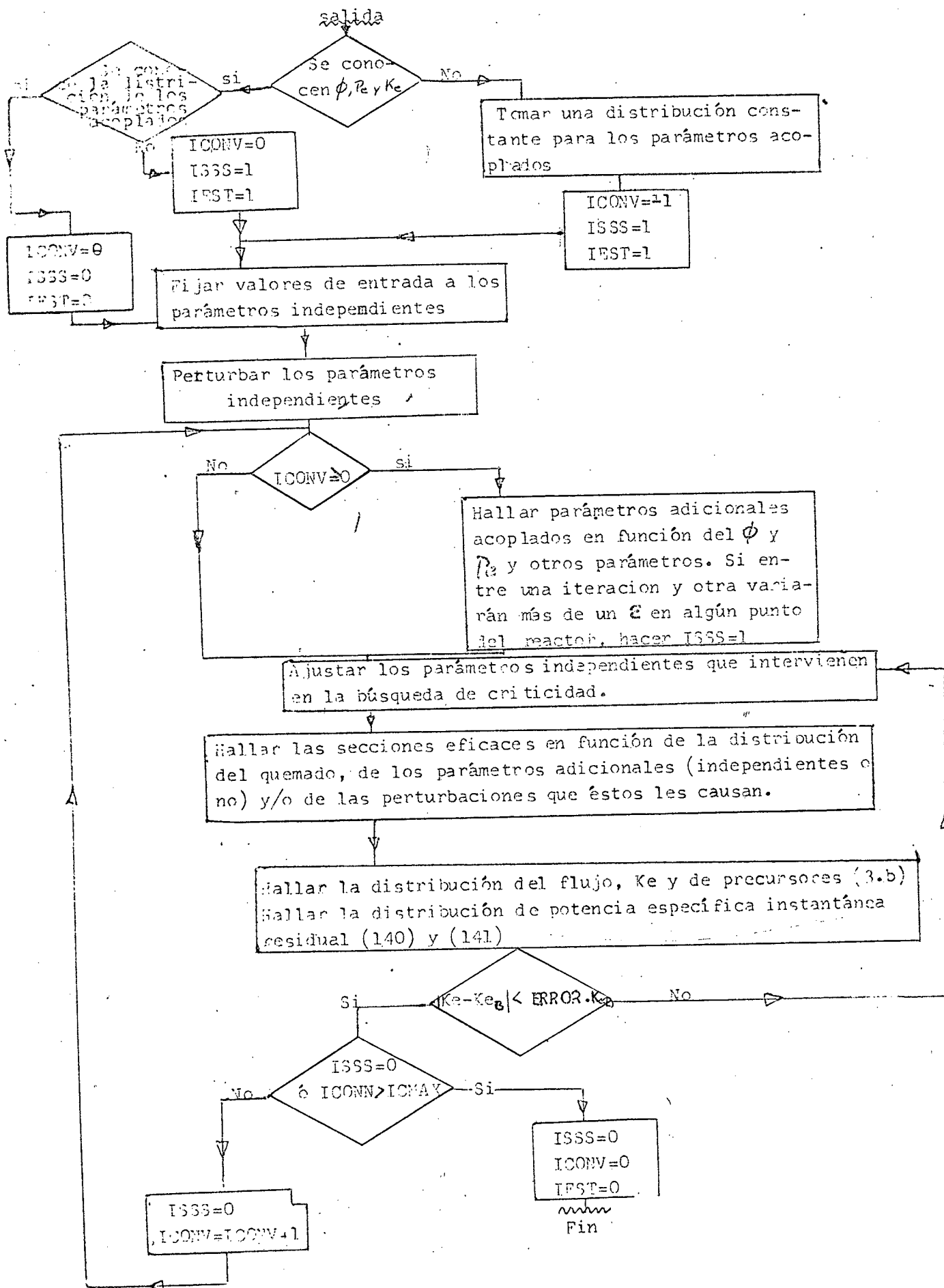


DIAGRAMA 2

Cálculo de la evolución del reactor a largo plazo

ICIN=0

NCAMB=1

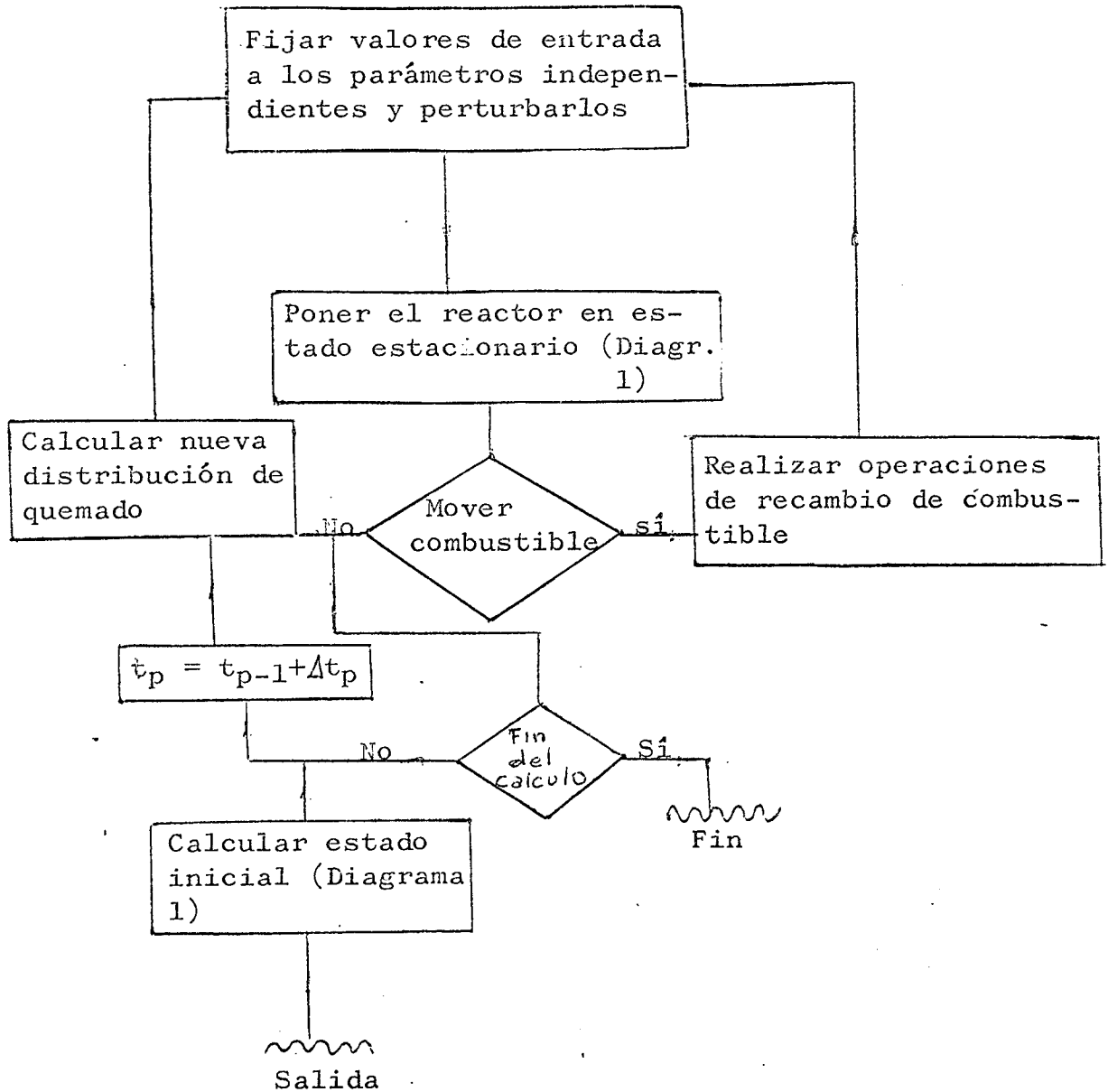


DIAGRAMA 3

Cálculo de transitorios largos

ICIN=0

NCAMB=0

IXEN=3

Fijar valores de centrada a los parámetros independientes

Perturbar los parámetros independientes

Hallar las nuevas distribuciones de Xenón, I0-
do y otros isótopos de interés para $t=t_p$ en
función de las distribuciones de flujo, poten-
cia específica y las de ellos para $t=t_{p-1}$
(Parámetros de períodos largos)

Calcular el reactor en estado esta-
cionario teniendo en cuenta sólo el
reacoplamiento de los parámetros de
períodos cortos (Diagrama 1)

$$t_p = t_{p-1} + \Delta t_p$$

No

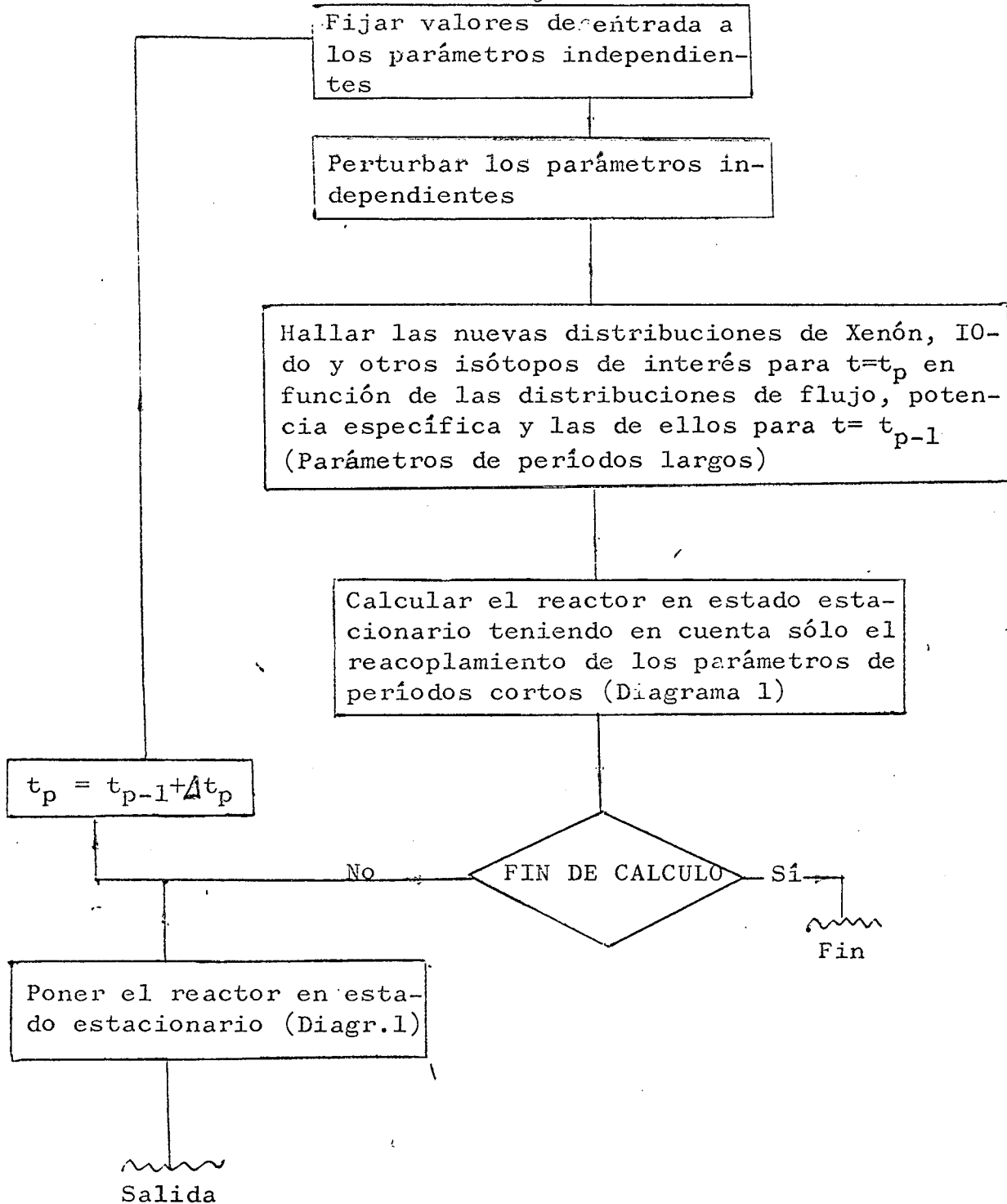
FIN DE CALCULO

Sí

Fin

Poner el reactor en esta-
do estacionario (Diagr.1)

Salida



determinan perturbando o no valores de entrada (o de referencia) dados para cada instante y las iteraciones sobre los parámetros reacoplados o sobre el K_e no los alteran.

La lógica del programa para el cálculo de gestión de combustible (evolución a largo plazo) y de transitorios largos pueden verse en los diagramas 2 y 3 respectivamente. En el primer caso se incluyen los criterios de recambio de combustible y se recalcula en cada paso la distribución de quemado. El K_e no suele ser fijo (no se busca criticidad), pues se utiliza para fijar los criterios para mover combustible. En cuanto a los transitorios largos, la puesta del reactor en estado estacionario durante su evolución se realiza sin tomar en cuenta a los parámetros reacoplados de períodos largos (Concentraciones de Xenón, Iodo, Samario, etc) para los que se toma en cuenta su variación no estacionaria en función del tiempo.

5.b) Transitorios cortos. Evolución cinética del reactor

Este tipo de cálculo está descripto esquemáticamente en el diagrama 4. Se parte siempre de un estado estacionario y luego se aumenta el tiempo sucesivamente en pasos Δt_p de tal forma que $t_p = t_{p-1} + \Delta t_{p-1}$. Para cada valor de t_p se hallan los parámetros independientes (o de control) mediante valores dados como funciones del tiempo que pueden ser perturbados o no. Suponiendo además que los flujos ($\phi_j^{(p-1)}$) y las potencias específicas ($P_e^{(p-1)}$) (para el instante t_{p-1}) permanecen constantes durante el lapso $[t_{p-1}; t_p]$ y conociendo los valores de los parámetros adicionales acoplados para t_{p-1} , pueden calcularse sus valores para el instante t_p resolviendo las ecuaciones físico-matemáticas que los acoplan con los parámetros nucleares y los independientes en estado no estacionario. Además, los parámetros utilizados para poner a crítico al reactor en su puesta en estado estacionario (Diagrama 1) se fijan siempre en los valores obtenidos en esa oportunidad y no se los vuelve a alterar. Con todos estos elementos podemos calcular las secciones eficaces.

Si ahora suponemos que las secciones eficaces, calculadas para los valores de los parámetros adicionales en $t=t_p$, son constantes en el intervalo $t \in [t_{p-1}; t_p]$ en las ecuaciones cinéticas espaciales, pueden hallarse los valores de los flujos y concentraciones de precursores resolviendo las mismas por cualquiera de los métodos expuestos en el capítulo 2. Luego se calculan fácilmente las potencias específicas instantáneas y residuales, estas últimas a partir de sus valores para $t=t_{p-1}$ mediante las fórmulas (137) y (139). De esta manera tenemos totalmente calculado el estado del reactor para $t=t_p$. Luego de imprimir todos los resultados que sean solicitados por el usuario para ese instante se verifica si no se cumple algún criterio de interrupción y en caso contrario se continúa evolucionando en el tiempo un paso más. Se puede también interrumpir el cálculo para reiniciarlo en una nueva corrida grabando el último estado del reactor en un archivo.

En los diagramas 5 a 8 está descripta la forma de operar del código

go en los diferentes métodos de resolución de las ecuaciones cinéticas espaciales. En todos ellos los rectángulos con las letras A en sus ángulos contienen el mismo proceso que el correspondiente del diagrama 4 cuyo cuadro con las B es reemplazado por los procesos realizados en cada uno de los métodos.

Los diagramas 5 y 8, que describen el proceso de cálculo que realiza el código para los métodos adiabático y cuasiestático respectivamente; son ya autoexplicativos y no requieren mayor aclaración.

En el método directo (diagrama 6) y el cuasiestático (Diagrama 7) se utiliza el recurso de subdividir los pasos Δt_p en pasos finos δt_p tal que la suma de los δt_p es Δt_p . Los pasos finos se pueden regular con las fórmulas (58) y (59) complementadas con otros criterios adicionales tal como se describe en la entrada del programa (Capítulo 6). Se hace notar que durante todos los δt_p las secciones eficaces no varían, pues sólo cambian el paso y las distribuciones de flujo, precursores y potencia específica. De esta manera se ve la posibilidad de fijar dos tipos de pasos: el Δt_p , que se utiliza en el cálculo de las distribuciones de los parámetros acoplados resolviendo las ecuaciones que los acoplan con el flujo, potencia específica y otros parámetros en régimen no estacionario y el δt_p , para la resolución de las ecuaciones cinéticas espaciales por los métodos directo o cuasiestático.

Se hace notar que muchas de las posibilidades del código dadas en los diagramas 5 a 8 son opcionales, tales como la utilización de parámetros adicionales acoplados ($ITEMP \neq 0$, $IXEN \neq 0$), la regulación del paso fino δt_p ($EPST \neq 0$), la subdivisión de Δt_p en pasos finos de cálculo ($EPST \neq 0.0$ ó $DTMX < 0.0$), la utilización de perturbaciones ($IPERT=1$) y el cálculo de la potencia residual ($NCOF > 0$). En el caso del método puntual la reactividad puede darse como una función externa o en función directa de los parámetros adicionales ($IROC \neq 0$) en lugar de calcularla por la fórmula (25).

DIAGRAMA 4

Cálculo de transitorios espaciales

ICIN > 0

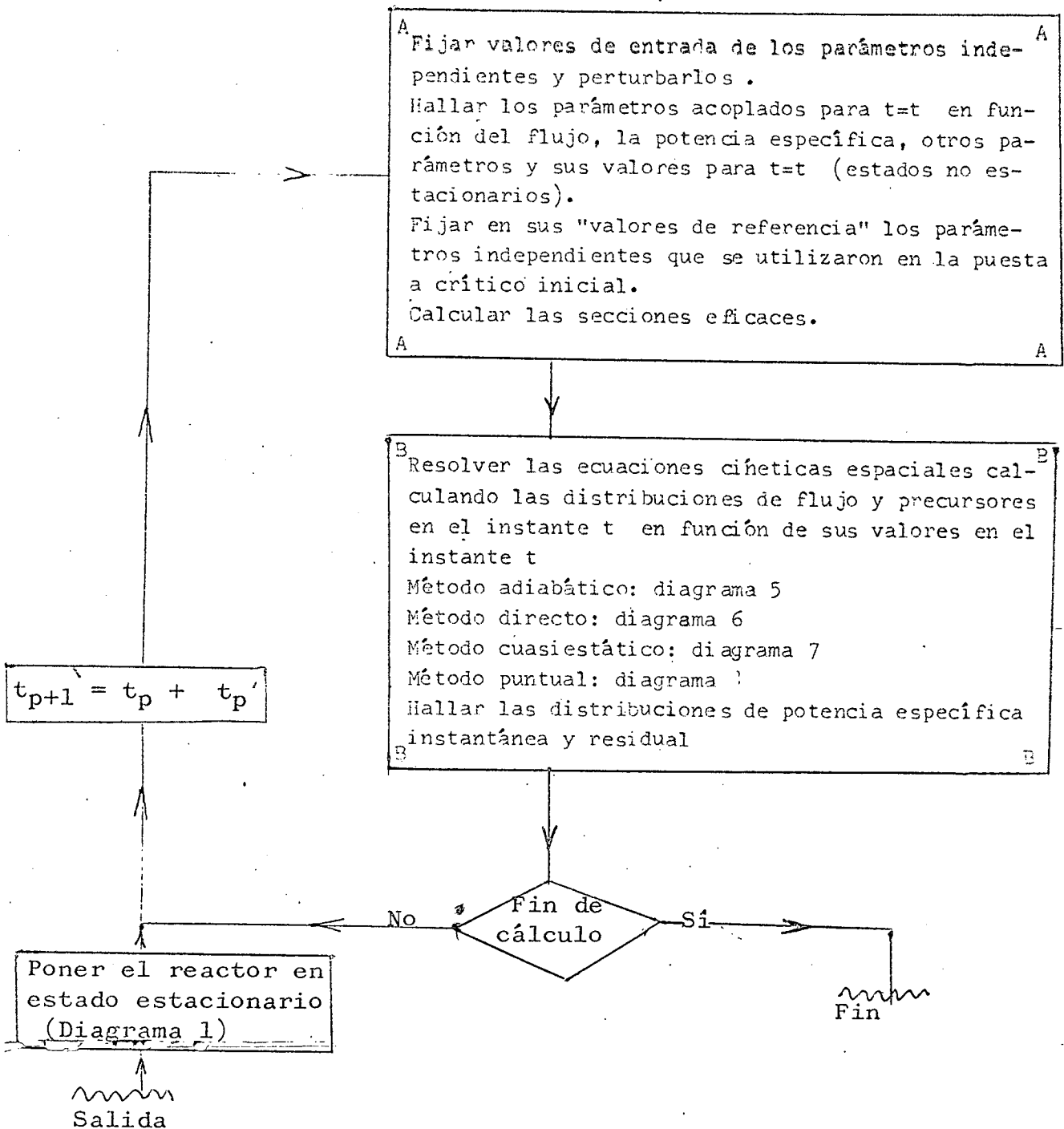


DIAGRAMA 5
Método adiabático
ICIN=1

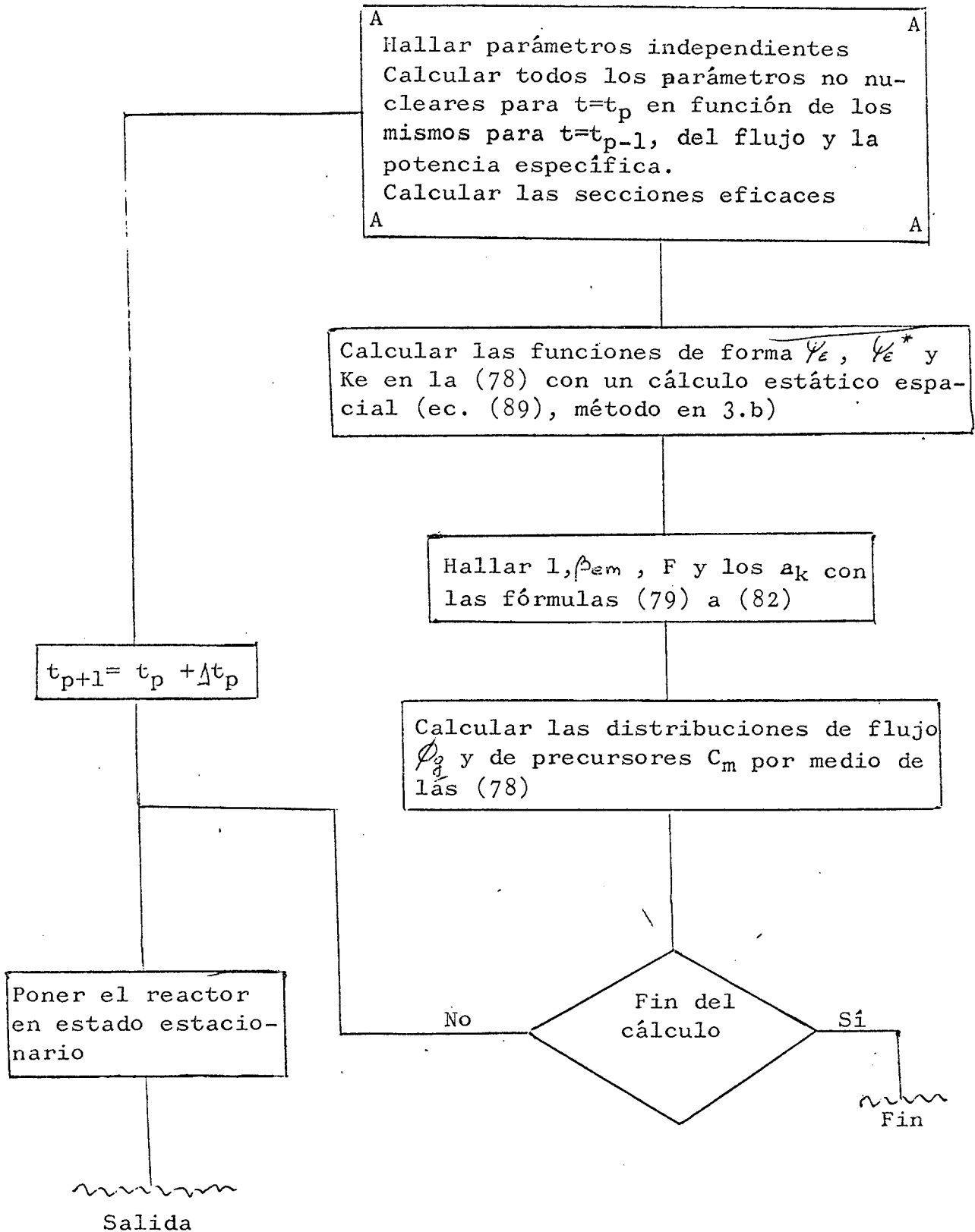


DIAGRAMA 6

Método directo

ICIN=2

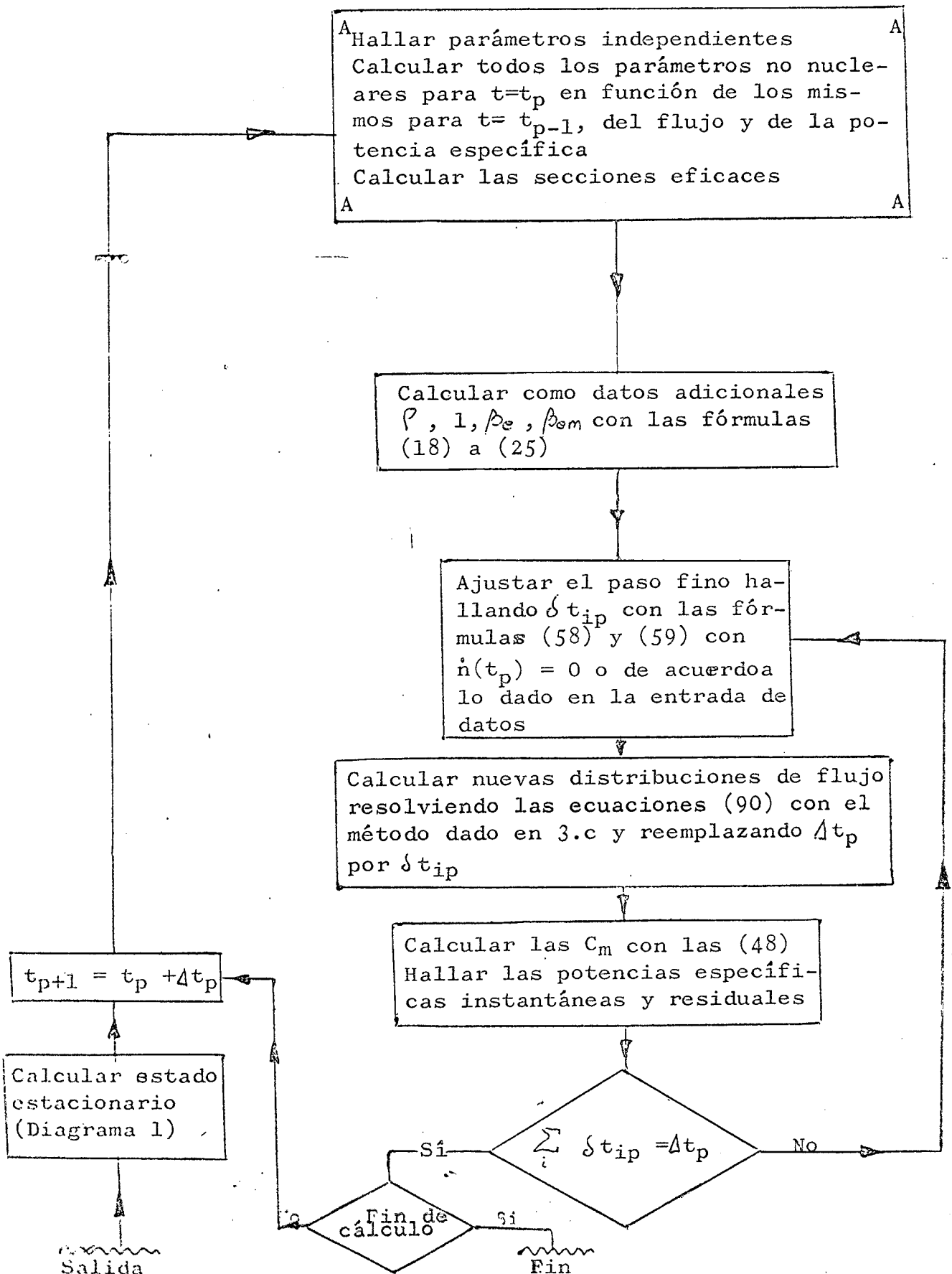


DIAGRAMA 7

Método cuasiestático

ICIN=3

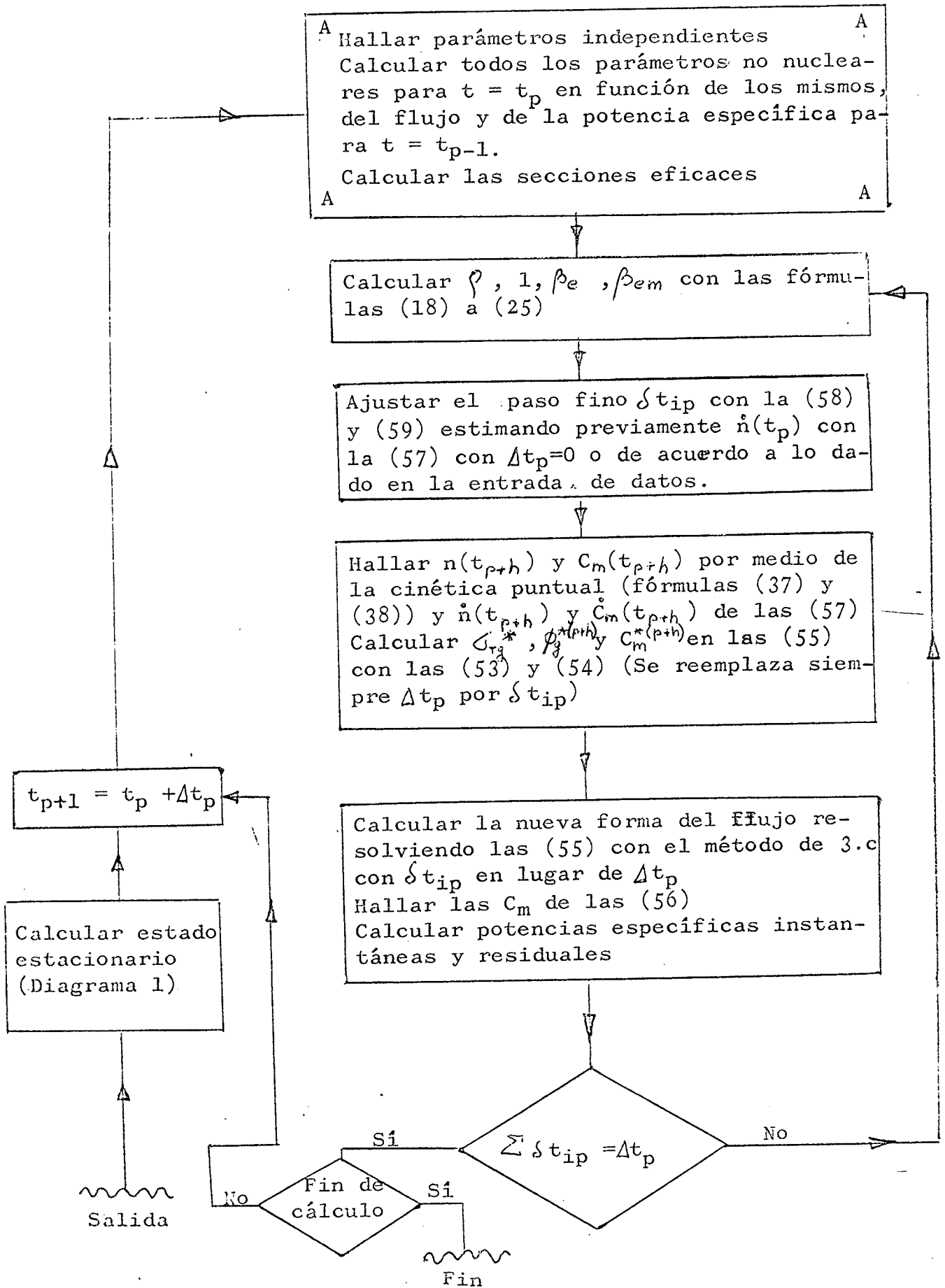
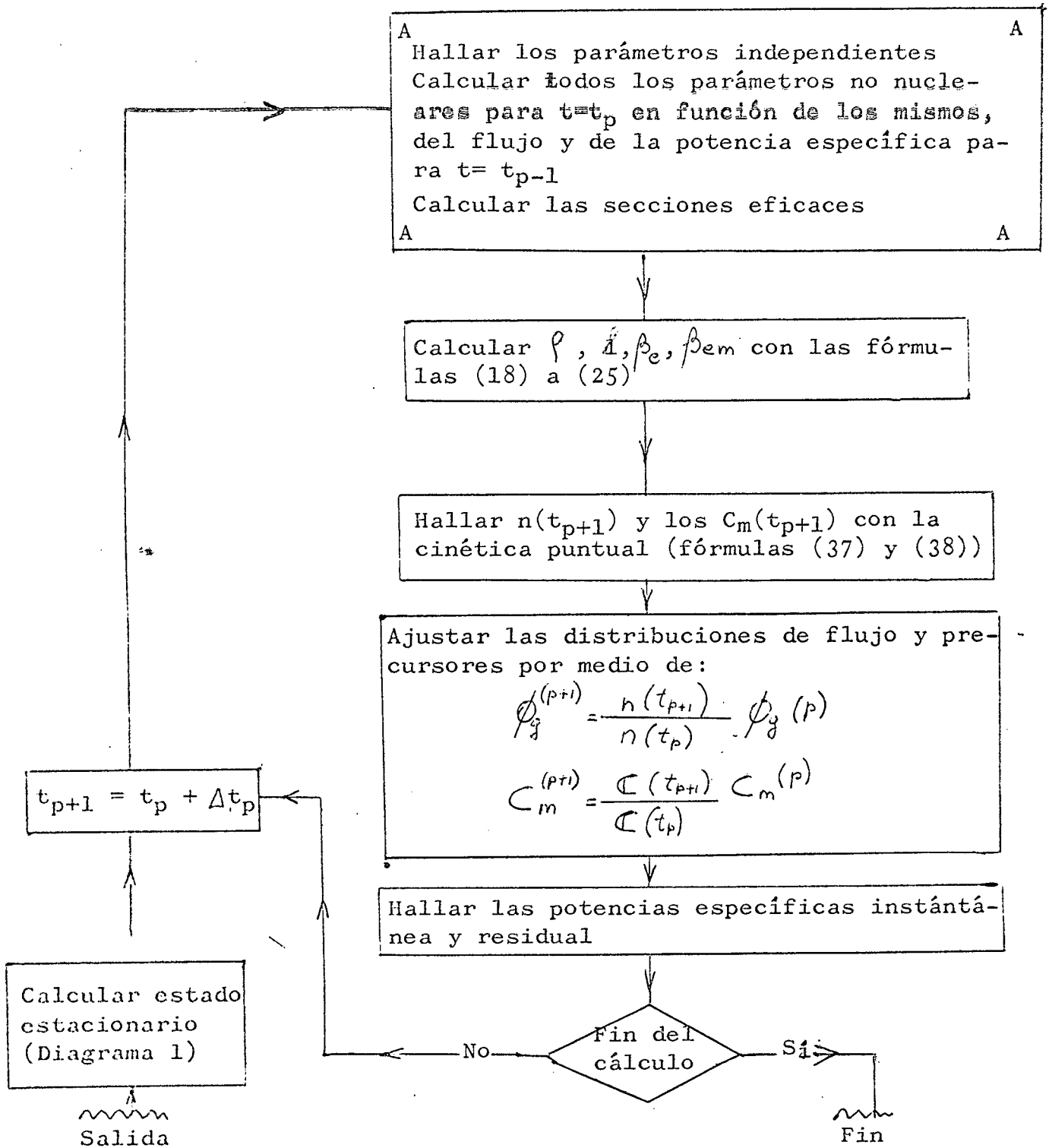


DIAGRAMA 8

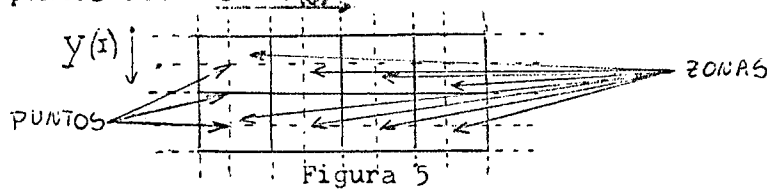
Método puntual

ICIN=4



5.c) Representación del reticulado espacial:

En geometría X-Y o R-Z el reticulado espacial se representa por medio de líneas verticales y horizontales paralelas que se cortan determinando los puntos del mismo. $x(j)$



Reticulado espacial

Además, se definen zonas disjuntas que son rectángulos delimitados cada uno por dos líneas verticales y dos horizontales que pueden o no contener puntos interiores de acuerdo a cómo se las determine. Las coordenadas $X(J)$ con $J=1, \dots, J_{\text{Máx}}$ nos definen las líneas verticales de puntos de izquierda a derecha a partir del borde izquierdo del reactor y las $Y(I)$ con $I=1, \dots, I_{\text{Máx}}$ nos determinan las líneas horizontales de puntos de arriba hacia abajo, a partir del borde superior. Para la geometría R-Z ($NGEM=1$), las $X(J)$ dan la dirección radial y las $Y(J)$ la axial.

En el caso de la geometría R- θ ($NGEM=-1$) las $X(J)$ nos dan la dirección radial y las líneas son círculos concéntricos y las $Y(I)$ el valor angular contado en sentido horario (Ver figura 9). La delimitación de las zonas es análoga a la de las otras simetrías.

En todos los casos las zonas quedan definidas por subconjuntos de líneas verticales y horizontales de la forma indicada en la figura 6 de tal manera que el reactor quede totalmente cubierto por ellas. Se reconocen en esa figura dos regiones: una que denominaremos el núcleo del reactor y otra perisférica que representa las zonas de reflector, compuestas pura y exclusivamente por material no fisionable.

Las zonas que componen el núcleo están ordenadas según una disposición de LD2 filas por LD3 columnas y se numeran en la forma indicada en la figura, partiendo desde el borde superior izquierdo, de arriba hacia abajo primeramente continuando de izquierda a derecha siendo en total $LD1=LD2 \times LD3$ zonas en el núcleo. Las zonas de reflector se siguen numerando a partir de la de la izquierda en sentido horario con los números $LD1+1$, $LD1+2$, $LD1+3$, $LD1+4$.

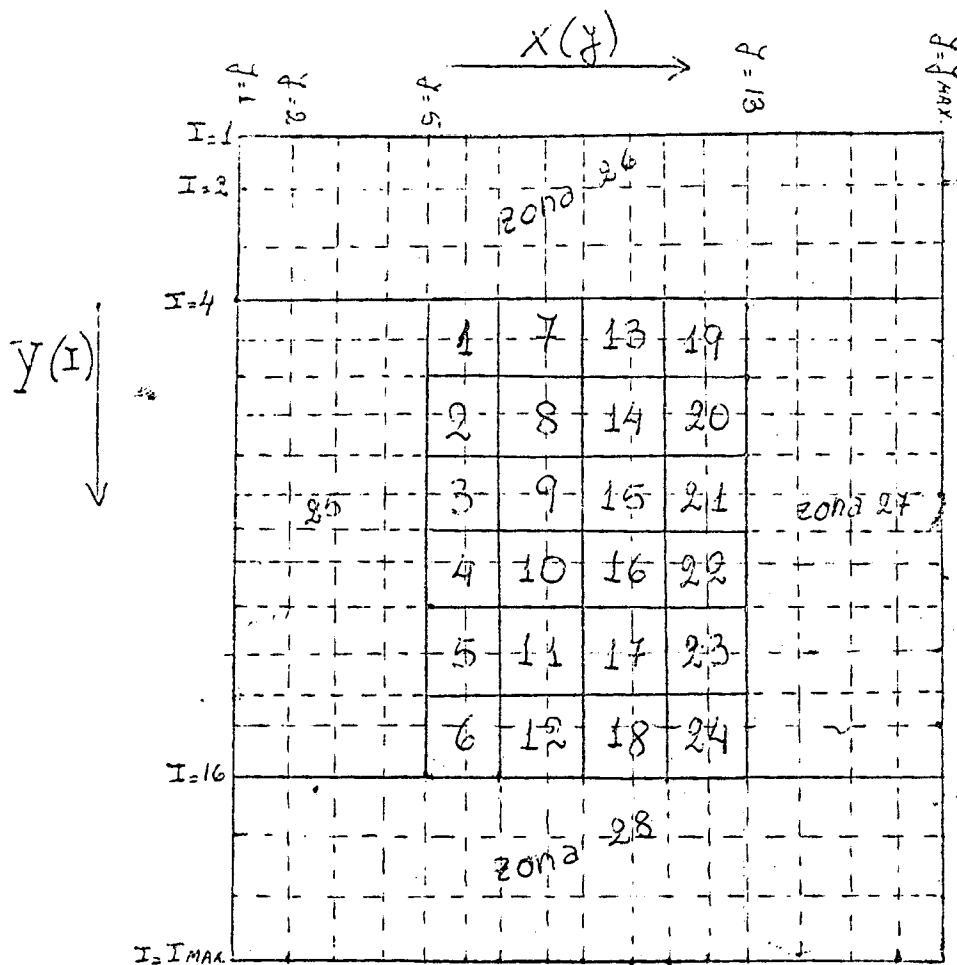
En la figura 6 se representaron zonas de reflector en los cuatro bordes del reactor, pero pueden ser omitidas cualquiera o cada una de ellas si se trata de un reactor sin reflector o se incluye a éste dentro del núcleo para lograr un tratamiento más detallado del mismo. Esto se logra haciendo las variables NBORDR, NBORDT, NBORDR ó NBORDB iguales a 1 si se quiere suprimir el reflector izquierdo, superior, derecho o inferior respectivamente e iguales a cero si se los representa. En esa figura se asumieron condiciones de contorno de flujo nulo en todos los bordes. Existe también la posibilidad de admitir otras condiciones de contorno.

Esto se logra haciendo las variables NLB, NTB, NRB ó NBB (izquierda, arriba, derecha, abajo) iguales a 1 para condición de corriente nula y -1 para periodicidad. Si se les da el valor cero la condición de contorno es de flujo nulo.

En los bordes en que no hay una condición de flujo nulo no se admite una zona de reflector, tal como el caso del ejemplo de la figura 7 en los bordes izquierdo e inferior. En este caso las variables NBORDL y NBORDB no tienen significado y el código las asume iguales a 1. Las condiciones de contorno de corriente nula se cumplen sobre los ejes de simetría indicados en la figura. El del borde izquierdo se encuentra en la línea vertical dada por $X = \frac{x(1) + x(2)}{2}$ y el de abajo en la línea horizontal dada por $Y = \frac{Y(\text{Imáx.}) + Y(\text{Imáx.}-1)}{2}$. Estas líneas, junto con la superior ($Y = Y(1)$) y la derecha ($X = X(\text{Jmáx.})$), nos señalan la parte del reactor que es representada por nuestro modelo de cálculo y que debe ser cubierta totalmente por las zonas. Las líneas $Y = Y(\text{Imáx.})$ y $X = X(1)$ se encuentran en realidad fuera de la porción del reactor que estamos calculando, aunque su representación dentro del código es imprescindible desde el punto de vista formal. En una forma enteramente análoga se representan en la figura 8 las condiciones de contorno a la izquierda y arriba de corriente nula. En los bordes derecho e inferior se asumió flujo nulo y se suprimió la zona de reflector de abajo ($\text{NBORDB} = 1$). En este caso la parte del reactor simulada en nuestro modelo, está delimitada por las líneas $X = \frac{x(1) + x(2)}{2}$, $Y = \frac{Y(1) + Y(2)}{2}$, $x = x(\text{Jmáx.})$, $y = y(\text{Imáx.})$ a la izquierda, arriba, a la derecha y abajo respectivamente. Las líneas $x = x(1)$ e $y = y(1)$ quedan fuera de la parte del reactor que se calcula.

Para definir claramente las zonas del núcleo se utilizan los vectores enteros $\text{Il}(K)$ y $\text{Jl}(K)$, que dan los números de las líneas de puntos horizontales y verticales que las determinan. Los $\text{Il}(K)$ son los números de las líneas horizontales desde arriba hacia abajo y se dan $(\text{LD2}+1)$ valores correspondiendo el primero de ellos a la línea que nos define el borde superior del núcleo y el último a la que corresponde al borde inferior del mismo. Análogamente, para los $\text{Jl}(K)$ se dan $(\text{LD3}+1)$ valores, el primero de los cuales nos define la línea vertical que da el borde derecho del núcleo y el último el borde izquierdo. Los ejemplos de las figuras 6, 7 y 8 son ya autoexplicativos en lo que se refiere a la utilización de los vectores $\text{Il}(K)$ y $\text{Jl}(K)$.

En el caso de utilizar geometría (R- θ) la representación espacial del núcleo puede verse en la figura 9. En los bordes superior e inferior la condición de contorno periódica es obligada y las líneas $I=1$ e $I=2$ se superponen con las $I=8$ e $I=9$. El centro del reactor se encuentra en el punto $(\frac{x(1) + x(2)}{2}, \frac{Y(1) + Y(2)}{2})$ y el sector del reactor que representamos está limitado por las semirrectas correspondientes a los ángulos $\frac{Y(1) + Y(2)}{2}$ e $\frac{Y(\text{Imáx.}-1) + Y(\text{Imáx.})}{2}$. y el arco de círculo correspondiente al radio $X(\text{Jmáx.})$. Sobre el borde derecho puede admitirse, si se desea, una zona de reflector. Las semirrectas correspondientes a los ángulos $Y(1)$ e $Y(\text{Imáx.})$ y el arco correspondiente a $x = x(1)$ quedan fuera del sector



$IFAX = 19$
 $JKAX = 17$
 $LD1 = \text{Zonas del núcleo} = 24$
 $M = \text{puntos} = 321$

$NLB = NTB = NRB = NRB = 0$
 $NEORDL = NEORDT = NEORDR = NEORDB = 0$
 $\begin{cases} LD2 = 6 & II(K) = 4, 6, 8, 10, 12, 14, 16 \\ LD3 = 4 & JI(K) = 5, 7, 9, 11, 13 \end{cases}$
 $NREG = 28 \text{ zonas del reactor}$

FIGURA 6

Ejemplo de representación del reactor por medio del núcleo rodeado de cuatro zonas de reflector con condiciones de contorno de flujo nulo

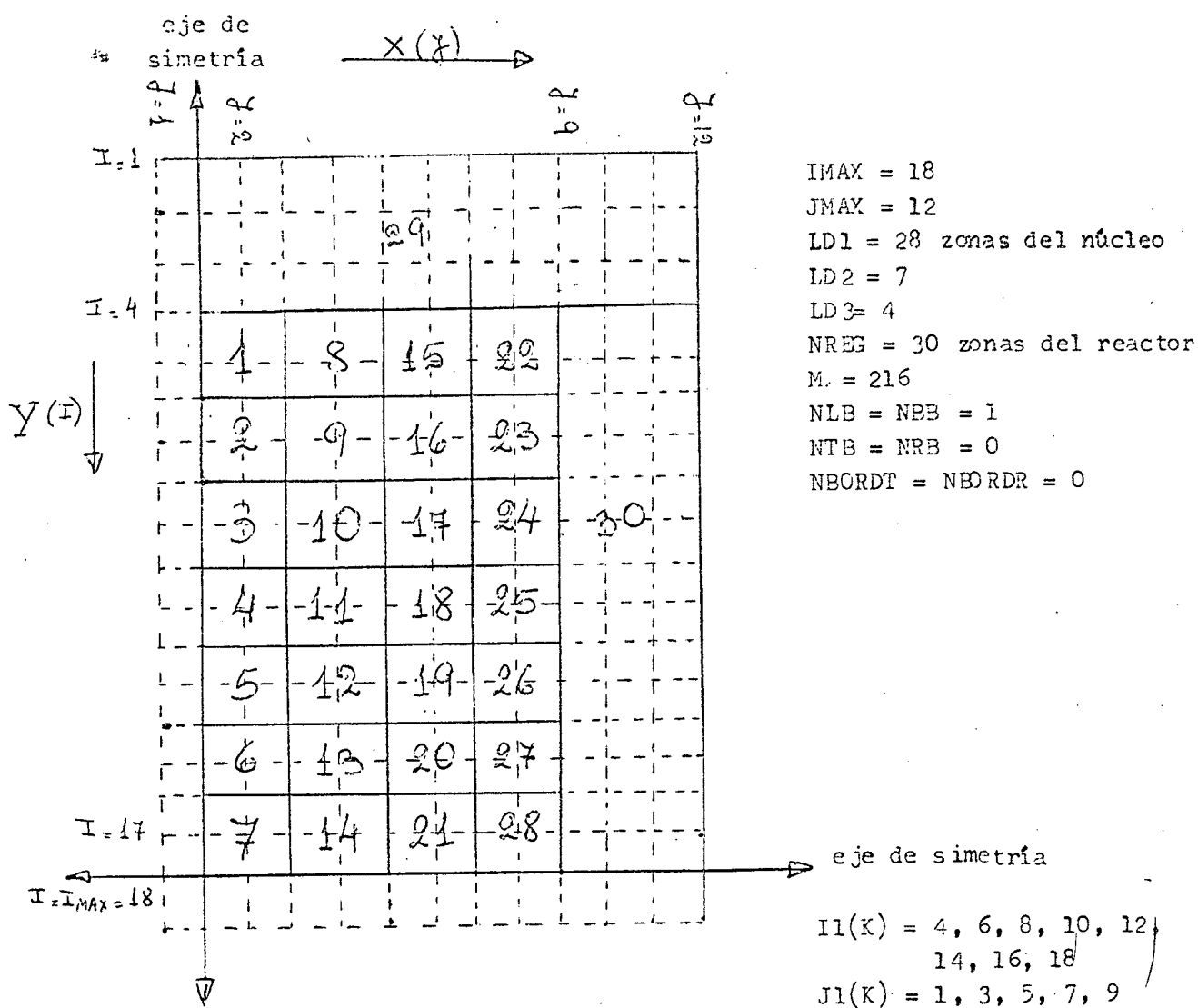


FIGURA 7

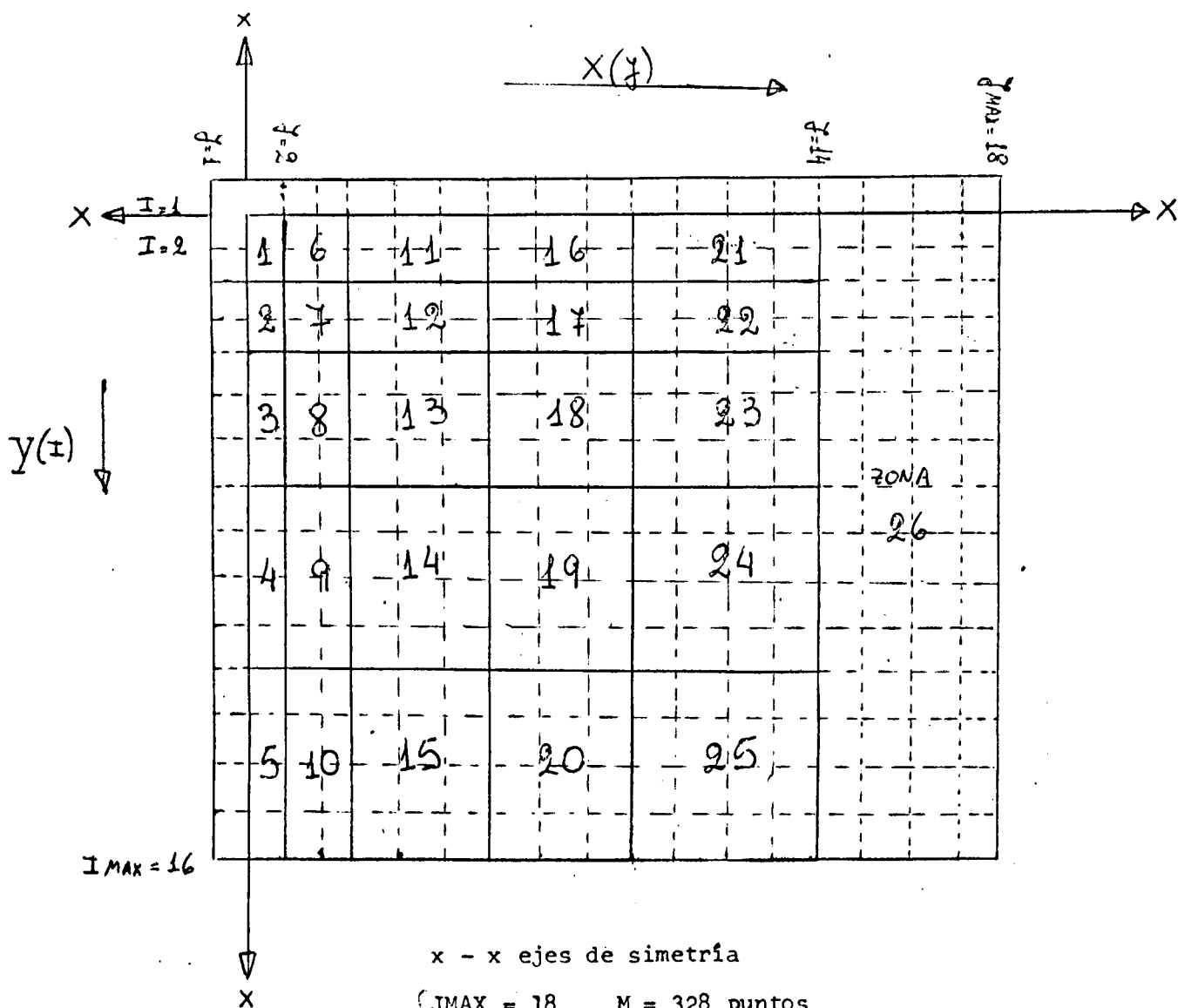


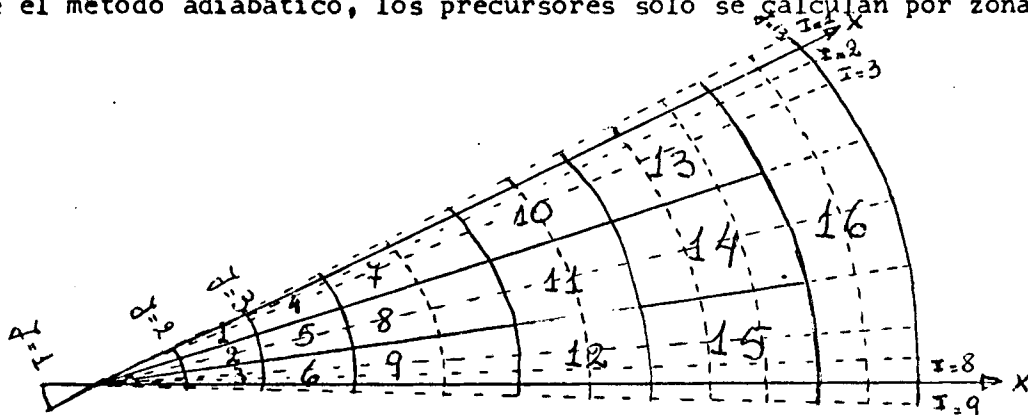
FIGURA 8

Representación espacial del reactor con condiciones de contorno de corriente nula a la izquierda y arriba y zona de reflector a la derecha.

pero el código los utiliza por razones formales.

Las condiciones de contorno periódicas, obligadas en geometría ($R=\theta$), son opcionales en las otras geometrías, pero pueden ser utilizadas sólo arriba y abajo. No se admiten a la izquierda o derecha.

En lo que respecta a la utilización de las zonas y los puntos que las delimitan, los parámetros adicionales acoplados o independientes se representan por zonas sobre vectores cuya dimensión es igual al número total de ellas en el núcleo. No se calculan sobre las zonas de reflector, y si esto fuera necesario deben incluirse éstas dentro del núcleo. Lo mismo ocurre respecto a las perturbaciones: sólo se introducen variando parámetros en las zonas. Las secciones eficaces se calculan para cada zona del núcleo en función del quemado de cada una de ellas (de acuerdo al tipo de material (número de tabla) de las mismas que se da también para cada zona) y los valores de los otros parámetros, mientras que ya están dadas para las zonas del reflector. A partir de sus valores en todas las zonas se las calcula para cada punto del reticulado del reactor con la fórmula (91) y los valores de $(\sqrt{\sigma_f \beta})$ con la (92). Luego, al resolver las ecuaciones (89) o (90) se obtienen los flujos y las concentraciones de precursores por puntos, a partir de los cuales se calculan los valores correspondientes para cada zona. En el caso de que se utilice el método adiabático, los precursores sólo se calculan por zonas.



$$\begin{cases} \text{Imax.}=9 \\ \text{Jmax.}=13 \end{cases}$$

M=117 puntos

$$\begin{cases} \text{I1(K)}=1,4,6,9 \\ \text{J1(K)}=1,3,4,6,8,11,13 \end{cases}$$

$$\begin{cases} \text{LD2}=3 \\ \text{LD3}=5 \end{cases}$$

LD1=15 zonas del núcleo

NREG=16 zonas del reactor

$$\text{NLB}=-1$$

$$\text{NTB}=\text{NBB}=-1$$

$$\begin{aligned} \text{NRB} &= 0 \\ \text{NBOR DR} &= 0 \\ \text{NGEM} &= -1 \end{aligned}$$

X= eje que determina la condición de contorno periódica

FIGURA 9

Representación del reactor en simetría R-θ

5.d) Parámetros adicionales

Los parámetros adicionales son todos aquellos, que acoplados o no entre sí o con los parámetros neutrónicos, completan la definición del modelo físico-matemático que determina al reactor a través de ecuaciones de reacoplamiento y operaciones (accidentales o programadas) de control. Dentro del código están definidos para las zonas del núcleo. No se dan para los puntos ni para las zonas del reflector. Si se quiere definirlos en estas últimas, debe incluirse formalmente el reflector dentro del núcleo.

De acuerdo a la forma en que se los trata dentro del código, los parámetros adicionales podemos dividirlos en tres tipos:

a) Parámetros adicionales propios del código.

Son los que están definidos a la entrada del programa a través de las variables NPA2, NPA1 y NPA0. Estas indican el número total de parámetros propios bidimensionales, unidimensionales y cerodimensionales respectivamente y deben ser cada una de ellas menores o iguales que 10: Los ~~parámetros~~ bidimensionales dependen de cada zona del núcleo y toman LD1 valores. Los unidimensionales dependen sólo de cada columna o cada fila o sea que toman LD3 ó LD2 valores respectivamente, según sea NDIM1(I) (para el parámetro unidimensional I) igual a 0 ó 1 en cada caso. Los cerodimensionales toman un sólo valor que se supone constante para todo el núcleo.

La forma en que varían o toman sus valores los parámetros propios del código se dan con las variables de control NPAR2(I), NPAR1(I), NPAR0(I) para cada uno de los bi-, uni-, y cerodimensionales respectivamente. Puede ser determinados en los modelos físico-matemáticos acoplados o se les puede dar valores arbitrarios en función del tiempo. También pueden ser perturbados o ser utilizados en la búsqueda de criticidad.

Si las secciones eficaces dependen de uno o varios parámetros adicionales a través de las tablas de secciones eficaces, éstos deben estar incluidos entre los parámetros propios del código y las variables de control NTAB2(I), NTAB1(I) y NTAB0(I) indican el número de orden que le corresponde a cada parámetro bi-, uni- y cerodimensional en las tablas para el tratamiento de la dependencia de las secciones eficaces en función de los mismos.

Las concentraciones de Xenón y Iodo son también parámetros propios del código, pero no están contados entre los otros NPA2 parámetros bi-dimensionales. Su utilización se controla con la variable IXEN y por medio del modelo físico-matemático descrito en 4.b). Se incluyen también en las tablas de secciones eficaces la dependencia de las mismas en función de la concentración del Xenón. Si se desea tratar el efecto de otros isótopos además del Xenón, deben incluirse los mismos entre los parámetros propios del código y agregar su influencia sobre las secciones eficaces en las tablas. Su acoplamiento con el flujo y la potencia se tratará en un modelo físico-matemático provisto por el usuario, como se indica en el Capítulo 7.

b) Parámetros adicionales definidos en las perturbaciones:

Estos se definen en las perturbaciones (inserciones de barras, concentración de un veneno neutrónico, etc.) y pueden actuar sobre las sec-

ciones eficaces u otros parámetros a través de otras perturbaciones. Sus valores pueden ser determinados en función del tiempo se perturba y pueden ser además definidos o alterados por los modelos físico-matemáticos acoplados.

c) Parámetros adicionales propios de los modelos físico-matemáticos acoplados

Estos se definen dentro de cada modelo y no pueden ser transferidos fuera del mismo. Por ejemplo, si se acopla un reactor con un modelo matemático del circuito primario de la central, todos los parámetros de éste son propios de dicho modelo, estando acoplados directamente al mismo o determinados a través de operaciones de control, accidentales o no.

5.e) Organización de las tablas

Las tablas de secciones eficaces, tal como se expuso en la sección 4.f), dan el valor de éstas en función del quemado, correspondiendo una fila de la tabla para cada valor del mismo. Luego, a continuación, se agregan bloques que con los parámetros que nos determinan la dependencia de las secciones eficaces respecto a los parámetros adicionales propios (primeramente el Xenón y luego los demás) conjuntamente con otros valores que son dependientes del quemado y se utilizan en los modelos físico-matemáticos correspondientes. Se admiten hasta diez tablas correspondiendo cada una de ellas a un tipo de material (combustible o no) y su organización está dada por el siguiente esquema:

NPARTA Bloques Dependencia de otros parámetros adicionales de tabla							
BU	Secciones Eficaces	Dependencia del Xenón	1	2	...	NPARTA	β_m y β

FIGURA 10

El bloque de las secciones eficaces está siempre presente. Los demás son opcionales. Las secciones eficaces se dan para cada quemado en un orden que se utiliza siempre en el código, al que denominaremos "orden normalizado", que es el siguiente para un caso de NGRPAB grupos de energía:

$(D(I), I=1, NGRPAB), (\sigma(I, J), J=1, NGRPAB), I=1, NGRPAB),$

$(\sigma_f(I), I=1, NGRPAB), (\sigma_f(1), I=1, NGRPAB)$

$D(I), \sigma_f(I), \sigma_f(I)$ son las constantes de difusión y las secciones eficaces macroscópicas σ_f y σ_f para el grupo I.

$\sigma(I, J)$, si $I \neq J$ es la sección eficaz macroscópica de transferencia del grupo I al J. Si $I = J$, es la sección eficaz macroscópica de absorción del grupo I. Se ve que el primer bloque consta de $NGRPAB \times (NGRPAB + 3)$ elementos en cada fila.

La presencia o no de todos los demás bloques está dada por las especificaciones leídas al principio de cada tabla de acuerdo con los siguientes parámetros de control:

IND2 = número de filas (o pasos de quemado).

NPARTA = número de bloques adicionales que dan cuenta de los parámetros adicionales (sin contar el Xenón) de los que dependen las sec-

ciones eficaces.

- NPARTB = número de parámetros adicionales que dependen pura y exclusivamente del tipo de material (número de tabla) y son utilizados en los modelos físico-matemáticos acoplados al código (por ejemplo conductividades térmicas, calores específicos, radios de barritas, etc.)
- NGRTAB = número de grupos de la tabla. Si esta tabla se usa en el cálculo, NGRTAB debe ser igual a NGRP, que es el número de grupos con que se trabaja en el problema a resolver.
- NPRTAB = número de precursores de neutrones retardados de la tabla. Debe ser igual al número de precursores NPREC del problema, si esta tabla se utiliza y se realiza un cálculo cinético espacial.
- LXEN = número de columnas del bloque que da la dependencia de las secciones eficaces respecto a la concentración del Xenón. Si se deja nulo el código adopta el valor $NGRTAB * (NGRTAB + 6)$.
- ICTAB = variable de control a disposición del usuario para determinar distintos tipos de dependencia de las secciones eficaces respecto a los parámetros adicionales. Si se hace $ICTAB = 0$ se supone una ley lineal del tipo de la dada en la fórmula (165). Cualquier otra ley ($ICTAB \neq 0$) deberá el usuario programarla en el código en la subrutina TABLA (Ver capítulo 7).
- XETAB = Valor típico de la concentración del Xenón, es decir, el valor de la concentración del Xenón para el cual los valores de las secciones eficaces fueron dados. Si $XETAB = 0.0$ el bloque queda la dependencia de las secciones eficaces respecto a la concentración del Xenón se omite.
- (VALCEN(1), I=1, NPARTA) = Valores típicos de cada uno de los parámetros adicionales (excluido el Xenón), cada uno de los cuales corresponderá a un bloque adicional más de la tabla (Figura 10).
- (STAND(I), I=1, NPARTB) = Valores de los parámetros dependientes exclusivamente de la tabla.
- (IND3(I), I=1, NPARTA) = Número de columnas de cada bloque de los NPARTA parámetros de los cuales las secciones eficaces dependen. Si se dan como cero el programa adopta el valor normalizado $NGRTAB * (NGRTAB + 3)$.
- (BSGTAB(I), I=1, NGRTAB) = Laplacianas para cada material.
- En caso de que se trabaje con una laplaciana dependiente de cada material (NBUC=2) se toman estos valores para cada grupo de energía para el material correspondiente a esta tabla.

Si se trabaja con $ICTAB = 0$, $NXEN = NGRTAB * (NGRTAB + 6)$ e $IND3(I) = NGRTAB * (NGRTAB + 3)$ (con $I=1$, NPARTA) se utilizan las opciones normales del programa, que ya están programadas en el mismo, en el que se supone una dependencia lineal de las secciones eficaces respecto de los demás parámetros.

En este caso, en el bloque que da la dependencia de las secciones eficaces respecto a la concentración del Xenón se dan en cada fila los valores:

$(SI(I), I=1, NGRTAB), (SXE(I), I=1, NGRTAB), (SIGAXE(I), I=1, NGRTAB), (\frac{\partial D(I)}{\partial N_{Xe}}, I=1, NGRTAB), (\frac{\partial \beta(I, J)}{\partial N_{Xe}}, J=1, NGRTAB), I=1, NGRTAB), (\frac{\partial \beta_f(I)}{\partial N_{Xe}}, I=1, NGRTAB), (\frac{\partial \beta_l(I)}{\partial N_{Xe}}, I=1, NGRTAB).$
 N_{Xe} es la concentración del Xenón.

SI, SXE y $SIGAXE$ son S_{1g}, S_{xg} y G_{ag} en las fórmulas (121) y la (120) en la sección 4.b)

Las derivadas de las secciones eficaces respecto a la concentración del Xenón se dan de acuerdo al "orden normalizado" dado más arriba. El bloque, como se ve, consta de $NGRTAB \times (NGRTAB+6)$ columnas.

Los NPRTA bloques que dan la dependencia de las secciones eficaces respecto a los demás parámetros contienen en cada fila $NGRTAB \times (NGRTAB+3)$ ~~valores~~ correspondientes a las derivadas de cada parámetro dadas en el "orden normalizado" ya descripto:

$(\frac{\partial D(I)}{\partial P}, I=1, NGRTAB), (\frac{\partial \beta(I, J)}{\partial P}, J=1, NGRTAB), I=1, NGRTAB), (\frac{\partial \beta_f(I)}{\partial P}, I=1, NGRTAB), (\frac{\partial \beta_l(I)}{\partial P}, I=1, NGRTAB).$
 $P = \text{parámetro}$ P_0

$P_0 = \text{VALCEN} = \text{valor típico del parámetro.}$

Para las fracciones de neutrones retardados se agregan un último bloque a la tabla de $(NPRTAB+1)$ elementos en cada fila, correspondiendo los NPRTAB primeros a los β_m y el siguiente al $\beta = \sum \beta_m$. Para los materiales no fisibles se hace $NPRTAB=0$, y no se dan los β_m .

Si se hace $XETAB=0.0$ se omite el bloque correspondiente a la dependencia de las secciones eficaces de la concentración de Xenón. Si $NPRTAB=0$ no existen los bloques adicionales que dan cuenta de la influencia de otros parámetros adicionales sobre las secciones eficaces y si $NPRTAB=0$ no se incluyen los β_m y β .

Aún en el caso de la opción normal pueden agregarse en los bloques de los parámetros adicionales otros parámetros que dependen del quemado sin influir sobre las secciones eficaces. En este caso se hace $IND3(I) > NGRTAB \times (NGRTAB+3)$ y los primeros $NGRTAB \times (NGRTAB+3)$ valores de cada fila de ese bloque corresponden a las derivadas de cada una de las secciones eficaces respecto al parámetro I de la tabla y los restantes son valores que son accesibles por medio de una interpolación llamando la subrutina SECEF (ver capítulo 7, sección e).

Para hallar cualquier valor de las secciones eficaces, sus derivadas, de los β_m y β u otros valores en función del quemado el código realiza una interpolación cuadrática por el método de Lagrange.

Para una mayor claridad expondremos el ejemplo de una tabla en la que las secciones eficaces dependen de la concentración del Xenón, de la temperatura del refrigerante y de la del combustible. Se trabajó con dos grupos de energía y seis de precursores. En este caso cada fila estará compuesta de los siguientes elementos:

$Bu, D1, D2, G_{a1}, G_{a2}, G_{x1}, G_{x2}, \sqrt{G_{f1}}, \sqrt{G_{f2}}, G_{f1}, G_{f2}, S_{x1}, S_{x2}, S_{x1}, S_{x2}, G_{a1}, G_{a2}, \frac{\partial D1}{\partial N_{Xe}}, \frac{\partial D2}{\partial N_{Xe}}, \frac{\partial G_{a1}}{\partial N_{Xe}}, \frac{\partial G_{a2}}{\partial N_{Xe}}, \frac{\partial G_{x1}}{\partial N_{Xe}}, \frac{\partial G_{x2}}{\partial N_{Xe}},$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \sqrt{G_{f1}}}{\partial N_{xe}}, \frac{\partial \sqrt{G_{f2}}}{\partial N_{xe}}, \frac{\partial G_{f1}}{\partial N_{xe}}, \frac{\partial G_{f2}}{\partial N_{xe}}, \frac{\partial D_1}{\partial T_R}, \frac{\partial D_2}{\partial T_R}, \frac{\partial G_{a1}}{\partial T_R}, \frac{\partial G_{a2}}{\partial T_R}, \\ & \frac{\partial G_{a1}}{\partial T_R}, \frac{\partial G_{a2}}{\partial T_R}, \frac{\partial \sqrt{G_{f1}}}{\partial T_R}, \frac{\partial \sqrt{G_{f2}}}{\partial T_R}, \frac{\partial G_{f1}}{\partial T_R}, \frac{\partial G_{f2}}{\partial T_R}, \frac{\partial D_1}{\partial T_c}, \frac{\partial D_2}{\partial T_c}, \\ & \frac{\partial \Sigma_{a1}}{\partial T_c}, \frac{\partial \Sigma_{a2}}{\partial T_c}, \frac{\partial \Sigma_{f1}}{\partial T_c}, \frac{\partial \Sigma_{f2}}{\partial T_c}, \frac{\partial \sqrt{\Sigma_{f1}}}{\partial T_c}, \frac{\partial \sqrt{\Sigma_{f2}}}{\partial T_c}, \frac{\partial \Sigma_{f1}}{\partial T_c}, \\ & \frac{\partial \Sigma_{f2}}{\partial T_c}, \beta_1, \beta_2, \beta_3, \beta_4, \beta_5, \beta_6, \beta. \end{aligned}$$

Las derivadas están tomadas, por supuesto, para los valores típicos de la concentración del Xenón (N_{xe}), temperatura del refrigerante (T_R) y del combustible (T_o).

Cualquier otro tipo de organización de la tabla debe darse haciendo ICTAB/O así como cualquier otro tipo de dependencia de las secciones eficaces de los otros parámetros lo que debe ser programado por el usuario. (Ver sección 7.d).

Condiciones de contorno dentro del reactor:

Si queremos establecer condiciones de contorno en un borde interno del reactor, damos una tabla para el material que compone la zona con esas condiciones de borde (ver capítulo 3, sección a) con todas las secciones eficaces y los D_g nulos excepto las G_{ag} , en donde se pondrán los valores de los α_g de la ecuación (96).

5.f) Determinación de los valores de los parámetros adicionales independientes en función del tiempo. Pasos de cálculo e impresión.
paso fino de cálculo:

Tal como se observa en los diagramas 1 a 9, los valores de los parámetros adicionales independientes son fijados al comenzar el cálculo del estado del reactor para cada instante t_p . Para los parámetros propios se fijan de acuerdo a una función dada por una tabla en la cual se interpola linealmente. Esta tabla da un conjunto de valores del tiempo (hasta 50) en el vector (PUNTO(I), I=1, NPASOS) siendo siempre PUNTO(1)=0.0. El valor de cada parámetro independiente se calcula, si PUNTO(I-1) < t_p < PUNTO(I) por medio de la fórmula de interpolación lineal:

$$P_K = \frac{PAROO(I, K) - PAROO(I-1, K)}{PUNTO(I) - PUNTO(I-1)} \cdot (t_p - PUNTO(I-1)) \quad (166)$$

P_K = valor del parámetro K para $t=t_p$

$PAROO(I, K)$ valor del parámetro K para $t=PUNTO(I)$.

El valor de P_K se toma constante para todas las zonas si el parámetro es uni- o bidimensional. Se lo puede alterar con las perturbaciones. Si $t_p = PUNTO(NPASOS)$, se calcula P_K para $t_p = PUNTO(NPASOS)$

Los valores de $PAROO(I, K)$ para el parámetro K se dan como dato para cada instante $t=PUNTO(I)$.

Esta no es la única manera de fijar los valores de los parámetros independientes. También pueden ser determinados de una vez para siempre para no modificarlos más o ser calculados según alguna función arbitraria del tiempo dentro de los modelos físico-matemáticos acoplados, aunque en este último caso no pueden ser perturbados, pues esto se realiza justo antes de utilizar esos modelos tal como lo indican los diagramas 1 a 2. En cambio los parámetros definidos al principio de cada paso con la fórmula de más arriba pueden ser perturbados inmediatamente después.

La fórmula (166) da un solo valor, que se supone constante en todo el núcleo. También existe la posibilidad de dar una distribución espacial por zona, que se da una vez para $t=0$ y luego se varía, si es nece-

sario, por medio de las perturbaciones. Inclusive puede tomarse la distribución inicial en el espacio como un parámetro más que es adoptada por otro parámetro para todo $t=t_p$ al principio de cada paso y luego es variada con las perturbaciones. Otro recurso es calcular directamente la distribución espacial de los parámetros independientes en función del tiempo dentro de los modelos físico-matemáticos acoplados, lo que debe ser programado por el usuario. En la entrada de datos puede verse la utilización de los vectores NPAR2, NPAR1 y NPAR0 que definen, la forma en que los parámetros adicionales toman sus valores en función del tiempo (Capítulo 6)

En cuanto a los parámetros acoplados, sus valores son calculados en función de los demás, del flujo y la potencia específica por medio de los modelos físico-matemáticos acoplados, pero cuando se calcula el primer estado estacionario se les debe adjudicar un valor inicial constante para calcular a partir del mismo una primera distribución del flujo y potencia específica. Luego se prosigue iterando normalmente tal como lo indica el diagrama 1 (Ver entrada de datos, capítulo 6 , variables NPAR2, NPAR1 y NPAR0.

La potencia térmica total, en el caso de que se calculen solamente estados estacionarios, es un parámetro independiente y se da para cada $t=PUNTO(I)$ en el vector (POTENC(I), $I=1, NPASOS$). Si se realizan cálculos cinéticos espaciales ($ICIN>0$) se da un sólo valor de la potencia (POTENC(1)) ~~que se utiliza~~ para normalizar el flujo y la potencia específica en la puesta del reactor a crítico para $t=0$.

De la misma manera se trata el Xenón. Si se calcula con una distribución de Xenón constante en el núcleo para todas las zonas ($IXEN=1$) se lee el vector (XEO(I), $I=1, NPASOS$). Si se hace evolución ($IXEN=3$) o se mantiene el Xenón siempre en equilibrio ($IXEN=2$) se lee sólo XEO(1) que es el primer valor constante en todo el núcleo para comenzar a iterar sobre el flujo.

Los pasos de cálculo Δt_p se fijan por medio del vector (DT(I), $I=1, NPASOS$) de tal manera que si $K \cdot PUNTO(I) \leq t_p < K \cdot PUNTO(I+1)$ (con $K=0.9999$ para evitar problemas con los errores de redondeo) el programa adopta $\Delta t_p = DT(I)$.

También se da, si se desea, un paso de impresión Δt_x por medio del vector (DTIMP(I), $I=1, NPASOS$) que determina cuándo el código imprime la salida. Esta se da sólo si desde la última vez que se imprimió transcurrió un lapso igual a Δt_x , calculado de tal manera que si $PUNTO(I) \leq t < PUNTO(I+1)$ es $\Delta t_x = DTIMP(I)$.

De esta manera se evita el exceso de impresión en muchos de los casos que se suelen procesar.

El paso fino de cálculo (diagramas 8 y 9) para los métodos directo y cuasiestático puede ser calculado automáticamente ($EPST>0$) o dado arbitrariamente a la entrada para cada valor en la escala de los tiempos (con DTMX ó con PASDIR(I) si se da $DTMX=-1.0$). Los valores de DTMX (si $DTMX>0$) o PASDIR(I), si se calcula automáticamente el paso fino ($EPST>0$), son considerados máximos admisibles y son adjudicados a dicho parámetro si los valores hallados por el cálculo automático resultan mayores. Ade-

más se da el parámetro DTMN, que es el paso mínimo admisible tal que si se calcula por cualquier método un valor menor, el código adjudica a Δt_p el valor de DTMN. Si se da DTMX=EPST=0.0 el programa toma el paso fino igual al paso grueso Δt_p .

5-g) Perturbaciones

Dentro del código cada perturbación consiste en un valor de salida que es función de uno de entrada no negativo a través de una tabla de valores en la que se interpola linealmente. El valor de salida es el que actúa modificando de acuerdo a determinadas normas tanto los parámetros nucleares como los adicionales o como valor de entrada de otra perturbación.

Para definir cada perturbación se dan los siguientes parámetros para cada una de ellas :

- 1) IPAPER; Número de valores de entrada y de salida para la tabla que da éstos en función de los primeros
- 2) IPPER: Número clave que indica el parámetro que se perturba .
 - a) Si $IPPER \leq 100$ se perturban parámetros nucleares. En este caso la cifra y $= IPPER - 100$ indica sobre cuál parámetro nuclear se actúa:
 - $y=0$: Se perturba el quemado.
 - $1 \leq y \leq (NGRP+3) * NGRP$ Se perturba la sección eficaz cuyo número de orden dado en el "orden normalizado" del código (ver 5.e) corresponde al valor y .
 - $(NGRP+3) * NGRP < y \leq (NGRP+4) * NGRP$ Se perturba la fuente neutrónica en el grupo de energía $(y - (NGRP+3) * NGRP)$
 - B) $11 \leq IPPER \leq 44$ Se perturban los parámetros adicionales del código. Se presentan varios casos:
 - $11 \leq IPPER \leq 20$ Se perturba el parámetro bidimensional propio cuyo número de orden es $(IPPER - 10)$
 - $21 \leq IPPER \leq 30$ Se perturba el parámetro unidimensional propio cuyo número de orden es $(IPPER - 20)$
 - $31 \leq IPPER \leq 40$ Se perturba el parámetro cerodimensional propio cuyo número de orden es $(IPPER - 30)$
 - $IPPER = 41$ Se perturba la distribución de Xenón considerada constante en todo el núcleo ($IXEN = 1$)
 - $IPPER = 43$ Se perturba la reactividad cuando se trabaja con el método puntual ($ICIN = 4$, $IROC = 20$)
 - $IPPER = 44$ Se perturba la concentración del Xenón, tomando en cuenta su distribución espacial ($IXEN \geq 2$)
 - $IPPER = 42$ Se perturba el tipo de material (o número de tabla). Simplemente cambia en las zonas donde se perturba el número de tabla por el dado en la variable ITIPER.
 - c) $51 \leq IPPER \leq 70$ Perturbaciones de acción indirecta. Introducen otra perturbación. $IPPER = 51$; En estos casos la variable de salida de esta perturbación es la de entrada de otra (de acceso indirecto), que es introducida inmediatamente aún cuando esta esté inhibida (haciendo REPPER=-1.0 en la perturbación introducida).

Se calcula la variable de salida en función de la de entrada, y se la utiliza en las perturbaciones cuyos números de orden están comprendidos entre dos valores de NPER (Para esta variable se dan dos valores), las que se introducen inmediatamente.

61 ≤ IPPER ≤ 70 La variable de salida es directamente el valor del parámetro cerodimensional (IPPER=60) propio del código. Si toma este valor como entrada de las perturbaciones a introducir las que se hacen actuar inmediatamente.

3) ITIPER: Forma en que se varía cada una de las zonas afectadas por la perturbación.

Se presentan dos casos

a) 0 ≤ ITIPER ≤ 3 Se perturba a cada una de las regiones (compuestas cada una de varias zonas) definidas por cada uno de los vectores (NPER(K,I), K=1,4) (I= región) con el valor de salida de la perturbación (calculado en función del de entrada) en la forma:

$$\begin{aligned} \text{ITIPER}=0 & \quad P_j = P_j + \alpha_R \\ \text{ITIPER}=1 & \quad P_j = P_j (1 + \alpha_R) \\ \text{ITIPER}=2 & \quad P_j = \alpha \\ \text{ITIPER}=3 & \quad P_j = P_j + \alpha_R / V_R \end{aligned}$$

P_j = valor del parámetro de salida en la zona j de la región R

α_R = valor de salida de la perturbación para la región R

V_R = volumen de la región perturbada.

b) 4 ≤ ITIPER ≤ 7 Se perturba cada una de las zonas de una sola región rectangular (definida por un solo vector (NPER(K,1), K=1)) (ver 3) sucesivamente por medio de cada uno de los valores de salida PER(J), J=1, IPAPER debiendo coincidir IPAPER con el número de zonas de la región. El orden en que se adjudican cada uno de los valores PER(J) a las zonas corresponde al orden normal en que se numeran las zonas dentro de cada región (o del núcleo), es decir, de arriba hacia abajo en cada columna, comenzando por la columna de la izquierda. Los valores del parámetro perturbado son variados en la forma:

$$\begin{aligned} \text{ITIPER}=4 & \quad P_j = P_j + \alpha_j \\ \text{ITIPER}=5 & \quad P_j = P_j (1 + \alpha_j) \\ \text{ITIPER}=6 & \quad P_j = \alpha_j \\ \text{ITIPER}=7 & \quad P_j = P_j + \alpha_j / V_R \end{aligned}$$

Los α_j son los valores de PER(J).

c) Si IPPER=42, ITIPER es el número de tabla que se les adjudica a las regiones perturbadas.

4) IORD: define la manera en que se perturba en las perturbaciones de acción directa.

IORD=0 se perturba sólo con el valor de salida de la perturbación, obtenido a partir del valor de entrada. En este caso se introduce una sola perturbación, o dos perturbaciones parciales interpoladas (la (I) y la (L-1)) cuando el valor de entrada no coincide exactamente con uno de la tabla de los APER(I) (Ver más adelante) y está comprendida en-

tre $APER(I-1)$ y $APER(I)$.

$IORD=1$ Perturbación secuencial. Se introducen todas las perturbaciones hasta la (I) si la variable de entrada es igual a $APER(I)$. Se introduce la última sólo parcialmente (interpolando) si la variable de entrada está comprendida entre $APER(I-1)$ y $APER(I)$. (Ver 8)).

5) $ICOND$: indica una condición de disparo de una perturbación en la que el parámetro de entrada es el tiempo (perturbación de acción directa). Si algún parámetro definido por $ICOND$ se hace menor (si $ICOND > 0$) o mayor (si $ICOND < 0$) que $PARCON$, $REFPER$ toma el valor del tiempo (t) de ese momento y se dispara la perturbación con un valor de entrada igual a $(t-REFPER)$ en cada instante. Los parámetros que provocan el disparo se toma en todas zonas de una región dada por el vector $LCON(4)$; $REFPER$ debe darse igual a -1.0 al comienzo del cálculo.

Estos parámetros son, si $IC = IABS(ICON)$:

$IC = 1$ potencia térmica total del reactor (POWER)

$IC = 2$ flujo térmico (grupo NGRP)

$IC = 3$ potencia específica ($SP(I)$)

$IC = 4$ K efectivo ($XKEFF$)

$11 \leq IC \leq 20$ Parámetro bidimensional propio ($IC-10$)

$21 \leq IC \leq 30$ Parámetro bidimensional propio ($IC-20$)

$31 \leq IC \leq 40$ Parámetro cerodimensional propio ($IC-30$)

6) ($LCOND(4)$, $K=1, 4$) Indica la región espacial rectangular que se tiene en cuenta para hallar el valor del parámetro que da la señal de disparo de una perturbación. Si es

$L1 = LCOND(1)$ $L2 = LCOND(2)$

$L3 = LCOND(3)$ $L4 = LCOND(4)$

$L1$ y $L2$ indican las filas superior e inferior de las zonas que delimitan la región y $L3$ y $L4$ las columnas izquierda y derecha. La condición de disparo puede producirse en cualquier zona de la región definida por $LCOND$.

Si $IC = 1$ ó $IC = 4$ ó $31 \leq IC \leq 40$ se dan $L1=L2=L3=L4=1$. Si $21 \leq IC \leq 30$, $L1$ y $L2$ determinan en este caso las filas (o columnas) del núcleo que corresponde a la región, definida desde la fila (o columna) $L1$ hasta la $L2$.

6) $PARCON$: valor de referencia de la condición de disparo. Cuando este valor es superado por un determinado parámetro o éste lo supera (definido por $ICOND$) se produce el disparo de la perturbación.

7) $REFPER$: Pueden presentarse varios casos.

$REFPER \geq 0$ Se trata de una perturbación de acceso directo y su parámetro de entrada es $(t_p - REFPER)$ siendo t el tiempo. Este tipo de perturbaciones se introducen siempre para cada instante $t_p = t_{p-1} + \Delta t_p$ en forma incondicional.

$REFPER = -1.0$ La perturbación está inhibida. Sólo puede ser introducida

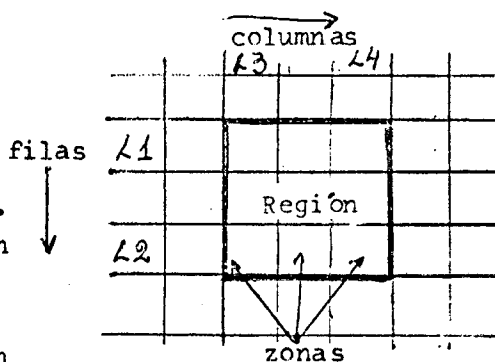


FIGURA 11

por medio de una señal de disparo, que pasa $REFPER \geq 0$, en cuyo caso el parámetro de entrada es $(t-REFPER)$, por medio de otra perturbación de acción indirecta ($IPPER = 51$ ó $61 \leq IPPER \leq 70$) o ser utilizada en la búsqueda de criticidad.

- 3) a) $(APER(I); I=1, IPAPER)$
 b) $(PER(I); I=1, IPAPER)$
 c) $((NPER(K,I), K=1,4), I=1, IPAPER)$

La variable $PER(I)$ da para cada valor de entrada $APER(I)$, que debe ser no negativo, el valor de salida correspondiente. Los parámetros $NPER(K,I)$ indican en las perturbaciones de acción directa para cada valor de salida $PER(I)$ la región donde se introduce la perturbación tal como se indica en la figura 11, siendo en esa figura, en este caso:

$$\begin{aligned} L1 &= NPER(1, I) & L3 &= NPER(4, I) \\ L2 &= NPER(2, I) & L4 &= NPER(5, I) \end{aligned}$$

Si se da algún $NPER(K,I) = 0$ esa perturbación no actúa para el paso I en el caso de una perturbación secuencial.

En caso de que los parámetros a perturbar sean unidimensionales se hace $L3=L4=1$, $L1$ y $L2$ dan las filas (o columnas) que delimitan la región a perturbar. Si son cerodimensionales se hace $L1=L2=L3=L4=1$.

En las perturbaciones de acción indirecta ($51 \leq IPPER \leq 70$) se dan sólo los valores de $NPER(1,1)$ y $NPER(2,1)$ que son las cotas de los números de orden de las perturbaciones que se van a introducir inmediatamente con un valor en la variable entrada igual al de salida. Las perturbaciones a introducir tienen los números de orden desde $NPER(1,1)$ hasta $NPER(2,1)$.

Los valores de $APER(I)$ corresponden a la escala de los tiempos y el valor de entrada es $(t-REFPER)$ si $REFPER \geq 0$. Si $REFPER = -1.0$ la perturbación también está inhibida y sólo puede introducirse a través de una señal de disparo o buscando criticidad. Una perturbación de acción indirecta no puede ser introducida por otra de la misma índole para introducir a su vez una de acción directa.

En las perturbaciones de acción directa en que $4 \leq ITIPER \leq 7$ se leen solamente los $(PER(I), I=1, IPAPER)$ y $(NPER(K,1), K=1, 4)$ para una sola región. La manera en que se perturba fue ya indicada en 3)y6).

En las de acción directa en que $0 \leq ITIPER \leq 3$ la perturbación se introduce según el valor de IORD. Supongamos que sea V el parámetro de entrada de una perturbación de acción directa, calculado por medio de otra de acción indirecta o por medio de $V=t-REFPER$. Si $IORD=0$ y ocurre que $APER(I-1) < V \leq APER(I)$ se introducen dos perturbaciones con valores de salida:

$$P_1 = \frac{PER(I-1) \cdot (APER(I)-V)}{APER(I)-APER(I-1)}$$

$$P_2 = \frac{PER(I)}{APER(I)-APER(I-1)} (V-APER(I-1))$$

La perturbación P_1 se introduce en la región definida por $(NPER(K,I-1), K=1, 4)$ y la P_2 en la región dada por $(NPER(K,I), K=1,4)$. Se ve que para

$V = \text{APER}(I-1)$ es $P_1 = \text{PER}(I-1)$ y $P_2 = 0$ y para $V = \text{APER}(I)$ es $P_1 = 0$ y $P_2 = \text{PER}(I)$. Si $V < \text{APER}(1)$ el código toma $P_1 = \text{APER}(1)$ y $P_2 = 0$. Si $V > \text{APER}(\text{IPAPER})$ se hace $P_1 = 0$ y $P_2 = \text{PER}(\text{IPAPER})$. Si $\text{IORD}=1$ la perturbación es secuencial. En este caso, si ocurre que $\text{APER}(I-1) < V < \text{APER}(I)$ se introducen I perturbaciones con valores de salida.

$$\begin{cases} P_j = \text{PER}(J) & J = 1, \dots, I-1 \\ P_I = \text{PER}(I) \frac{V - \text{APER}(I-1)}{\text{APER}(I) - \text{APER}(I-1)} \end{cases}$$

Cada perturbación j se introduce en la región definida por el vector ($\text{NPER}(K, J)$, $K=1, 4$). Si $V < \text{APER}(1)$ ó $V > \text{APER}(\text{IPAPER})$, se procede en cada caso como si fuera $V = \text{APER}(1)$ ó $V = \text{APER}(\text{IPAPER})$, es decir, no se extrapola. Si $\text{IPPER}=42$ (Perturbación de variación discreta), si $P_I > \text{PER}(I) * 0.5$ se perturba hasta $J=I$. En caso contrario se perturba sólo hasta $J=I-1$.

También existe la posibilidad de dar una ley de dependencia de la variable de salida respecto a la de entrada en forma analítica. En este caso se toma a ITIPER como un número de dos cifras tal que:

$$\begin{cases} \text{IFUNC} = \text{ITIPER}/10 \\ \text{ITIP} = \text{MOD}(\text{ITIPER}, 10) \end{cases}$$

Se hace $\text{IORD} = 0$.

IFUNC es el número de orden que corresponde en la función FUNPER a la función a utilizar, programada por el usuario (ver capítulo 7.5)

ITIP tiene el mismo significado que ITIPER si $\text{ITIPER} < 10$ (ver 3).

En este caso los valores de $\text{APER}(I)$ y $\text{PER}(I)$ pueden usarse como parámetros en la función FUNPER .

Las perturbaciones sobre los parámetros adicionales independientes se introducen inmediatamente después que se han fijado sus valores en función del tiempo al comenzar a calcular cualquier estado del reactor para $t=t_p$. Se perturban a partir del valor que ya tomaron al comenzar el cálculo del nuevo estado el que sería en este caso un valor de referencia o modificar según una cierta ley dada por la perturbación.

Todos los parámetros no nucleares ($\text{IPPER} < 50$) se perturban antes de calcular los valores de los parámetros acoplados para $t=t_p$ con el modelo físico-matemático correspondiente. Luego de esto se hallan las secciones eficaces a partir de las tablas, para después introducir las perturbaciones que actúan sobre ellas. La secuencia de estos procesos puede verse en los diagramas 1 a 9 de este capítulo.

Las secciones eficaces se perturban inmediatamente después que han sido calculadas por medio de las tablas en función del quemado y de los parámetros adicionales de las mismas.

Para una mayor claridad daremos a continuación algunos ejemplos sobre la forma de utilizar las perturbaciones en el código. Para ello tomamos el núcleo de la figura 12 e introduciremos en el mismo las siguientes perturbaciones.

a) Un veneno uniformemente distribuido en todo el núcleo que va aumentando linealmente su distribución hasta ser constante a partir de los 300 seg (con $\Delta C_{22} = 10^{-4}$, dos grupos).

- b) Una muestra M que oscila senoidalmente alrededor de su posición central ($\Delta G_2 = 10^{-4}$).
- c) Una barra vertical que comienza a caer a partir de los 5 seg. hasta los 13 seg. ($\frac{\Delta G_{a2}}{G_{a2}} = 0,1$, $\frac{\Delta G_{f2}}{G_{f2}} = -0,05$)
- d) Una barra oblicua que cae cuando el detector D indica una señal de flujo térmico mayor que $2 \cdot 10^{14}$. El retardo a la señal es de 3 seg. y cae en 8 seg. ($\Delta G_2 = 10^{-4}$).
- e) La temperatura del moderador (parámetro cerodimensional propio N° 1) cae de 180° a 140° en 20 seg.
- f) Los caudales del refrigerante (parámetro unidimensional propio N° 1) caen según una ley en función de sus valores de entrada (parámetro unidimensional N° 2) hasta un 50 % de su valor en 10 seg.
- Se suponen dos grupos de energía.

Las perturbaciones se introducen de acuerdo al siguiente esquema:

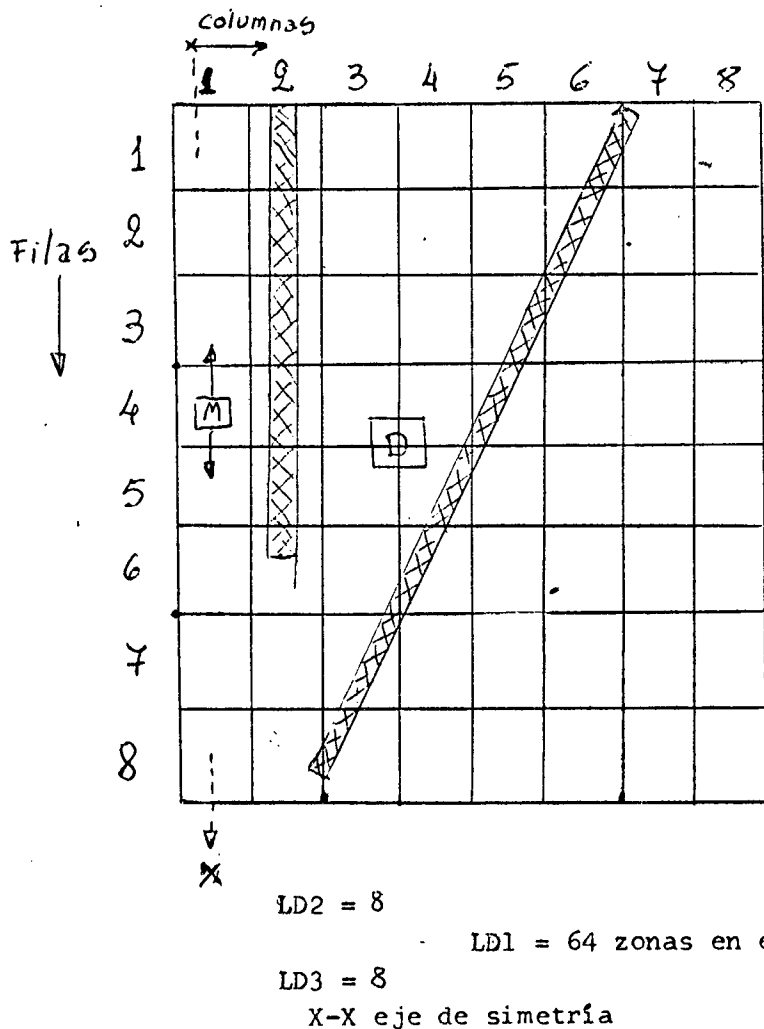


FIGURA 12
Ejemplos de perturbaciones

Caso a)

P1) IPAPER=3
 IPPER=106 (se perturba ζ_{a2} en dos grupos)
 ITIPER=0
 IORD=0
 ICOND=(LCOND(K), K=1,4)=0
 PARCON=REFPER=0.0
 APER(I)=0, 300, 1000
 PER(I)=0, 10^{-4} , 10^{-4}
 ((NPER(K,I), K=1,4), I=1, IPAPER)= 1,8,1,8,1,8,1,8,1,8,1,8

Caso b)

En este caso se introducen dos perturbaciones y la segunda de ellas introduce la primera.

P2) IPAPER=10
 IPPER=106
 ITIPER=0
 IORD=0
 ICOND=(LCOND(K), K=1,4)=0
 PARCON=0.0
 REFPER=-1.0
 APER(I)=0,1/16,3/16,5/16,7/16,9/16,11/16,13/16,15/16,1
 PER(I)=0, 10^{-4} , 10^{-4} , 10^{-4} , 10^{-4} , 10^{-4} , 10^{-4} , 10^{-4} , 10^{-4} , 0
 ((NPER(K,I), k=1,4), I=1, IPAPER)= 1,1,1,1, 1,1,1,1, 2,2,1,1, 3,3,1,1,
 4,4,1,1, 5,5,1,1, 6,6,1,1, 7,7,1,1, 8,8,1,1, 8,8,1,1

Se ve que APER corresponde a cada posición de la muestra (variable de entrada) y PER al valor de $\Delta \sum_{a2}$ a sumar a $\sum_{a2}$ en el lugar indicado por los NPER.

Al ser REFPER<0, esta perturbación se introduce mediante:

P3) IPAPER=1
 IPPER=51
 ITIPER=10 (con IFUNC=1 e ITIP=0 (No tiene significado))
 IORD=0 (no tiene significado)
 ICOND=(LCOND(K), K=1,4)=0
 PARCON= 0.0
 REFPER=-1.0
 APER(1)=0.2
 PER(1)=4.0
 NPER(1,1)=2 (Introduce la perturbación P2) NPER(2,1)=2

Se define analíticamente en la subrutina función FUNPER la función $FUNPER=APER(1) \cdot \sin(2\pi/PER(1) \cdot X) + 0,5$ siendo X el tiempo (variable de entrada), FUNPER será en este caso el valor de entrada de la perturbación P2 (posición de la muestra).

Caso c)

Esta es una perturbación secuencial que altera el $\sum_{a2}$ y el $\sqrt{\sum_{f2}}$.

Para esto se introducen dos perturbaciones, las que a su vez son introducidas por otra:

P4) IPAPER=9
 IPPER=106 (Se perturba ϕ_{32})
 ITIPER=1
 IORD=1 (secuencial)
 ICOND=(LCOND(K), K=1,4)=0
 PARCON=0
 REPPER=-1.0
 APER(I)= 0, 0.1, 0.1, 0.1, 0.1, 0.1, 0.1, 0.1, 0.1
 ((NPER(K,I), K=1,4), I=1, IPAPER)= 1,1,2,2, 1,1,2,2, 2,2,2,2, 3,3,2,2,
 4,4,2,2, 5,5,2,2, 6,6,2,2, 7,7,2,2, 3,3,2,2,
 Se ve que APER es la inserción de la barra.

P5) IPAPER=9
 IPPER=108 (se perturba ϕ_{42})
 ITIPER=1
 IORD=1
 ICOND=(LCOND(K), K=1,4)=0
 PARCON=0
 REPPER=-1.0
 APER(I)=0, 1/8, 2/8, 4/8, 5/8, 6/8, 7/8, 1
 PER(I)=0, 0.05, 0.05, 0.05, 0.05, 0.05, 0.05, 0.05, 0.05
 ((NPER(K,I), K=1,4), I=1, IPAPER)=1,1,2,2, 1,1,2,2, 2,2,2,2, 3,3,2,2,
 4,4,2,2, 5,5,2,2, 6,6,2,2, 7,7,2,2, 8,8,2,2.

P6) IPAPER=2
 IPPER=51
 ITIPER=0 (no tiene significado)
 IORD=0 (no tiene significado)
 ICOND=(LCOND(K), K=1,4)=0
 PARCON=0
 REPPER=5 (a partir de los 5 segundos)
 APER(I)=0.0, 8.0
 PER(I)=0.0, 1.0
 NPER(1,1)=4 }
 NPER(2,1)=5 } (introduce la perturbación P4 y la P5)

Caso d)

P6) IPAPER=6
 IPPER=106
 ITIPER=0
 IORD=1
 ICOND=-2 (Dispara por sobrepasar el flujo térmico)
 (LCOND(K), K=1,4)= 4,5,3,4 (Lugar donde está el detector).
 PARCON=2.0E14
 REPPER=-1.0 (se hará igual a t_p en el instante del disparo).
 APER(I)=0.0, 3.0, 5.0, 7.0, 9.0, 11.0 (tiempos-REPPER)
 PER(I)=0.0, 0.0, 10^{-4} , 10^{-4} , 10^{-4} , 10^{-4} (valor de $\Delta\phi_{32}$)
 ((NPER(K,I), K=1,4), I=1, IPAPER)=1,2,6,6,1,2,6,6, 1,2,6,6, 3,4,5,5,
 5,6,4,4, 7,8,3,3

Si ocurre que además de ζ_{02} hay que cambiar muchos otros parámetros nucleares, se hace necesario introducir demasiadas perturbaciones parciales. Para este caso se cambia el tipo de material (número de tabla) y se provee otra tabla para el núcleo perturbado con la barra. Para esto se introducen tres perturbaciones: la primera reestablece en número de tabla sin la barra (igual a 1) en todo el núcleo; la segunda ubica la barra según su inserción (número de tabla=2), y la tercera introduce las dos primeras con la señal de disparo:

P7) IPAPER=1

IPPER=42

ITIPER=1 (número de tabla a introducir)

IORD=0

ICOND=0 (LCOND(K), K=1,4)=0

PARCON=0

REFPER=-1.0

APER(1)=0.0 } No tienen significado al ser IPPER=42 e IORD=0

PER(1)=0.0 }

(NPER(K,1), K=1,4)=1,8,1,8

P8) IPAPER=4

IPPER=42

ITIPER=2 (número de tabla)

IORD=1 (secuencia 1)

ICOND=0 (LCOND(K), K=1,4)=0

PARCON=0

REFPER=-1.0

APER(I)=0.0, 0.25, 0.50, 0.75, 1.0 (inserciones)

PER(I)= 0, 0, 0, 0 (no tiene significado).

((NPER(K,I), K=1,4), I=1, IPAPER)= 0, 0, 0, 0, 1,2,6,6, 3,4,5,5,
5,6,4,4, 7,8,3,3

Los primeros NPER son nulos porque para inserción cero no se introduce perturbación.

P9) IPAPER=6

IPPER=51

ITIPER=0

IORD=0

ICOND=-2

(LCOND(K), K=1,4)=4,5,3,4

PARCON=2.0E14

REFPER=-1.0

APER(I)=0,3,5,7,9,11 (tiempos)

PER(I)= 0,0,0.25,0.50,0.75,1.0 (inserciones)

NPER(1,1), NPER(2,1)=3,9 (introduce perturbaciones 3 y 9).

Caso e)

Se trata de un parámetro cerodimensional propio del código con un nú-

mero de orden igual a 1. En este caso tenemos:

```

IPAPER=2
IPPER=31
ITIPER=2
IORD=0
ICOND=0 (LCOND(K), K=1,4)=0
PARCON=REFPER=0
APER(I)= 0.0, 20.0
PER(I)= 180.0, 140.0
((NPER(K,I), K=1,4), I=1, IPAPER)=1,1,1,1,1,1,1,1 (es cerodimensional)

```

Caso f)

En este caso se tienen dos parámetros unidimensionales propios, los caudales del refrigerante y los caudales iniciales del refrigerante. Los primeros toman para cada $t=t_p$ un valor igual a los segundos multiplicados por $(1-\alpha(t_p))$. Es decir, deben tomar primero los valores iniciales para cada t_p y luego ser perturbados. Para ello se hace $NPAR1(1)=12$ y $NPAR1(2)=3$ y se dan los valores iniciales para el parámetro unidimensional propio número 2. (ver entrada de datos en el capítulo 6).

La perturbación se introduce en la forma:

```

P10) IPAPER=6
IPPER=21 (sobre el parámetro unidimensional N° 1)
ITIPER=1
IORD=0
ICOND= (LCOND(K), K=1,4)=0
PARCON=REFPER=0.0
APER(I)=0.0, 2.0, 4.0, 6.0, 8.0, 10.0
PER(I)= 0.0, -0.1, -0.2, -0.3, -0.4, -0.50
((NPER(K,I), K=1,4), I=1, IPAPER)= 1,8,1,1, 1,8,1,1, 1,8,1,1, 1,8,1,1,
1,8,1,1, 1,8,1,1 (unidimensional)

```

Todas estas perturbaciones no tienen por qué actuar simultáneamente. Se pueden inhibir algunas (haciendo el correspondiente $REFPER=-1.0$) para probar cuál es el comportamiento del reactor con las otras en forma alternativa con un mismo conjunto de datos de entrada.

5. h) Búsqueda de criticidad

Esta opción, obligada cuando se realizan cálculos cinéticos espaciales, puede utilizarse en una puesta a crítico inicial ($ICRIT=1$) o, si no se hace un cálculo cinético ($ICIN=0$) en cada uno de los pasos siguientes ($ICRIT>1$). La búsqueda de criticidad se realiza mediante un parámetro continuo (con valor inicial AAO) y/o un parámetro discreto (con valor inicial $ICRXo$) que actúan como parámetro de entrada de una o varias perturbaciones (de acción directa o no) que alteran:

- Parámetros adicionales propios (excluyendo el Xenón)
- Secciones eficaces
- Tipo de material (número de tabla).

Si se utilizan sólo las opciones a) y/o b), el parámetro continuo (A)

es la variable de entrada de todas las perturbaciones que se emplean en la búsqueda de criticidad y la reactividad debe ser monótona decreciente en función de dicho parámetro. Se comienza a iterar a partir del valor $A=AAO$ en la puesta a crítico inicial y si se desea buscar criticidad en los pasos siguientes, puede comenzarse a partir del último valor de A ($ICRIT=2$) ó del valor AAO ($ICRIT=3$). El valor de A no podía caer fuera de un intervalo prefijado ($AAMIN \leq A \leq AAMAX$).

Si se calcula con la opción c) solamente el parámetro de variación discreta ($ICRX$) será variable de entrada de una o varias perturbaciones en las que se altera el tipo de material ($IPPER=42$) y en éstas, la variable de entrada ($APER(I)$) será una sucesión de reales enteros de cero a $ICRXX$; (0.0, 1.0, 2.0, 3.0, 4.0, ..., $FLOAT(ICRXX)$). $ICRX$ variará de cero a $ICRXX$.

El programa probará valores sucesivos de $ICRX$ (en forma ascendente o descendente) hasta lograr la mejor aproximación al K_e buscado ($XKEFB$) por exceso.

Si se utilizan simultáneamente las opciones a), b) y c), el programa fija previamente el valor de A (AAO en la puesta a crítico inicial y en los demás pasos (si $ICRIT=3$) o deja el valor del paso anterior (si $ICRIT=2$)). Manteniendo A constante (lo que introduce las perturbaciones sobre los parámetros adicionales propios y las secciones eficaces con ese valor de entrada) busca previamente criticidad con la variable discreta $ICRX$. Una vez logrado este propósito, como el K_e hallado diferirá en general del buscado apreciablemente, se ajusta la reactividad con el valor de A .

Las perturbaciones que intervienen en la búsqueda de criticidad se ubican en orden sucesivo (desde la $ICRY1$ hasta la $ICRY2$) y sus valores de entrada son siempre el valor de A ó $ICRX$. En este último caso debe ser $IPPER=42$ (perturbación sobre el tipo de material) y deben darse por lo menos dos perturbaciones: una que restituya el mapa de materiales del núcleo al estado inicial y una segunda que altere a éste en la forma deseada para cada valor de $ICRX$. La reactividad debe ser siempre decreciente al crecer A ó $ICRX$. Todas estas perturbaciones deben ser de acceso directo (aunque pueden ser de acción indirecta) y estar inhibidas ($REFPER=-1.0$).

Si se realiza un cálculo cinético, los valores de A e $ICRX$, una vez hecha la puesta a crítico inicial, permanecen invariables y en todos los instantes siguientes las perturbaciones que intervinieron en esa búsqueda de criticidad son introducidas siempre con esos valores de entrada. También en este caso es $XKEFB=1.0$ y la opción c) puede utilizarse sólo combinada con la a) y/o la b).

Las perturbaciones que introduce la búsqueda de criticidad intervienen después de las introducidas las demás. En el caso a) sólo pueden actuar sobre parámetros adicionales propios que intervienen en las tablas y/o actúan directamente sobre las secciones eficaces. No se puede buscar criticidad alterando parámetros que actúan sobre los modelos físico-matemáticos acoplados, pues éstos están fuera del ciclo iterativo correspondiente. (Ver diagrama 1)

El proceso iterativo para la búsqueda de criticidad se interrumpe en las opciones a) y b), si:

$$|k_e - XKEFB| < \text{ERROR} * XKEFB$$

y en el caso c), cuando se logra la mejor aproximación al valor deseado por exceso, lo que se indica convencionalmente haciendo $\text{ERROR}=0.0$

Pondremos como ejemplo el caso del núcleo de la figura 12, en que se busca la criticidad con la barra oblicua allí representada, que provoca en las zonas que atraviesa un $\Delta \phi_{a1} = 10^{-3}$ y un $\Delta \phi_{f1} = -5.10^{-4}$ y se la introduce con una perturbación secuencial discreta.

Luego se ajusta la criticidad con un veneno uniformemente distribuido de concentración N ($1/10^6 \text{ m}^3$) siendo $\frac{\Delta \phi_{a1}}{N} = 10^{-4}$ y $\frac{\Delta \phi_{f1}}{N} = -5.10^{-5}$. N puede variar de cero a $10 \times 1/10^6 \text{ cm}^3$ y es la variable de entrada de la perturbación correspondiente. El valor inicial de N es $N_0 = A A_0 = 2.5.1/10^6 \text{ cm}^3$. La cantidad total de pasos de inserción de la barra es $\text{ICRXX}=9$ y se comienza a iterar a partir del valor $\text{ICRX}=4$. En este caso las variables que gobiernan la búsqueda de criticidad son:

$\text{ICRIT}=3$

$A A_0=2.5$

$D A A = \frac{\Delta \phi}{\Delta A} = 7.10^{-3}$ (valor inicial estimado)

$XKEFB=1.0$

$\text{ERROR}=5.10^{-6}$

$\text{ICRX}=4$

$\text{ICRXX}=9$

$A A M I N=0$

$A A M A X=10.0$

$\text{ICRI1}=1$

$\text{ICRI2}=3$, o sea que las perturbaciones de

acceso directo que van de la primera a la tercera son las que intervienen en la búsqueda de criticidad.

Se leen las siguientes perturbaciones:

La primera perturbación repone el tipo de material 1 para todo el núcleo:

P1) $\text{IPAPER}=1$

$\text{IPPER}=42$

$\text{ITIPER}=2$ (tipo de material)

$\text{IORD}=\text{ICOND}=(\text{LCOND}(I), I=1,4)=0$

$\text{PARCON}=0.0$

$\text{REFPER}=-1.0$

$\text{APER}=0.0$

$\text{PER}=0.0$ (No tiene significado)

$\text{NPER}=1,8,1,8$

La segunda perturbación introduce la barra APER pasos:

P2) $\text{IPAPER}=9$

$\text{IPPER}=42$

$\text{ITIPER}=2$ (tipo de material)

$\text{IORD}=1$ (secuencial)

$\text{ICOND}=(\text{LCOND}(I), I=1,4)=0$

$\text{PARCON}=0$

$\text{REFPER}=-1.0$

$\text{APER}(I)=0.0, 1.0, 2.0, 3.0, 4.0, 5.0, 6.0, 7.0, 8.0$

$\text{PER}(I)=0.0$ (no tiene significado)

$((\text{NPER}(K,I), K=1,4), I=1, \text{IPAPER}) = 0,0,0,0, 1,1,6,6, 2,2,6,6, 3,3,5,5, 4,4,5,5, 5,5,4,4, 6,6,4,4, 7,7,3,3, 8,8,3,3,$

La tercera perturbación gradúa el veneno neutrónico a través de otras dos que alteran a ζ_{a2} y $\sqrt{\zeta_{f2}}$ respectivamente.

P3) IPAPER=2
 IPPER=51
 ITIPER=IORD=ICOND=(LCOND(K), K=1,4)=0
 PARCONO.0 REFPER=-1.0
 APER(I)=0.0, 10.0
 PER(I)=0.0, 10.0
 NPER(1,1)=4 introduce las perturbaciones P4 y P5
 NPER(2,1)=5

P4) IPAPER=2
 IPPER=106 (altera ζ_{a2})
 ITIPER=0
 IORD=ICOND=(LCOND(K), K=1,4)=0
 PARCON=.0.0 REFPER=-1.0
 APER(I)=0.0, 10.0
 PER(I)=0.0, 0.001
 ((NPER(K,I), K=1,4), I=1, IPAPER)=1,8,1,8 1,8,1,8

P5) IPAPER=2
 IPPER=103 (altera $\sqrt{\zeta_{f2}}$)
 ITIPER=0
 IORD=ICOND=(LCOND(K), K=1,4)=0
 PARCON=0.0 REFPER=-1.0
 APER(I)=0.0, 10.0
 PER(I)=0.0, -0.0005
 ((NPER(K,I), K=1,4), I=1, IPAPER)= 1,8,1,8, 1,8,1,8

Como se observa, todas estas perturbaciones han sido inhibidas (REFPER=-1.0) para que actúen sólo en función de la búsqueda de criticidad. Las tres primeras son de acceso directo (aunque se utilizan sólo para hallar criticidad) y la tercera introduce la P4 y la P5. Se pueden agregar además otras perturbaciones que controlan al reactor o simulan otros fenómenos, accidentales o no, que se dan en función del tiempo, el cual será el parámetro de entrada de las mismas.

Si deseamos simular la barra oblicua como una perturbación continua y buscar criticidad exclusivamente por medio de ella, ponemos:

ICRIT=2
 AA0=0.7 (inserción inicial de la barra)
 XKEFB=1.0 DAA=0.01 (estimación)
 ERROR= 5.10⁻⁶ // CIRX=ICRXMX=0 (no se usan)
 AAMIN=0.0 AAMAX=1.0 (barra afuera y totalmente insertada)
 ICRI1=1 ICRI2=1 (sólo se busca criticidad con la perturbación P1)

Se da la perturbación:

P1) IPAPER=2
 IPPER=51

```

ITIPER=IORD=ICOND=( LCOND(K), K=1,4)=0
PARCON=0          REPPER=-1.0
APER(I)=0.0, 1.0
PER(I)=0.0, 1.0
{ NPER(1,1)=2
{ NPER(2,1)=3

```

Esta perturbación introduce las dos siguientes:

```

P2) IPAPER=9      IPPER=106      ITIPER=IORD=( LCOND(K), K=1,4)=0
PARCON=0          REPPER=-1.0
APER(I)=0.0, 0.125, 0.25, 0.375, 0.5, 0.625, 0.75, 0.875, 1.0
PER(I)=0.0, 10-3, 10-3, 10-3, 10-3, 10-3, 10-3, 10-3, 10-3
((NPER(K,I), K=1,4), I=1, IPAPER)= 0,0,0,0, 1,1,6,6, 2,2,6,6, 3,3,5,5,
4,4,5,5, 5,5,4,4, 6,6,4,4, 7,7,3,3, 8,8,3,3,

P3) Igual a la P2, pero con IPPER=108 y PER(I)=0.0, -5.10-4, -5.10-4, -5.10-4,
-5.10-4, -5.10-4, -5.10-4, -5.10-4, -5.10-4

```

En este último ejemplo la criticidad se alcanza directamente con la perturbación P1 con inserción de barra continua. En el caso anterior la inserción de barra tomaba un conjunto de valores discretos y la criticidad podía ser ajustada por una variable continua, por ejemplo, un veneno neutrónico.

5-4) Fuentes:

El código da la posibilidad de calcular con fuentes distribuidas en el núcleo, ya sean éstas dadas sólo como perturbaciones (IFUEN=1) o a partir de una distribución inicial (IFUEN=2)

En el primer caso la fuente se da como una perturbación en algunas o todas las zonas del núcleo y aquellas zonas que no se perturban quedan con valor cero para la misma. En el segundo caso se lee una distribución inicial que puede a su vez ser perturbada. De esta manera se puede dar cualquier distribución de fuentes tanto en el espacio como en el tiempo.

Si se busca criticidad (ICRIT>0) el código realiza la puesta a crítico inicial sin fuentes y las supone presentes para todos los instantes siguientes ($t>0$). En caso de que no se busque criticidad (ICRIT=0) se realiza primeramente un cálculo estático para hallar K_e . Si éste es mayor o igual que la unidad el problema no tiene sentido físico. Si es menor, se resuelven las ecuaciones estáticas con fuentes en estado estacionario y se parte de ese valor inicial.

Por ejemplo supongamos que deseamos calcular el efecto de una fuente neutrónica puntual en el centro del núcleo de la figura 12. Esta fuente produce pulsos con un período de T segundos y T/10 segundos de duración. En este caso se da:

```

ICRIT=0
IFUEN=1
UNIT= 86400.0/T (ver entrada de datos)

```

Se introducen dos perturbaciones: la primera es la fuente de fisión espontánea que produce una fuente de Ne ($1/\text{cm}^3 \text{ seg.}$). La segunda es el pulso de duración $T/10 \text{ seg.}$ y amplitud N_p ($1/\text{cm}^3 \text{ seg.}$). Se trabajó con dos grupos y las fuentes producen sólo neutrones rápidos:

P1) IPAPER=1

IPPER=111 (fuente, grupo rápido)

ITIPER=2

IORD=0

ICOND=(LCOND(K), K=1,4)=0

PARCON=0.0 REPPER=0.0

APER(1)=0.0 PER(1)=Ne

(NPER(K,1), K=1,4)=1,8,1,8

P2) IPAPER=1

IPPER=111

ITIPER=10 (se le suma a la fuente Ne la calculada por la función FUNPER)

IORD=0

ICOND=(LCOND(K), K=1,4)=0

PARCON=0.0 REPPER=0.0

APER(1)=0.1 PER(1)=Np

(NPER(K,1), K=1,4)=4,5,1,1 (en el centro del núcleo)

Para la perturbación P2 se agrega la función FUNPER (ver capítulo 7, sección f) de la forma:

$$\text{FUNPER} = \begin{cases} 0.0 & \text{si } \text{MOD}(t,1) > \text{APER}(1) \\ N_p & \text{si } \text{MOD}(t,1) \leq \text{APER}(1) \end{cases}$$

Se ve que variando APER(1) y PER(1) en P2 se varía la amplitud y la duración del pulso.

5-3) Otras opciones del programa

I-) Continuación de corridas anteriores:

Si se desea interrumpir un cálculo para continuarlo en otra corrida del programa, se hace IBAN2>0 y el estado completo del reactor se graba para cada paso en la unidad IBAN2. En este caso, en la corrida siguiente si se hace RUN=2 se excluye del conjunto de los datos de entrada las tarjetas correspondientes al estado inicial y éste se toma de la unidad IBAN1. En este caso se da exactamente el mismo lote de tarjetas que para la corrida inicial con RUN=2, IBAN1>0 y se excluye el estado inicial. En caso de que no se haga cálculo cinético, puede perforarse si se desea las distribuciones de quemado, flujo, potencia, Xenón y Iodo (IFUERA=1) para continuar en otra corrida (con RUN=1) a partir de este estado.

En el capítulo 7 se dan las normas para programar los modelos físico-matemáticos acoplados de tal manera de que queden preservados entre corrida y corrida las variables que se desean guardar.

II-) Valores de la reactividad dados externamente en el método puntual:

Si se hace $IROC > 0$ la reactividad en el método puntual ($ICIN=4$) no es calculada apartir de las secciones eficaces y las distribuciones iniciales del flujo y del flujo adjunto, sino que es tomada del vector $RHO(I)$ que da los valores de la misma para cada instante $PUNTO(I)$, interpolando linealmente para los valores intermedios y haciendo $\rho = RHO(NPASOS) \times \Delta t_p \div PUNTO(NPASOS)$. Este valor de reactividad puede ser dado también por los modelos fisicomatemáticos acoplados y en este caso el modelo del reactor es puntual también desde este punto de vista.

El código puede dar, si se desea, la reactividad calculada a partir de las secciones eficaces el flujo y el flujo adjunto ($IROC=1$) pero si se desea ahorrar tiempo de procesamiento puede obviarse esta opción ($IROC=2$).

III-Cambio del método de cálculo cinético espacial:

En muchos casos puede ser conveniente, a fin de ahorrar tiempo de procesamiento, cambiar en determinados instantes el método de cálculo cinético espacial, lo que se logra alterando el valor de $ICIN$.

En este caso se da inicialmente $ICIN > 1$ e $ICINC=1$. El código lee el vector $ICINO(I)$ que da para cada instante $PUNTO(I)$ el valor que toma $ICIN$. Si $ICINO(I)$ es nulo no se cambia de método.

IV-Interrupción del cálculo. Tiempo de procesamiento

Esta se efectúa cuando se alcanza un instante dado ($TFINAL$), cuando la potencia térmica total llega a algún valor máximo o mínimo ($POTMAX$, $POTMIN$), cuando se alcanza valores extremos ($KEMAX$, $KEMIN$) o se alcanza un determinado número de cálculos espaciales del flujo (N). También puede interrumpirse la corrida si se alcanza un determinado tiempo de ejecución. En este caso la variable $NTMAX$ da el tiempo máximo de ejecución permitido (minutos) y el código imprime además el tiempo total de procesamiento el tiempo de cada cálculo espacial del flujo y de los modelos fisicomatemáticos acoplados. Si se desea sólo esta información y no limitar el tiempo, se hace $NTMAX=-1$. En todos estos casos el usuario debe dar la subrutina $TIEMPO(A)$ donde A (variable tipo real) es el tiempo transcurrido desde la iniciación del programa en minutos.

La interrupción del cálculo se efectúa siempre después de una salida impresa. Si de acuerdo al lo estipulado por el paso de impresión no se imprime el estado del reactor, tampoco se interrumpe la ejecución, aún cuando se haya cumplido alguna condición de las ya expuestas. Recién cuando se imprima se interrumpirá la corrida, de tal manera que el usuario disponga siempre del último estado del reactor. Si se grabó éste en la unidad IBAN2, el cálculo puede ser continuado en otra corrida.

V-Utilización de la memoria

El código fue programado haciendo uso del concepto de "organización dinámica de la memoria". De esta manera se aprovecha óptimamente la memoria disponible y ésta es la única limitación a las dimensiones de cada problema en particular. El programa segmentado ocupa alrededor de 180 Kbytes en la IBM/370 y los vectores y matrices de dimensión variable se ubican



sobre un vector de ITOTAL palabras ($4 * ITOTAL$ bytes) que se regula de acuerdo al problema que se trata.

En los próximos dos capítulos se dará la forma de calcular la memoria necesaria para cada caso y se expondrá la segmentación del programa.

6- UTILIZACION DEL CODIGO. ENTRADA, SALIDA, MEMORIA Y PERISFERICOS

G-a) Entrada del programa:

Se da en tarjetas y los casos se ponen directamente uno tras otro.

El fin del archivo de tarjetas es interpretado como el último caso a calcular.

BLOQUE I

- I-a) 20A4 HOL(I), I=1, 20.
- I-b) 1615 IMAX, JMAX, NBUC, NGEM, NLB, ~~NTB~~, ~~NRB~~, ~~NBB~~, NGRP, LD2, LD3, NRT, NPREC, NTABL, NVECT, ITABLE
- I-c) 1615 RUN, ICIN, IXEN, ITEMP, ICRT, IPERT, IFUEN, ICMAX, IFUERA, IADJ, NCOF, IPUNT, IBAN1, IBAN2, NTABLE, NPA2,
- I-d) 1115 NPA1, NPA0, NCAMB, ICINC, IROC, NTMAX, NBORDL, NBORDT, NBORDR, ~~NBORDB~~, ICOMB

HOL(I): título para la caracterización del problema

IMAX: número de filas de puntos del reticulado espacial

JMAX: número de columnas de puntos del reticulado espacial

NBUC=0 No se considera la existencia de una laplaciana que da cuenta de una tercera dimensión (B^2)

=1 Se considera una laplaciana (B_g^2) dependiente de cada grupo de energía y constante para todo el reactor (ver BLOQUE V)

=2 La laplaciana B_g^2 depende de cada grupo y del tipo de material (número de tabla). Ver BLOQUE V.

NGEM=-1 Geometría circular (R- θ)

=0 Geometría rectangular (x-y)

=1 Geometría cilíndrica (R-z)

NLB, NTB, NRB, NBB: Indican las condiciones de contorno a la izquierda, arriba, a la derecha y abajo del reactor.

Pueden tomar los siguientes valores:

-1 condición de contorno periódica.

0 condición de contorno de flujo nulo

1 condición de contorno de corriente nula

Si NGEM=1, debe ser NLB=1

Si NGEM=-1, debe ser NLB=-1 (No tiene significado) y NBB=NTB=-1

No se admiten condiciones de contorno periódicas a la izquierda y derecha.

NGRP: número de grupos de energía (G). Debe ser ≥ 2 .

LD2: número de filas de zonas del núcleo

LD3: número de columnas de zonas del núcleo

NRT: número de tablas (tipos de materiales en el núcleo).

NPREC: número de precursores de neutrones retardados

NTABL: Memoria que ocupan las tablas (en centenas de palabras)

NVECT: número máximo de columnas de cada bloque de cada una de las tablas (ver 5e). En la versión normalizada (dependencia lineal de las secciones eficaces respecto de los demás parámetros) hacer $NVECT = NGRP * (NGRP + 6)$

ITABLE=0 Las tablas se leen de tarjetas.

=1 Las tablas se leen de tarjetas y se graban en la unidad NTABLE.

=2 Las tablas se leen de la unidad NTABLE

RUN=1 El estado inicial del reactor se lee de tarjetas (BLOQUE XVI)

=2 El estado inicial del reactor se lee de la unidad IBAN1.

ICIN=0 No se realiza cálculo cinético espacial

=1 Método adiabático

=2 Método directo

=3 Método cuasiestático

=4 Método puntual.

IXEN=0 No se considera la distribución de Xenón y Iodo.

=1 Se toma una distribución de Xenón constante (BLOQUE VI)

=2 Se toma en el comienzo de la evolución una distribución de Xenón en equilibrio. Si ICIN=0 se la recalcula en cada paso siguiente.

=3 Se parte de una distribución de Xenón en equilibrio y se la hace evolucionar en el tiempo en los pasos siguientes.

ITEMP=0 No se utilizan modelos fisico-matemáticos acoplados

=1 Se utilizan modelos fisico-matemáticos acoplados. (ver capítulo VII) siempre en estado estacionario.

=2 Se parte calculando con los modelos fisico-matemáticos acoplados en estado estacionario y luego evolucionan en función del tiempo (transitorios) (BLOQUE XIV)

ICRIT=0 No se busca criticidad

=1 Se busca criticidad sólo en el estado inicial

=2 Se busca criticidad en cada estado tomando como valor inicial del parámetro de entrada de las perturbaciones para la búsqueda de criticidad (A, ver 5-f) el valor calculado en el paso anterior.

=3 Se busca criticidad en cada estado tomando como valor inicial del parámetro de entrada de las perturbaciones para la búsqueda de criticidad igual a AAo (ver 5-f y BLOQUE X)

IPERT=0 No se introducen perturbaciones

=1 Se introducen perturbaciones (ver BLOQUE IX)

IFUEN=0 No hay fuentes neutrónicas

=1 Hay fuentes neutrónicas que se dan por medio de perturbaciones. La distribución inicial se considera idénticamente nula.

=2 Se da una distribución inicial de fuentes neutrónicas que puede ser luego perturbada.

ICMAX: Número máximo de iteraciones sobre el flujo, Xenón y los parámetros adicionales acoplados para la puesta del reactor en estado

estacionario . Si no se toma en cuenta el Xenón ni hay parámetro acoplados se hace IC_{MAX}=0

IFUERA=0 No perfora el estado final

=1 Si IC_{IN}=0, perfora en tarjetas el estado final para continuar el cálculo en otra corrida con RUN=1 (Ver BLOQUE XVI)

IADJ=0 No calcula flujo adjunto.

=1 Calcula el flujo adjunto sólo en la puesta a crítico inicial (si IC_{IN}≠0) o en el cálculo inicial (si IC_{IN}=0)

=2 Calcula el flujo adjunto para cada instante t si IC_{IN}≤1 y sólo para la puesta a crítico inicial si IC_{IN}≥2

NCOF=0 No calcula la potencia residual.

>0 Número de componentes exponenciales con que se representa la distribución de energía residual (N en la fórmula (133))

IPUNT Sólo tiene significado si IC_{IN}=3 ó IC_{IN}=4.

=0 En los cálculos cinéticos puntuales que se hacen en los métodos cuasiestático o puntual se supone una variación lineal de la reactividad. (Ver l.c.a.)

=1 Se supone en esos casos una variación escalonada de la reactividad (Ver l.c.b.)

IBAN1=0 El estado inicial del reactor se lee de tarjetas. (BLOQUE XVI). Se hace RUN=1

>0 Unidad de donde se lee el estado inicial del reactor si RUN=2.

IBAN2=0 No se graba el estado del reactor

>0 Unidad donde se graba cada estado del reactor. Queda siempre grabado el ultimo estado calculado para continuar en otra corrida del programa con RUN=2 e IBAN1>0.

NTABLE=0 No se graba ni se leen de disco o cinta las tablas . Se hace ITABLE=0 y se las lee de tarjetas (BLOQUE V).

>0 Unidad donde se graban (ITABLE=1) o de donde se leen las tablas (ITABLE=2).

NPA2 Número de parámetros adicionales propios bidimensionales.

NPA1 Número de parámetros adicionales propios unidimensionales.

NPAo Número de parámetros adicionales propios cerodimensionales. Deben ser NPA2, NPA1 y NPAo menores o iguales que 10.

NCAMB=0 No se mueve combustible ni se hace evolución en quemado.

=1 Si IC_{IN}=0, se trata de un cálculo de evolución en quemado a largo plazo con movimiento de combustible o recambio del mismo. Si IC_{IN}>0, se trata de un cálculo cinético espacial donde se mueve o desplaza combustible dentro del núcleo o se lo reemplaza.

ICINC=0 No se altera el método de cálculo cinético.

=1 Se altera en cada instante el método de cálculo cinético por medio del vector IC_{INO}(I) (BLOQUE VIII), dando IC_{IN}≥2.

IROC Tiene significado sólo si IC_{IN}=4.

=0 La reactividad en el método puntual se calcula con la fórmula (25)

=1 La reactividad en el método puntual es dada por el vector RHO(I) (BLOQUE VIII) y se da también la de la fórmula (25)

=2 Idem, pero no se calcula la reactividad de la fórmula (25)

NTMAX=0 No se imprime el tiempo de procesamiento ni se lo utiliza para interrumpir el cálculo.

=-1 Se imprime el tiempo de procesamiento para cada cálculo espacial del flujo (estacionario o no) y para toda la corrida del programa.

>0 Tiempo máximo de procesamiento (en minutos de CPU) para todo el cálculo. Imprime además los tiempos citados en NTMAX=-1.

NBORDL, NBORDT, NBORDR, NBORDB

Variables que indican si se considera una zona de reflector a la izquierda, arriba, a la derecha y abajo del núcleo respectivamente. Esta zona sólo se admite en los bordes con condición de contorno de corriente nula (ver NBL, NBT, NBR, NBB).

=0 Existe una zona de reflector en el borde correspondiente.

=1 No existe zona de reflector. En este caso puede haberse incluido formalmente el reflector dentro del núcleo.

ICOMB Número entero menor o igual que NRT (número de tablas) que indica que las ICOMB primeras tablas corresponden a materiales fisionables (zonas de combustible) y las demás a materiales de estructura, absorbentes o reflector. Si se pone ICOMB=0, el programa hace ICOMB=NRT.

BLOQUE II: se da sólo si $NPA2 + NPA1 + NPA0 > 0$

- II-a) Sólo si $NPA2 > 0$
10I5 NPAR2(I), I=1, NPA2
- II-b) Sólo si $NPA1 > 0$
10I5 NPAR1(I), I=1, NPA1
- II-c) Sólo si $NPA0 > 0$
10I5 NPAR0(I), I=1, NPA0
- II-d) Sólo si $NPA2 > 0$
10I5 NTAB2(I), I=1, NPA2
- II-e) Sólo si $NPA1 > 0$
10I5 NTAB1(I), I=1, NPA1
- II-f) Sólo si $NPA0 > 0$
19I5 NTAB0(I), I=1, NPA0
- II-g) Sólo si $NPA1 > 0$
10I5 NDIM1(I), I=1, NPA1
- II-h) Sólo si $NPA2 > 0$, NPA2 tarjetas
10A4 ((NOMBR2(K,I), K=1,10), I=1, NPA2)
- II-i) Sólo si $NPA1 > 0$, NPA1 tarjetas
10A4 ((NOMBR1(K,I), K=1,10), I=1, NPA1)
- II-j) Sólo si $NPA0 > 0$, NPA0 tarjetas
10A4 ((NOMBR0(K,I), K=1,10), I=1, NPA1)

NPAR2(I), NPAR1(I), NPAR0(I)

Dan la forma de utilizar los parámetros adicionales propios del código Bi-Uni-y cerodimensionales respectivamente. Pueden tomar los siguientes valores.

- =0 No se utiliza.
- =1 Los valores de este parámetro son determinados por las perturbaciones o los modelos fisicomatemáticos acoplados. No se leen a la entrada.
- =2 Se lee un solo valor de este parámetro para $t=0$ (Cálculo inicial) y se lo supone constante para todo el núcleo e independiente del tiempo, y no se lo vuelve a alterar más, a no ser que este valor sea perturbado o recalculado en los modelos fisicomatemáticos acoplados. Si es un parámetro acoplado, este valor sirve como valor inicial para comenzar a iterar en la puesta del reactor en estado estacionario (Ver BLOQUE VII)
- =5 Se leen NPASOS valores (ver BLOQUE VII), uno para cada instante $t_z = PUNTO(I)$ que se suponen constantes en todo el núcleo. Al comenzar el cálculo del estado del reactor para un instante t el programa da al parámetro el valor de PAR00(I) correspondiente, pudiendo luego estos valores ser alterados por las perturbaciones o los modelos fisicomatemáticos acoplados.
- =4 Se lee un solo valor (PAR00(1)) y se lo supone constante para todo el núcleo e independiente del tiempo. Al comenzar el cál-

culo de un estado del reactor el parámetro toma ese valor, que puede ser alterado por las perturbaciones o los modelos fisicomatemáticos acoplados.

- =3** Se lee una distribución espacial inicial del parámetro que no se vuelve a alterar más en todo el cálculo.
- >10** Al comienzo del cálculo del estado del reactor para cada instante t_p el parámetro toma los valores de la distribución espacial de aquel cuyo número de orden es $NPAR2(I)-10$, $(NPAR1(I)-10)$ ó $(NPAR0(I)-10)$ según sea bi-, uni- o cero-dimensional. Luego esta distribución puede ser perturbada o alterada por los modelos fisicomatemáticos acoplados.
- NTAB2(I), NTAB1(I), NTABo(I)**
Dan para los parámetros bi-, uni- y cero-dimensionales el número de orden que corresponde al bloque adicional de tabla (Ver 5.d) que da la dependencia de las secciones eficaces respecto de ese parámetro.
- NDIM1(I)=0** El parámetro adicional unidimensional correspondiente varía según el eje horizontal (dimensión LD3)
=1 Varía según el eje vertical (dimensión LD2)
- NOMBR2(I), NOMBR1(I), NOMBRO(I)**
Palabra o expresión de 40 caracteres que indica el parámetro físico que representa cada parámetro adicional propio del código.

BLOQUE III

- III-a) 6E12.5 UNIT, PFIS, DTIMPo, DTMN, DTMX
III-b) 6E12.5 TFINAL, POTMAX, POTMIN, KEMAX, KEMIN, KN
III-c) 6E12.5 EPI1, EPI2, EPI3, EPST, EPSK
III-d) 6E12.5 DATA(I), I=1,16
III-e) Sólo si $NPA2 > 0$
6E12.5 DAT2(I), I=1, NPA2
III-f) Sólo si $NPA1 > 0$
6E12.5 DAT1(I), I=1, NPA1
III-g) 6E12.5 CHIP(K), K=1, NGRP

UNIT: número clave que indica la unidad en que se mide el tiempo en el código. Se hace

UNIT= 1 día / unidad a utilizar

- = 1.0 días
- = 24.0 horas
- = 86400.0 segundos
- = $8,64 \cdot 10^6$ milisegundos, etc.

PFIS= Potencia entregada por fisión (en Mev). Si se calcula con potencia residual, poner sólo la potencia instantánea.

DTIMPo=0.0 El paso de impresión es idéntico al paso de cálculo.

>0.0 El paso de impresión es siempre constante e igual a DTIMPo.

=-1.0 El paso de impresión está dado por la variable DTIMP(I) para cada instante PUNTO(I) (BLOQUE VIII)

DTMN > 0.0 Da el valor mínimo admisible para el paso fino de cálculo Δt_p

cuando se calcula con ICIN=2 ó ICIN=3.

=0.0 No hay cota mínima para el paso fino t

DTMX > 0.0 Valor máximo admisible para el paso fino de cálculo si ICIN=2 ó ICIN=3.

=0.0 No existe límite máximo para el paso fino de cálculo salvo el paso grueso Δt_p .

=1.0 El valor del máximo admisible para el paso fino de cálculo Δt_p está dado por el vector PASDIR(I) para cada instante PUNTO(I) (ver BLOQUE VIII)

TFINAL > 0 El cálculo se interrumpe después de calcular el primer estado del reactor para el que $t_p \geq TFINAL$

POTMAX > 0 El cálculo se interrumpe cuando la potencia térmica total del reactor supere el valor POTMAX.

POTMIN > 0 El cálculo se interrumpe cuando la potencia térmica total se haga menor que POTMIN.

KEMAX > 0 El cálculo se interrumpe cuando el K_e se haga mayor que KEMAX.

KEMIN > 0 El cálculo se interrumpe cuando el K_e se haga menor que KEMIN.

XN > 0 El cálculo se interrumpe cuando el número de cálculos espaciales del flujo sea mayor o igual que XN.

Nota: los criterios de interrupción funcionan sólo cuando el último estado del reactor fue impreso de acuerdo al paso de impresión.

EPI1 Convergencia de K_e en el cálculo estático del flujo y K_e . (ϵ_{K_e} en las (102)).

EPI2 Convergencia del flujo en el cálculo estático del flujo y K_e (ϵ_{ϕ} en las (102)).

EPI3 convergencia del flujo en el cálculo dinámico del mismo para ICIN=2 ó ICIN=3 (ϵ_{ϕ} en la (119)).

EPST > 0 Aproximación para el ajuste del paso fino de cálculo si ICIN=2 ó ICIN=3 (ϵ_{τ} en la (59)).

=0 El paso fino de cálculo se hace igual a DTMX ó PASDIR(I) para cada instante PUNTO(I), según sea DTMX mayor o menor que cero. Si DTMX=0, el paso fino es igual al paso grueso Δt_p

EPSK Tiene sentido sólo si ICIN=3 e IPUNT=0 (cálculo puntual con variación lineal de la reactividad durante el intervalo t). Es el valor de ϵ_K en la (45).

(DATA(I), I=1,16), (DAT2(I), I=1, NPA2), (DAT1(I), I=1, NPA1)

Parámetros de control que controlan la salida impresa del código. Cada uno corresponde a un parámetro nuclear o adicional propio del código para el que se pide la distribución espacial en el núcleo o por puntos. Excepto para DATA(15) y DATA(2), si se les da el valor 1.0 la salida pedida es impresa sólo en el primer estado calculado en esa corrida del programa. Si se les da el valor 2.0 o mayor la salida se da para todos los instantes t_p , en los que además se cumpla la condición de imprimir de acuerdo al paso de impresión. Si se da el valor 0.0 esa salida no se da nunca. A cada una de estas variables de control corresponden las siguientes salidas:

- DATA(1) > 0.0 Se imprimen los flujos por zonas. Sólo los térmicos si DATA(2)=0.0 o todos los grupos si DATA(2) > 0.0
- DATA(2)=0.0 Si se solicitan la impresión de flujos o flujos adjuntos por zonas o puntos (DATA(1), DATA(4) y/o DATA(13)), se dan sólo los flujos térmicos.
- =1.0 Se dan todos los grupos en el cálculo del primer estado y sólo el térmico en los siguientes si se piden flujos adjuntos ó flujos por puntos o zonas.
- =2.0 Se dan siempre todos los grupos si se pide la distribución espacial de flujos o flujos adjuntos.
- DATA(3) > 0.0 Potencias específicas (instantánea más residual) por zonas.
- =3.0 Imprime la distribución de potencia específica residual.
- DATA(4) > 0.0 Flujos adjuntos por zonas, según lo que se dé en DATA(2)
- DATA(5) > 0.0 Se imprimen las iteraciones espaciales del flujo. Se usa sólo para prueba.
- DATA(6)=1.0 Se imprimen los volúmenes de cada zona del núcleo.
- =2.0 Se dan además los volúmenes de las zonas del reflector.
- DATA(7) > 0.0 Se imprimen las tablas al comienzo de la corrida.
- DATA(8) > 0.0 Se imprime el mapa de materiales del núcleo (Número de tabla para cada zona).
- DATA(9)=1.0 Se imprime la distribución de la concentración del Xenón solamente para el primer estado que se calcule y se imprima.
- =2.0 Idem para todos los demás estados
- =3.0 Se imprime además la distribución espacial de Iodo para todos los demás estados.
- DATA(10) > 0.0 Se utiliza sólo en los casos de prueba. Imprime los a_{gkij} (fórmulas(87)), los σ_{Tgji} (fórmula (91)) y otras constantes espaciales de la malla que sólo tienen interés para la programación.
- DATA(11) > 0.0 Distribución espacial de las concentraciones de precursores por zonas.
- DATA(12) > 0.0 Cuando se piden los flujos y/o los flujos adjuntos por zonas, imprimir también los de las zonas del reflector.
- DATA(13) > 0.0 Imprime los flujos y los flujos adjuntos por puntos, todos los grupos o sólo el térmico según cuál sea el valor de DATA(2)
- DATA(14) > 0.0 Imprime la distribución espacial de los precursores por puntos.
- DATA(15)=1.0 Imprime en todos los instantes de impresión t_x las secciones eficaces calculadas por zonas (incluyendo las del reflector) a partir de las tablas sin haber sido perturbadas.
- =2.0 Idem, además de los β_m para todas las zonas.
- =-1.0 Imprime para todas las zonas las secciones eficaces antes y después de ser perturbadas.
- =-2.0 Idem, además de los β_m para todas las zonas.
- =-3.0 Imprime para todas las zonas las secciones eficaces sólo después de haber sido perturbadas.

Nota: esta opción sólo se usa en casos de prueba.

DATA(16) > 0.0 Se imprime el quemado para cada zona del núcleo.
 DAT2(I) > 0.0 Se imprime la distribución espacial por zonas del parámetro bidimensional propio cuyo número de orden es I
 DAT1(I) > 0.0 Se imprime la distribución espacial por filas o columnas de zonas del parámetro unidimensional propio cuyo número de orden es I.
 CHIP(K) Espectro de fisión (χ_{pg} en la ecuación (1)).

BLOQUE IV

IV-1) Tantas tarjetas como sean necesarias:
 7(8.0, I2) $\Delta Y(1), IY(1), \Delta Y(2), IY(2), \dots, \Delta Y(NY), IY(NY)$
 IV-2) Tantas tarjetas como sean necesarias:
 7(8.0, I2) $\Delta X(1), JX(1), \Delta X(2), JX(2), \dots, \Delta X(NX), JX(NX)$
 IV-3) 16I5 (I1(I), I=1, LD2+1)
 IV-4) 16I5 (J1(J), J=1, LD3+1)
 Y(K), IY(K) Definen los pasos del reticulado espacial para las filas de puntos. Se da el paso $\Delta Y(1)$ desde la fila 1 hasta la IY(1), el $\Delta Y(2)$ desde la fila IY(1) hasta la IY(2) y así sucesivamente. Debe ser IY(NY)=IMAX y las IY(K) se dan orden creciente.
 X(K), JX(K) Definen los pasos del reticulado espacial para las columnas de puntos de la misma manera como lo hacen $\Delta Y(K)$ e IY(K) para las filas. Será JX(NX)=JMAX.
 I1(I) Definen las filas de puntos que nos delimitan las filas de zonas. Se dan (LD2+1) valores siendo I(1) la fila de puntos que limita superiormente la primera fila de zonas e I1(LD2+1) la que limita inferiormente la última fila de zonas. Ver ejemplos en las figuras 6 a 9.
 J1(I) Definen las columnas de puntos que nos delimitan las columnas de zonas. Se dan (LD3+1) valores siendo I(1) la columna de puntos que limita a la izquierda la primera columna de zonas y J1(LD3+1) la que limita a la derecha la última columna de zonas.

BLOQUE V

V-1) Para cada zona de reflector, si hay alguna:
 GE12.0 (DR(I), I=1, NGRP), ((SIGRR(I,J), J=1, NGRP), I=1, NGRP),
 (SFNUR(I), I=1, NGRP), (BSGR(I), I=1, NGRP)
 V-2) Sólo si NBUC=1: GE12.0 (BSG(I), I=1, NGRP)
 V-3) Sólo si ITABLE=1, se da este grupo de tarjetas NRT veces, una vez para cada tabla.
 V-3a) 7I5 IND2, NPARTA, NPARTB, NGRTAB, NPRTAB, LXEN, ICTAB
 V-3b) E12.0 XETAB
 V-3c) Sólo si NPARTA > 0
 GE12.0 (VALCEN(I), I=1, NPARTA)

- V-3d) Sólo si $NPARTB > 0$
 GE12.0 (STAND(J), J=1, NPARTB)
- V-3e) Sólo si $NPARTA > 0$
 16I5 (IND3(I), I=1, NPARTA)
- V-3f) GE12.0 (BUCTAB(I), I=1, NGRTAB)
- V-3g) GE12.0 (TABLE(I,J), J#1, NCOL), IND2 veces, una vez para cada fila de la tabla. NCOL=número de columnas de la tabla.
- DR(I) Constante de difusión para el grupo I en el reflector.
- SIGRP(I,J) Si $I=J$ es la sección eficaz macroscópica de absorción en el reflector para el grupo I. Si $I \neq J$ es la sección eficaz de transferencia del grupo I al J.
- SFNUR(I) Sección eficaz macroscópica de fisión multiplicada por $\int$ para el grupo I en el reflector (Da cuenta de los fotoneutrones).
- BSGR(I) Laplaciana para el reflector para cada grupo I. Se da sólo si NBUC=2. Si no, poner ceros.
- BSG(I) Laplaciana para todo el reactor si NBUC=1
- IND2 Número de filas de la tabla (Valores del quemado para el que se tabulan las constantes)
- NPARTA Número de bloques adicionales para la tabla que dan cuenta de la dependencia de las secciones eficaces de parámetros adicionales acoplados. No se cuenta entre estos bloques el que da la dependencia de las secciones eficaces respecto de la concentración del Xenón. Debe ser $NPARTA \leq 30$
- NPARTB Número de constantes dependientes del material (o sea de la tabla) que se dan en esta tabla.
 Debe ser $NPARTB \leq 50$
- NGRTAB Número de grupos para el que se da la tabla. Si esta tabla se utiliza debe ser $NGRTAB = NGRP$.
- NPRTAB Número de precursores para los que se dan los β_m en la tabla. Si $NPRTAB = 0$ se suponen todos los $\beta_m = 0$. Si $NPRTAB > 0$ y la tabla se utiliza debe ser $NPRTAB = NPREC$.
- LXEN Número de columnas del bloque que dan cuenta de la dependencia de las secciones eficaces respecto al Xenón. Si $XETAB = 0.0$ no tiene significado. Si se da cero, toma el valor $LXEN = NGRP * (NGRP + 6)$
- ICTAB Parámetro de control que sirve para decidir qué tipo de aproximación se utiliza o de que manera se calculan las secciones eficaces en función de los valores interpolados en la tabla. Si se utiliza $ICTAB = 0$ se utilizan las "opciones normales", es decir, dependencia lineal. Cualquier otro valor de ICTAB corresponde a opciones que deberán ser programadas por el usuario en la subrutina TABLA
- XETAB Valor de la concentración del Xenón para el que se dan las secciones eficaces en el primer bloque de la tabla. Si $XETAB = 0.0$, no se tiene en cuenta la dependencia de éstas de la concentración del Xenón y el bloque correspondiente no está presente.
- VALCEN(I) Valor del parámetro adicional de tabla I para el que se dan los

- valores de las secciones eficaces en el primer bloque de la tabla.
- STAND(I) Otros parámetros físicos dependientes de cada material a utilizar en los modelos físicomatemáticos acoplados.
- IND3(I) Número de columnas del bloque que da la dependencia de las secciones eficaces del parámetro adicional de tabla I. Si se da cero, el programa adopta el valor $NGRP*(NGRP+3)$.
- BUCTAB(I) Laplaciana del grupo I para el material cuya tabla es la presente. Se utiliza sólo cuando IBUC=2.
- TABLE(I,J) Tabla que está compuesta de IND2 filas y un cierto número de I_{columnas} bloques según el caso, cada uno compuesto también por ese mismo número de J_{filas} filas, uno a continuación del otro. Los bloques son los siguientes.
- 1) primera columna. Siempre presente.
BU(J)= quemado o irradiación.
 - 2) $NGRP*(NGRP+3)$ columnas. Siempre presente. Secciones eficaces en el "orden normalizado" del código:
 $(D(K), K=1, NGRP), ((Sigr(K,L), L=1, NGRP), K=1, NGRP), (SFNU(K), K=1, NGRP), (SIG(K), K=1, NGRP)$
 siendo $D(K)$, $SFNU(K)$ y $SIG(K)$ la constante de difusión, $\sqrt{G_f}$ y σ_f (macroscópicos) para el grupo K, $Sigr(K,L)$ igual a la sección eficaz macroscópica de absorción para el grupo K si $K=L$ y la de transferencia del grupo K al L si $K \neq L$.
 - 3) LXEN columnas. Presente sólo si $XETAB > 0.0$. ver sección 5.e.
 - 4) NPARTA bloques, cada uno de IND3(I) columnas. Presentes sólo si $NPARTA > 0$. Ver sección 5.e.
 - 5) $(NPRTAB+1)$ columnas. Presente sólo si $NPRTAB > 0$. ($(\beta_m, m=1, NPREC)$)
 - 6). Ver sección 5.e.

BLOQUE VI

- VI-1) I5 NPASOS
- VI-2) GE12.0 (PUNTO(I), I=1, NPASOS)
- VI-3) GE12.0 (DDT(I), I=1, NPASOS)
- VI-4a) Si ICIN=0
GE12.0 (POTENC(I), I=1, NPASOS)
- VI-4b) Si ICIN > 0
E12.0 POTENC(1)
- VI-5) Sólo si IXEN > 0
- VI-5a) Si IXEN > 1
E12.0 XEO(1)
- VI-5b) Si IXEN=1
GE12.0 (XEO(I), I=1, NPASOS)

NPASOS Número de instantes para los que se dan valores del paso de cálculo y otros parámetros descriptos más abajo. Debe ser $NPASOS \leq 50$

PUNTO(I) Sucesión ascendente en la escala de los tiempos partiendo de PUNTO(1) = 0.0

DDT(I) Paso de cálculo $\Delta t_p = t_{p+1} - t_p$ v' alido para $PUNTO(I) \leq t_p < PUNTO(I+1)$.

POTENC(I) Valores de la potencia térmica total para los instantes $t = \text{PUNTO}(I)$
 Si $\text{PUNTO}(I) \leq t_p \leq \text{PUNTO}(I+1)$ se interpola linealmente y si $t_p > \text{PUNTO}(\text{NPASOS})$ se adopta el valor POTENC(NPASOS). Si ICIN > 0 (cálculo cinético) se da sólo el valor para la puesta a crítico inicial.

XEO(I) Valores de la concentración del Xenón constante en todo el núcleo para los instantes $\text{PUNTO}(I)$, interpolándose linealmente para valores intermedios y tomando XEO(NPASOS) para $t > \text{PUNTO}(\text{NPASOS})$. Si se calcula distribución espacial (evolución en el tiempo o en equilibrio) se da un solo valor que sirve para comenzar a iterar.

BLOQUE VII Presente sólo si $(\text{NPA2} + \text{NPA1} + \text{NPA0}) > 0$

VII-1) Se da para cada uno de los NPA2 parámetros adicionales propios bidimensionales, si el correspondiente NPAR2(I) es mayor que 1 y menor que 10 (con $I=1, \dots, \text{NPA2}$)

VII-1a) Si $\text{NPAR2}(I)=2$ ó $\text{NPAR2}(I)=4$
 E12.0 PAR002(1,I)

VII-1b) Si $\text{NPAR2}(I)=3$
 GE12.0 (PAR2(K,I), K=1, LD1)

VII-1c) Si $\text{NPAR2}(I)=5$
 GE12.0 (PAR002(J,I), J=1, NPASOS)

~~VII-2) Se da para cada uno de los NPA1 parámetros adicionales propios unidimensionales si el correspondiente NPAR1(I) es mayor que 1 y menor que 10.~~

VII-2a) Si $\text{NPAR1}(I)=2$ ó $\text{NPAR1}(I)=4$
 E12.0 PAR001(1,I)

VII-2b) Si $\text{NPAR1}(I)=3$
 GE12.0 (PAR1(K,I), K=1, LDD)
 con LDD = $\begin{cases} \text{LD2} & \text{si } \text{NDIM1}(I)=1 \\ \text{LD3} & \text{si } \text{NDIM1}(I)=0 \end{cases}$

VII-2c) Si $\text{NPAR1}(I)=5$
 GE12.0 (PAR001(J,I), J=1, NPASOS)

VII-3) Se da para cada uno de los NPA0 parámetros cerodimensionales propios si el correspondiente NPAR0(I) es mayor que 1 y menor que 10

VII-3a) Si $\text{NPAR0}(I)=2$ ó $\text{NPAR0}(I)=4$
 E12.0 PAR000(1,I)

VII-3b) Si $\text{NPAR0}(I)=5$
 GE12.0 (PAR000(K,I), K=1, NPASOS)

VII-3c) Si $\text{NPAR0}(I)=3$
 E12.0 PAR0(I)

PAR002 (K,I), PAR000(K,I)

Valores que toman los parámetros bi-, uni- y cerodimensionales propios para $t = \text{PUNTO}(I)$ interpolándose linealmente para puntos intermedios y tomando el valor para $I = \text{NPASOS}$ si $t > \text{PUNTO}(\text{NPASOS})$ Según el valor de NPAR2(I), NPAR1(I) ó NPAR0(I) se leen NPASOS valores o sólo uno,

que puede servir como valor inicial para iterar en los modelos
fisicomatemáticos acoplados al calcular un estado estacionario.
PAR2(K,I), PAR1(K,I), PAR0(I)
Distribución espacial de los parámetros adicionales propios bi-,
uni- y cerodimensionales respectivamente.

BLOQUE VIII

- VIII-1) Sólo si DTMX=-1.0 (Ver BLOQUE III)
GE12.0 (PASDIR(I), I=1, NPASOS)
- VIII-2) Sólo si DTIMPo=-1.0 (Ver BLOQUE III)
GE12.0 (DTIMP(I), I=1, NPASOS)
- VIII-3) Sólo si IROC > 0 (Ver BLOQUE I)
GE12.0 (RHO(I), I=1, NPASOS)
- VIII-4) Sólo si ICINC > 0
16I5 (ICINO(I), I=1, NPASOS)

PASDIR(I) Paso fino de cálculo (Δt_p) para ICIN=2 ó ICIN=3 para PUNTO(I) $\leq t_p <$ PUNTO(I+1), adoptando PASDIR(NPASOS) para $t >$ PUNTO(NPASOS)
DTIMP(I) Paso de impresión para cada valor de t_p tal que PUNTO(I) $\leq t <$ PUNTO(I+1), adoptando DTIMP(NPASOS) para $t_p >$ PUNTO(NPASOS).
RHO(I) Reactividad dada externamente para el método puntual (ICIN=4) para cada valor de $t =$ PUNTO(I), interpolándose linealmente para valores intermedios y adoptando RHO(NPASOS) para $t >$ PUNTO(NPASOS)
ICINO(I) Valor de ICIN (método de cálculo cinético espacial) para cada valor de PUNTO(I). Si se da cero se deja el valor anterior. Debe darse a la entrada (BLOQUE I) ICIN ≥ 2 si se utiliza esta opción.

BLOQUE IX Presente sólo si IPERT $\neq 0$. Se da una vez para cada perturbación y se pone al final una tarjeta en blanco. Se lee para cada perturbación:

- IX-1) 9I5 IPAPER, IPPER, ITIPER, IORD, ICOND, (LCOND(K), K=1,4)
- IX-2) 2E12.0 PARCON, REPPER
- IX-2) Sólo si IPPER < 60 ó IPPER ≥ 100
- IX-2a) Sólo si ITIPER ≤ 3 ó ITIPER ≥ 10
GE12.0 (APER(I), I=1, IPAPER)
- IX-2b) Sólo si IPPER $\neq 42$
GE12.0 (PER(I), I=1, IPAPER)
- IX-2c) Sólo si IPPER $\neq 51$ e ITIPER ≤ 3
16I5 ((NPER(K,I), K=1,4), I=1, IPAPER)
- IX-3) Sólo si ITIPER ≥ 4
4I5 (NPER(K,1), K=1,4)
- IX-4) Sólo si (50 < IPPER < 100)
2I5 (NPER(K,1), K=1,2)

IPAPER Número de pasos para los que se tabula el valor de salida (perturbación) en función del de entrada (e).

IPPER Parámetro que se perturba.
=100 Se perturba el quemado

100<IPPER<] Se perturba la sección eficaz cuyo número de orden es, en el
 $\leq (NGRP+3)*$ "orden normalizado" (Ver BLOQUE V), el valor (IPPER-100).
 $*NGRP+100$]

IPPER>100+(NGRP+3)*] Se perturba la fuente neutrónica en el grupo IPPER-
 $*NGRP$ 100-(NGRP+3)*NGRP

11≤IPPER≤20 Se perturba el parámetro bidimensional (IPPER-10)
21≤IPPER≤30 Se perturba el parámetro unidimensional (IPPER-20)
31≤IPPER≤40 Se perturba el parámetro cerodimensional (IPPER-30)
IPPER=41 Se perturba la distribución de Xenón constante en el núcleo.
IPPER=42 Se perturba el tipo de material, dado por ITIPER.
IPPER=43 Se perturba la reactividad cuando es ICIN=4 e IROC>0.
IPPER=44 Se perturba la distribución espacial del Xenón.
IPPER=51 La variable de salida es la de entrada de otras perturbaciones
(dadas por NPER(1,1) y NPER(2,1))
61≤IPPER≤70 La variable de salida es el parámetro cerodimensional (IPPER-60),
que es el valor de entrada de otras perturbaciones dadas por
NPER(1,1) y NPER(2,1)

ITIPER Forma en que se perturba

a) 0≤ITIPER≤3 Se perturba cada región (rectángulo de zonas) definidas por
los NPER(K,I) para cada paso con el valor de salida en la forma
(si es ITIP=ITIPER):

ITIP=0	$p_j = p_j + \alpha_r$	
ITIP=1	$p_j = p_j (1 + \alpha_r)$	p= parámetro perturbado
ITIP=2	$p_j = j$	j=región.
ITIP=3	$p_j = p_j + \alpha/V_r$	V=Volumen de la región.

b) 4≤ITIPER≤7 Se perturban cada una de las zonas de una región rectangular
definida por los (NPER(K,1), K=1,4) sucesivamente con los valores
PER(1)=4,5,6 y 7 corresponden sucesivamente a la forma de per-
turbar dadas más arriba para los valores 0, 1, 2 y 3 siendo
ITIP=ITIPER-4

c) ITIPER≥10 El valor de α se obtiene de una función externa cuyo número de
orden es ITIPER/10 (ver función FUNPER,7.f) y perturba de acuer-
do al valor de ITIP=MOD(ITIPER,10).

d) Si IPPER=42, ITIPER es el número de tabla que se adjudica a la o las regio-
nes perturbadas.

IORD=0 Se perturba sólo con el valor de salida obtenido con el valor
de entrada y se introduce una sola perturbación o dos parciales
(Ver 5-g)

IORD=1 Se introducen todas las perturbaciones hasta el valor de salida
calculado (Ver 5-g, secuencial)

ICOND≠0 Indica una condición de disparo si algún parámetro se hace menor
(ICOND>0) o mayor (ICOND<0) que PARCON; REPPER toma en ese momen-
to el valor de t_p , (Ver 5-g). Si IC=ABS(ICOND):

IC=1	Potencia térmica total.
IC=2	Flujo térmico.
IC=3	Potencia específica.

IC=4 K_e
 $11 \leq IC \leq 20$ Parámetro bidimensional propio (IC-10).
 $21 \leq IC \leq 30$ Parámetro unidimensional propio (IC-20).
 $31 \leq IC \leq 40$ Parámetro cerodimensional propio (IC-30).
LCOND(K) Indican las filas de zonas superior e inferior y las columnas derecha e izquierda de donde se toma la condición de disparo (Ver 5-g). Si el parámetro es unidimensional sólo tienen sentido los dos primeros y los otros dos se dan iguales a 1. Si es cerodimensional se dan los cuatro iguales a 1.
PARCON Valor que fija la condición de disparo.
REFPER=0 La perturbación es de acceso directo y su valor de entrada es (t_p -REFPER). Se introduce siempre.
REFPER=-1.0 Está inhibida. Si es de acceso directo puede ser introducida por un disparo. Si no, puede ser introducida por otra perturbación de acción indirecta (Ver 5-g).
Si RUN=2, los valores dados aquí para REFPER se reemplazan por los leídos desde IBAN1.
APER(I) Valores de entrada (no negativos)
PER(I) Valores de salida.
NPER(K,I) Indica cada una de las regiones que se perturban si $IPPER \neq 51$ en las perturbaciones de acción directa. En las de acción indirecta $L1 = NPER(1,1)$ y $L2 = NPER(2,1)$ dan las perturbaciones (desde la $L1$ hasta la $L2$) que se introducen con el valor de salida resultante de ésta.

[BLOQUE X Sólo si ICRIT > 0
X-1) GE12.0 AAo, DAA, XKEFB, ERROR, AAMIN, AAMAX.
X-2) 515 ICRY1, ICRY2, ITCRM, ICRX, ICRXMX.

AAo Valor inicial del parámetro continuo para la búsqueda de criticidad para comenzar a iterar.
DAA Variación de la reactividad por unidad de variación del parámetro continuo en valor absoluto. (Debe ser decreciente, o sea negativo, pero se da como positivo).
XKEFB Valor de K_e buscado. Si $ICIN > 0$ debe ser XKEFB=1.0.
ERROR Precisión deseada para K_e en la búsqueda de criticidad.
AAMIN Valor mínimo admisible del parámetro continuo.
AAMAX Valor máximo admisible del parámetro continuo.
ICRY1,ICRY2 Intervienen en la búsqueda de criticidad las perturbaciones ICRY1 a ICRY2, que deben estar inhibidas (REFPER=-1.0) y ser de acceso directo.
ITCRM Máximo número de iteraciones en la búsqueda de criticidad. Debe ser mayor que ICRXMX.
ICRX Valor inicial del parámetro discreto para la búsqueda de criticidad. (Ver 5-f)

ICRXMX Valor máximo admisible del parámetro discreto para la búsqueda de criticidad. (Ver 5-f)

BLOQUE XI Presente sólo si IFUEN=2. Para cada grupo, NGRP veces
 XI-1) GE12.0 (FUENTE (I,J), I=1, LD1) siendo LD1=LD2 * LD3
 FUENTE(I,J) Valor de la fuente neutrónica en la zona I del núcleo para el grupo J.

BLOQUE XII Presente sólo si NCOF > 0
 XII-1) GE12.0 (COF(K), K=1, NCOF)
 XII-2) GE12.0 (COFEXP(K), K=1, NCOF)
 XII-3) E12.0 TANTER
 COF(K) a_K en la fórmula (133)
 COFEXP(K) b_K en la fórmula (133)
 TANTER > 0 Tiempo de funcionamiento previo del reactor en segundos (To en la (137) ó (140))
 =0 Tiempo de funcionamiento previo infinito

~~BLOQUE XIII~~ sólo si ICIN > 0
 XIII-1) GE12.0 ALAMDA(K), K=1, NPREC
 XIII-2) NPREC veces, una para cada precursor:
 GE12.5 (CHIS(K,J), J=1, NGRP)
 XIII-3) GE12.5 (VEL(J), J=1, NGRP)
 ALAMDA(K) Constantes λ_K de decaimiento de los precursores. Deben darse en orden creciente. (1/seg.)
 CHIS(K,J) Espectro de los neutrones retardados.
 VEL(J) Velocidad media de los neutrones del grupo J (cm/seg)

BLOQUE XIV

Datos que se leen para los modelos físicomatemáticos acoplados. (Subrutina TEMPER, ver próximo capítulo). Damos la opción normal que corresponde al modelo descrito en la sección 4.d.

XIV-1) 2I5 NCAS, IPR
 XIV-2) 3E12.0 ALFA0, FRAC, ROREF
 XIV-3) GE12.0 TENTRO, PEND, POTO, TAUE, DTMAX, WREF
 XIV-4) Sólo si NCAS=1
 I5,7x, E12.0 NCAN, H
 XIV-5) GE12.0 (SECCEL(I), I=1, LDD)
 siendo LDD = $\begin{cases} LD3 & \text{si NCAS}=0 \\ NCAN & \text{si NCAS}=1 \end{cases}$
 XIV-6) Sólo si NCAS=1
 XIV-6a) GE12.0 (W(I), I=1, NCAN)
 XIV-6b) 16I5 (II1(I), I=1, NCAN)
 16I5 (II2(I), I=1, NCAN)
 16I5 (JJ1(I), I=1, NCAN)
 16I5 (JJ2(I), J=1, NCAN)

NCAS=0 Los caudales circulan de abajo hacia arriba a través de las columnas de zonas, correspondiendo cada una a un canal representativo.

=1 Los caudales circulan en la dirección de la dimensión no re-

presentada en el cálculo explícitamente y las zonas que definen los canales están dados por $II1(I)$ e $II2(I)$.

IPR Es normalmente igual a cero. Si no, imprime el resultado de cálculos intermedios de los modelos fisicomatemáticos acoplados.

ALFAO α en las (145)

FRAC β en las (145)

ROREF $(\rho_R C_R)$ en las (145)

TENTRO T_{EPO} en las (161)

PEND D en las (161)

POTO P_{RFO} en las (161)

TAUE > 0.0 Z_E en las (161)

=0.0 La temperatura de entrada del refrigerante se define al comienzo de cada cálculo de estado leyéndola a partir del correspondiente PAR002(I). (Ver BLOQUE VII)

=-1.0 La temperatura de entrada es dada directamente por la segunda de las (161), o sea, con $Z_E \rightarrow 0$.

DTMAX=0.0

VREF Valor del caudal total por canal ($\frac{K_R}{s}$) para el que se da el valor de C_{PO} (fórmulas(145)) en las tablas.

NCAN Número total de canales representativos definidos cada uno por un grupo de zonas (ver $II(K,I)$).

SECCEL(I) Sección de la celda neutrónica (Canal más moderador).

W(I) Caudales en $[Kg/seg]$ para cada canal representativo. Si NCAS=0 se leen en el BLOQUE VII definiendo los caudales como un parámetro unidimensional propio (Ver sección 6-b).

$II1(I), II2(I)$ Cada canal representativo corresponde a una región definida por un grupo de zonas que van desde la fila $II1(I)$ hasta la $II2(I)$, y desde la columna $JJ1(I)$ hasta la $JJ2(I)$.

$JJ1(I), JJ2(I)$ Estas regiones deben ser disjuntas y cubrir totalmente al núcleo. Ver más detalles en sección 6-b).

BLOQUE XV Presente sólo si NCAMB $\neq$ 0

Se dan los datos de entrada para utilizar los esquemas de recambio del código ERUPT. Cualquier otro esquema puede ser programado por el usuario (Subrutina CAMBIO, ver próximo capítulo).

XV-1) I3 N

XV-2) 6I3 LDC ϕ , CIRC, TYPE, JC1, NQUEM

XV-3) Sólo si CIRC=2
24I3 (LOAD(I), I=1, LDC ϕ)

XV-4) 2E12.0 KEFF1, KEFF2

XV-5) 6E12.0 (DENS(I), I=1, NRT)

$N=0$ Cualquier otro valor corresponderá a otro esquema programado por el usuario.

LDCO Número de componentes del vector de carga. Debe ser ≤ 100

TYPE Número de tabla de los elementos combustibles frescos a cargar si CIRC=3

JC1 Posición del vector de carga donde comienza la primera opera-

ción de recambio a realizar. Si se hace $JC1=0$, el código adopta $JC1=1$. Si $RUN=2$ (Ver BLOQUE I) no tiene significado.

CIRC=1 El programa calcula hasta que sea $Ke < XKEFF1$ evolucionando en quemado. Luego detiene la ejecución.

CIRC=2 Esquema de recambio radial
 si $Ke > KEFF2$: sigue evolucionando.
 si $KEFF1 \leq Ke < KEFF2$: recambia combustible según lo indique el vector de carga.
 $Ke \leq KEFF1$: reduce el último paso Δt , interpolando de manera que Ke caiga en el medio del intervalo $[KEFF1; KEFF2]$

CIRC=3 Se descarga, de acuerdo al mismo criterio utilizado para CIRC=2 el anillo o columna más quemados.

NQUEM=0 Las tablas se dan para el quemado ($Mw.d/Ton$)
 =1 Las tablas se dan para la irradiación ($[\phi.t] = [1 \text{ día/cm}^2 \text{ seg}]$)

LOAD(I) Vector de carga. Está formado por una sucesión de subvectores de cualquier número de componentes de la forma:
 $K1, K2, \dots, KN, -N, M$: significa que se descarga el anillo o columna $K1$, se reemplaza por la $K2$, y así sucesivamente hasta llegar a la KN , en donde se cargan elementos frescos del tipo N (número de tabla). Si $M=0$ se continúa con la operación siguiente y si $M=1$ se detiene la operación. Cuando se cumpla la próxima condición de recambio se ejecuta la operación siguiente y si es la última del vector, se continúa nuevamente desde el principio.

KEFF1, KEFF2 Valores que definen el criterio de recambio según donde caiga Ke ($KEFF1 < KEFF2$).

DENS(I) Densidad del combustible para cada tipo de material (tabla) en $[Mw/cm^3]$

BLOQUE XVI Sólo si $RUN=1$

XVI-1) 2E12.0, I6, 3I5 T, FACTOR, IEST, IFLUX, IXENON, ITEMPE.

XVI-2) Tantas tarjetas como sea necesario:

~~2I3, I6, 5E12.0~~ NM, NG, IND(I), TAU(I), SPP(I), FI(I), CONCXE(I),
 CONCI(I).

T= instante para el que se da el estado inicial del reactor.

FACTOR= potencia térmica total. Si IFLUX=0, hacer=0.0

IEST=I Estado inicial (con $T=0.0$)

=0 Continuación de otra corrida (con $T > 0.0$ y $RUN=1$)

IFLUX=0 No existe distribución de flujo y potencia.

=1 Existe distribución de Xenón en equilibrio.

=2 Existe distribución de Xenón en evolución.

ITEMPE=0

NM, NG Los datos se dan para las LD1 zonas, en cada tarjeta desde la NM hasta la NG. Si $NG=LD1$ es la última tarjeta.

INDEX(I) Número de tabla para las zonas dadas.

TAU(I) Quemado

SPP(I) Potencia específica.

FI(I) Flujo térmico

CONCX(I) Concentración del Xenón.
CONCI(I) Concentración del Iodo.

6-b) Modelo termohidráulico para la opción normal

Para utilizar el modelo termohidráulico dado en el código como opción normal, cuyos fundamentos físicos están descriptos en la sección 4-d debe darse el BLOQUE XIV de entrada de datos. Además deben definirse los siguientes parámetros adicionales propios en el orden que damos a continuación según la circulación del refrigerante sea de abajo hacia arriba o en la dirección no representada en el cálculo:

a) NCAS=0 Se hace NPA2=2, NPA1=3, NPA0=2

Parámetros bidimensionales (NOMBR2(I), ver BLOQUE II)

1.- TEMPERATURA DEL REFRIGERANTE

2.- TEMPERATURA DEL COMBUSTIBLE

Parámetros unidimensionales (NOMBR1(I), ver BLOQUE II)

1.- CAUDALES

2.- POTENCIA TOTAL EN LOS CANALES

3.- TEMPERATURA DE SALIDA EN CADA CANAL

Parámetros cerodimensionales (NOMBRO(I), ver BLOQUE II)

1.- TEMP. DE ENTRADA DEL REFRIGERANTE

2.- POTENCIA EN EL REFRIGERANTE

Se adoptan los siguientes valores para NPAR2(I), NPAR1(I), y NPAR0(I) (Ver BLOQUE II) :

NPAR2(1)=NPAR2(2)=2

NPAR1(1)=2 NPAR1(2)=NPAR1(3)=1

NPAR0(1)=2,3 ó 5 NPAR0(2)=1

NDIM1(1)=NDIM1(2)=NDIM1(3)=0

El valor de NPAR0(1) se hace 2 si TAUE (BLOQUE XIV) sea mayor que cero o igual a -1.0. Si es igual a 0.0 se adoptan los valores 2 ó 3 (Ver BLOQUE II).

b) NCAS=1 Se hace NPA2=4 NPA1=0 NPA0=2

Parámetros bidimensionales

1.- TEMPERATURA DEL REFRIGERANTE

2.- TEMPERATURA DEL COMBUSTIBLE

3.- TEMPERATURA DE SALIDA EN CADA CANAL

4.- POTENCIA TOTAL EN LOS CANALES

Parámetros cerodimensionales

1.- TEMP. DE ENTRADA DEL REFRIGERANTE

2.- POTENCIA EN EL REFRIGERANTE

NPAR2(1)=NPAR2(2)=2

NPAR2(3)=NPAR2(4)=1

NPAR0(1)=2,3 ó 5 (ver comentario para NCAS=0)

NPAR0(2)=1

En ambos casos, en las tablas que corresponden a materiales fisiónables deben incluirse dos bloques adicionales que den cuenta de la dependencia de

las secciones eficaces respecto a las temperaturas del refrigerante y combustible respectivamente. Se hace de esta manera NTAB2(1)=1 y NTAB2(2)=2 y los demás valores de NTAB2(I), NTAB1(I) y NTABO(I) son nulos (ver BLOQUE II).

Se agregan además en las tablas seis constantes más que dependen del material (Ver BLOQUE V) haciendo en este caso NPARTB=6. Las seis constantes son:

STAND(1)=CP= C_p en la fórmula (145)
 STAND(2)=NB= N_B en la fórmula (145)
 STAND(3)=RB= R_B en la fórmula (145)
 STAND(4)=COND= C_{p0} en la fórmula (145)
 STAND(5)=RC= R_c en la fórmula (143)
 STAND(6)=ROCOMB= $(\rho_c C_c)$ en la fórmula (145)

6-c) Utilización de la memoria

El programa segmentado tal como se lo describe en la sección 6.d ocupa una memoria en palabras de aproximadamente (ITOTAL+IPROG), siendo IPROG la memoria ocupada por la subrutinas y los vectores y matrices de dimensión fija e ITOTAL la memoria ocupada por los vectores y matrices de dimensión variable que puede ser alterada por el usuario de acuerdo con las dimensiones del caso a calcular. A tal efecto, se cambian en el programa principal, en las tarjetas:

```
DIMENSION Z(30000)
ITOTAL=30000
```

el número 30000 por cualquier otro a determinar según la siguiente fórmula

ITOTAL= MAXO(S1,S2)+So
 So=NREG*(NGRP*(NGRP+K_B+I_F+I_A+4) + NPREC+I₂+8)+NGRP*(10+NPREC) + 3*NPREC+N_T
 +N_V+2*I_T
 S1=(I_X+NPA2)*NREG+NPA1*I_D+2*ID+S_T+S_C
 S2=M*NGRP*(5+NGRP+2*I₁+I_A) + I₃*I₂*N_{MM}+I₁*JMAX*(NGRP+1)
 NREG= número total de zonas. NGRP=número de grupos
 NPREC= número de precursores

NPA2, NPA1, NPA0, JMAX, IMAX, LD2, LD3, IADJ, NBUC, IFUEN, NVECT,
 NTABL = ver BLOQUE I

Para las opciones normales, si ITEMP > 0:

S_T = 7*LD2*LD2+5*LD2+LD3+2 Si NCAS=0 } Ver BLOQUE XIV
 S_T = 7*LD2*LD2+%*LD2+6*NCAN + 2 Si NCAS=1 } sección 6-b, 7-g y 7-h
 Si ITEMP=0, S_T=0 y si NCAMB=0, S_C=0.

I _A = (ICIN+1)/3	N _{MM} = NPREC*(NREG+2)+2
I ₂ = (ICIN+3)/4	N _V = { NVECT si NVECT > 0
I _A = (4-ICIN)/3	{ NGRP*(NGRP+6) si NVECT=0
N _T = 100*NTABL	I _T = MAXO(IMAX, JMAX)
M = IMAX*JMAX	I _D = MAXO(LD2, LD3)
I _A = (IADJ+2)/3	K _B = NBUC/2
I _F = (IFUEN+1)/2	I _X = (IXEN+2)/3

El valor de IPROG (memoria para el programa segmentado según se da en 6-d más las matrices y vectores de dimensión fija) es aproximadamente de 45.000 palabras (180 Kbytes) en la IBM/370.

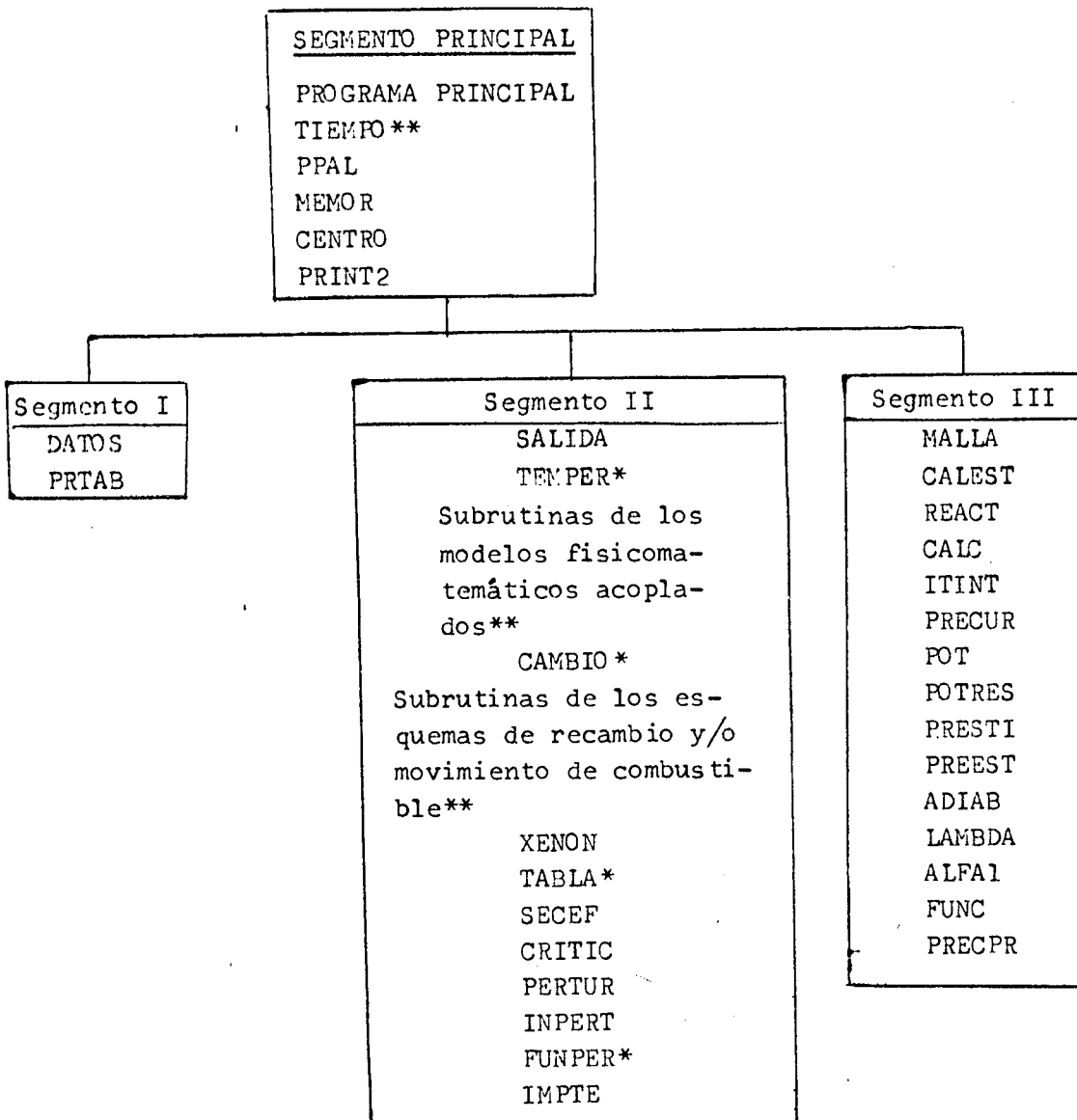
6-d) Segmentación del programa

La segmentación puede observarse en el diagrama 10. Se da un segmento principal que permanece siempre en la memoria y otros tres que comparten el mismo lugar. El primero se utiliza para leer los datos de entrada, el segundo realiza los cálculos con los modelos fisicomatemáticos acoplados, recambio y movimiento de combustible, perturbaciones, búsqueda de criticidad y cálculo de las secciones eficaces a partir de las tablas. El tercer segmento hace los cálculos cinéticos espaciales o estáticos del flujo y K_e y halla las concentraciones de precursores.

Las subrutinas TEMPER y CAMBIO son las que gobiernan las que realizan los cálculos de los modelos fisicomatemáticos acoplados y el movimiento de combustible respectivamente, que son provistas en general por el usuario. En la "opción normal" estas dos subrutinas gobiernan las siguientes

TEMPER : TEMPE, LEERC, POLI, JORDAN

CAMBIO : ERUPT



* Pueden ser alteradas por el usuario

** Son provistas por el usuario

Segmentación del código CI NET

DIAGRAMA 10



6-e) Perisféricos

El código utiliza los siguientes archivos auxiliares o permanentes para su procesamiento:

Nombre	Número	Contenido	Uso	Se usa si
NADJ	11	Potencias específicas residuales	A	$NCOF > 0$
NPR	12	Concentraciones de precursores por puntos	A	$ICIN \geq 2$
NNP	13	$(\sqrt{G_{ig}}, \beta_m)$ por puntos	A	$ICIN \geq 2$
—	14	Memoria auxiliar	A	$ICIN \geq 2$
IAUX	15	Memoria auxiliar	A	siempre
ICONC	16	Concentraciones de precursores por zonas	A	$ICIN \geq 1$
IST1	9	Auxiliar	A	siempre
IST2	10	Auxiliar	A	siempre
IBAN1	*	Estado inicial	P	$RUN = 2$
IBAN2	*	Estado final	P	$IBAN2 > 0$
NTABLE	*	Tablas	P	$ITABLE > 0$

* Se lee como dato de entrada en el BLOQUE I

A Auxiliar. Se destruye luego de cada ejecución

P Permanente. Debe guardarse.

El volumen de cada archivo es variable, pero para simplificar se recomienda definir cualquiera de ellos con una longitud de $2 \cdot ITOTAL$ palabras por lo menos. Son todos archivos relativamente pequeños.

Los archivos auxiliares deben estar en discos. Los permanentes pueden estar en discos o cintas.

6-f) Salida impresa del código

El código imprime, cada vez que ha transcurrido un lapso mayor o igual que el paso de impresión (ver BLOQUE III, $DTIMPO$ y BLOQUE VIII, $DTIMP(I)$), además de la salida pedida en el BLOQUE III en cuanto a la distribución por zonas y/o puntos de los parámetros nucleares y adicionales, los siguientes parámetros globales.

- El valor de entrada y/o salida de las perturbaciones, cada vez que son introducidas, sean o no para la búsqueda de criticidad.

- Número de iteraciones espaciales en el cálculo del flujo y K_e . Si se calcula el flujo en su evolución temporal el número de iteraciones espaciales es (N_{IE}):

$$N_{IE} = (N_I + N_E) / (NGRP + 1)$$

N_I = Número total de iteraciones internas

N_E = Número de iteraciones externas

$NGRP$ = Número de grupos

- Tiempo en CPU de duración de cada cálculo espacial del flujo si $NTMAX \neq 0$ (Ver BLOQUE I)

- K efectivo (K_e)
- Factor de forma de la potencia específica instantánea en las zonas de combustible del núcleo (Ver ICOMB en el BLOQUE I).
- Potencia térmica total [Mw] (Instantánea más residual)
- Potencia instantánea total [Mw] (si NCOF>0, ver BLOQUE I)
- Potencia residual total [Mw] (si NCOF>0, ver BLOQUE I)
- Reactividad en [pcm] $\left(\frac{K_e - 1}{K_e} \cdot 10^5 \right)$
- Flujos medios en las zonas de combustible y en todo el reactor para cada grupo.
- Factor de forma del flujo para cada grupo en las zonas de combustible
- ~~tiempo de vida media~~ de los neutrones (1 en la fórmula 24)
- β efectivo (de las fórmulas (22) y (23)) total y para cada grupo de neutrones retardados.
- Concentración neutrónica media. (fórmula (19), normalizando con $\int_{V_{g=1}}^{\Sigma} \phi_{0g}^* dr = 1$).
- Reactividad en dólares (ρ/β_e).
- Valores medios, mínimos y máximos de los parámetros adicionales propios en las zonas de combustible del núcleo.
- Pasos finos de cálculo adoptados o calculados.
- Si se realiza un cálculo utilizando la cinética puntual (ICIN=3 e IFUNT=1 ó ICIN=1) se dan los α_k (fórmula (32) y (65)) y los valores de $(a_k e^{\alpha_k \Delta t_p} / a_1 \cdot e^{\alpha_1 \Delta t_p})$ de las fórmulas (32) ó (62), es decir, la relación entre cada componente y el primero de ellos.

El usuario puede además programar dentro de los modelos físicomatemáticos acoplados la impresión de otros parámetros globales que sean de su interés.

Si se pide información sobre las iteraciones para el cálculo espacial del flujo (DATA(5)>0.0, BLOQUE III), en el caso de la resolución de las ecuaciones estáticas se da para cada iteración la convergencia del flujo y de K_e (primeros miembros de las (102)) y el valor de "nu crítico", que es la inversa de K_e . Si se calcula con evolución en el tiempo y se resuelven las (103) se da el valor cuadrático medio (norma euclídea) del resto para el grupo térmico [R_k en la (113)], la máxima variación del flujo térmico] entre dos iteraciones (DELMAX, primer miembro de la (119)), la razón de convergencia para las iteraciones externas (ALFA, $\lambda_e^{(n)}$ en la (115)) y el número de iteraciones internas para cada grupo de energía.

El resto de las salidas impresas están dadas en el BLOQUE III no requieren ninguna otra explicación adicional, para su comprensión.

7.- ORGANIZACION INTERNA
DEL CODIGO. GUIA PARA
EL PROGRAMADOR

7.a) Breve descripción de cada subrutina

- Programa principal

Fija la dimensión de la memoria para las matrices y reactores de dimensión ajustable (Ver 6.c) y llama la subrutina PPAL.

- TIEMPO (Si NTEMP $\neq$ 0)

Da el tiempo en minutos transcurrido desde la iniciación del cálculo Ver sección 7.-c).

- PPAL

Lee los bloques de datos I, II y III (Excepto III-g). Llama la subrutina MEMOR para la administración de la memoria y luego llama a CENTRO.

- MEMOR

Ubica en la memoria los vectores y matrices de dimensión variable.

- CENTRO

Es la subrutina principal del código. Llama primero a DATOS, TEMPER (Ver sección 7.-g) y CAMBIO (Ver sección 7.-h) para la lectura de todos los datos de entrada. La descripción de lo realizado por esta subrutina, una vez leídos los datos, está en los diagramas I a 9 (capítulo V). Es la "unidad central" del código que administra la totalidad de los procesos descritos en el capítulo 5.

- PRINT2

Imprime los valores de los parámetros bidimensionales (nucleares o no) por zona.

- DATOS

Lee e imprime todos los datos de entrada desde el BLOQUE IV hasta el BLOQUE XIII (Incluyendo el III-g). Llama la subrutina PRTAB.

- PRTAB (Si DATA(7) > 0.0)

Imprime las tablas.

- SALIDA

Lee el estado del reactor de tarjetas (BLOQUE XVI) o de la unidad IBAN1. Graba cada estado calculado en la unidad IBAN2, si esto es requerido.

- TEMPER (Si ITEM > 0)

Lee los datos adicionales para los modelos fisicomatemáticos acoplados y distribuye en la memoria los vectores y matrices de dimensión variable que se utilizan exclusivamente en dichos modelos. Luego llama las subrutinas que acoplan por medio de ellos los parámetros acoplados a los neutrónicos (modelos termohidráulicos, etc.) (Ver sección 7f).

- CAMBIO (Si NCAMB > 0)

Lee los datos adicionales para el recambio y/o movimiento de combustible tanto en evolución a largo plazo como en transitorios cortos. Llama las subrutinas que ejecutan los recambios o mueven combustible de acuerdo a ciertos criterios (Ver sección 7h)

- XENON (si IXEN > 0)

Calcula las distribuciones de Xenón en estado de equilibrio o su evolución en el tiempo (Ver sección 4.b).

- TABLA

Calcula las secciones eficaces en función del quemado y de los parámetros adicionales propios a partir de las tablas (Ver sección 7.d)

- SECCEF

Interpola cuadráticamente en las tablas (Ver sección 7e).

- CRITIC (Si ICRT>0)

Busca criticidad. Fija para cada iteración en la búsqueda de criticidad el valor de los parámetros continuo y/o discreto (Ver sección 5-f)

- PERTUR (Si IPERT>0)

Introduce las perturbaciones (Ver sección 5-g). Llama a INPERT.

- INFERT (Si IPEET>0)

Altera los parámetros neutrónicos y/o adicionales de acuerdo a las perturbaciones introducidas.

- FUNPER (Si IPERT>0)

Función programada por el usuario para las perturbaciones (Ver sección 5-g).

- IMPTE (Si(NPA0+NPA1+NPA2)>0)

Imprime los valores medios, mínimo y máximo de los parámetros adicionales propios y su distribución espacial por zonas llamando a PRINT2.

- MALLA

Calcula los parámetros de la malla espacial (coeficientes de las ecuaciones (89) y (90)).

- CALEST

Resuelve las ecuaciones estáticas (Ver sección 3-b).

~~REACT~~ (Si ICIN=2)

Calcula la reactividad, el β_e , los β_{em} , λ y n por las fórmulas (18) a (25). Calcula los pasos finos de cálculo si ICIN=2 ó ICIN=3 (fórmulas (58) a (61)). Si ICIN=3 ó ICIN=4 realiza los cálculos puntuales según los métodos descritos en l.c.

- CALC (Si ICIN=2 ó ICIN=3)

Resuelve las ecuaciones cinéticas espaciales para ICIN=2 ó ICIN=3. Ver sección 3-c.

- ITINT (Si ICIN=2 ó ICIN=3)

Realiza las iteraciones internas en la resolución de las ecuaciones cinéticas espaciales (Ver sección 3-c).

- PRECUR (Si ICIN=2 ó ICIN=3)

Calcula las concentraciones de precursores por puntos (fórmula (48)).

- POT

Calcula la distribución de potencia específica instantánea y residual por zona y normaliza el flujo en la puesta a crítico inicial (Si ICNI>0) o en cada paso (Si ICIN=0). Imprime los flujos medios, sus factores de forma y sus distribuciones espaciales. Imprime la distribución espacial de potencia específica y de flujos adjuntos (llamando a PRINT2).

También imprime las distribuciones de flujo y flujos adjuntos por puntos.

- POTRES (NCOF>0)

Calcula e imprime la distribución de potencia residual. Es llamada desde POT.

- PREST1 (ICIN=1)

Calcula la distribución de precursores por puntos para el estado estacionario en el método adiabático. Llamada desde POT.

- PREEST (ICIN≥2)

Calcula la distribución de precursores por puntos para el estado estacionario. Llamada desde POT.

- ADIAB (ICIN=1)

Realiza los cálculos para hallar el flujo y las concentraciones de precursores en el método adiabático. Llamada desde POT.

- LAMBDA (ICIN=1 ó ICIN=3).

Calcula λ , β_e , β_{em} por las fórmulas (17) a (25). Se la llama desde ADIAB ó desde REACT.

- ALFA1 (Si ICIN=1 ó ICIN=3)

Calcula los α_k de la fórmula (32) resolviendo la ecuación Inhour (fórmula (33)). Se llama desde ADIAB ó REACT.

- FUNC (Si ICIN=1 ó ICIN=3)

Calcula ρ con la fórmula inhour (fórmula (33)).

- PRECPR (Si ICIN=2)

Calcula la distribución de precursores por zonas a partir de su distribución por puntos.

7-b) Vectores y matrices de dimensión ajustable:

Se ubican sobre ITOTAL palabras en la memoria en tres segmentos, el primero de los cuales (segmento principal) permanece siempre en memoria y los otros dos se guardan en unidades de discos y se cargan en la memoria cuando son necesarios. El segmento 1 se carga cuando se ejecuta el segmento III del programa (ver diagrama 10) y se guarda en la unidad IST2=10. El segmento 2 se carga cuando se ejecutan los segmentos I y II del programa (diagrama 10) y se guarda en la unidad IST1=9.

Cuando se graba un estado del reactor en la unidad IBAN2, son grabados los tres segmentos y luego leídos y recargados en IST1 e IST2 en la próxima corrida con RUN=2. (Ver BLOQUE I).

A continuación damos los vectores y matrices que componen cada segmento con sus dimensiones y su significado y contenido.

Segmento principal

Símbolo	Dimensión	Presente si:	Contenido
FI	NREG*NGRP	_____	Flujos por zonas.
CHIP	NGRP	_____	Espectro de fisión
PADJ	NREG*NGRP	IADJ > 0	Flujos adjuntos por zonas
SFNU	NREG*NGRP	_____	σ_{fg} por zonas
D	NREG*NGRP	_____	Coefficiente de difusión (D_g)
INDEX	NREG	_____	Número de tabla.
TAU	NREG	_____	Quemado o irradiación
B	NREG*NGRP	NBUC=2	Laplaciana por zonas (β_g)
SIGR	NREG*NGRP*NGRP	_____	G_{ij} si $i \neq j$ ó G_{ii} si $i = j$ por zonas

CHIS	NGRP*NPREG	ICIN > 0	Espectro de los neutrones retardados (Σ_{mg})
SIG	NREG*NGRP	_____	ζ_{fg}
BSG	NGRP	NBUC=1	Laplacianas para todo el reactor.
FUENTE	NREG*NGRP	IFUEN > 0	Fuentes neutrónicas
I1	NREG	_____	Fila superior de cada zona
I2	NREG	_____	Fila inferior de cada zona
J1	NREG	_____	Columna izquierda de cada zona
J2	NREG	_____	Columna derecha de cada zona
SPP	NREG	_____	Potencias específicas tablas.
VOLUM	NREG	_____	Volúmenes de las zonas
BETOT	NREG	ICIN > 0	Fracción de retardados por zona
PR	NPREC	ICIN > 0	λ_m^* si ICIN=3 (Ver fórmula (54))
BE	NREG*NPREG	ICIN > 0	β_{em} por zonas
ALAMDA	NPREC	ICIN > 0	λ_m
BB	NPREC	ICIN > 0	β_{em} para todo el reactor
X	MAXO(IMAX,JMAX)	_____	X_j para cada columna de puntos
Y	MAXO(IMAX,JMAX)	_____	Y_i para cada fila de puntos
TABLE	NTABL*100	_____	Tablas
GRAUX	7*NGRP	_____	Auxiliar
VECTOR	NVECT	_____	Auxiliar (Ver BLOQUE I).
VEL	NGRP	ICIN > 0	Velocidades neutrónicas medias
CONCXE	NREG	IXEN ≥ 2	Concentraciones de Xenón
CONCI	NREG	IXEN ≥ 2	Concentraciones de Iodo
PAR2	NREG*NPA2	NPA2 > 0	Parámetros bidimensionales propios
PAR1	MAXO(LD2,LD3)*NPA1	NPA1 > 0	Parámetros unidimensionales propios
DD	MAXO(LD2, LD3)**2	_____	Δx y Δy para cada zona
ENTEMP*	NENT*	ITEMP > 0	Parámetros de los modelos acoplados
ENCAMB**	NENQ**	NCAMB > 0	Parámetros para recambios

* Ver sección 7.g y 6.c (donde NENT= S_T)

** Ver sección 7.h y 6.c (donde NENQ= S_c)

NENT y NENTQ son la memoria ocupada por los vectores y matrices de dimensión ajustable utilizadas exclusivamente en los modelos acoplados y el movimiento de combustible.

Segmento 1

Símbolo	Dimensión	Presente si	Contenido
A1	$M*NGRP$	_____	Constantes de malla
A3	$M*NGRP$	_____	
A5	$M*NGRP*NGRP$	_____	
CHIE	$M*NGRP$	_____	

A7	M*NGRP	—	Constantes de malla
PF	M*NGRP	—	Flujos por puntos
O	M*NGRP	ICIN≥2	Auxiliar
PIZQ	M*NGRP	ICIN≥2	Auxiliar
R	M*NGRP	ICIN≥2	Flujos adjuntos por puntos
AUX	NPREC*(NREG+2)+2	ICIN=1	Auxiliar
BET	NN*NGRP*NPREC**	ICIN≥2	$\sigma_{\beta_{em}}$ por puntos
PREC	NN*NPREC**	ICIN≥2	Precursores por puntos

* M=IMAX*JMAX

** NN=K*JMAX con $1 \leq K \leq \text{IMAX}$ ajustado de tal forma que BET y PREC particionados quepan en la memoria.

7.c) Subrutina TIEMPO

Tiene el encabezamiento

SUBROUTINE TIEMPO (T)

en donde T es el tiempo transcurrido desde un instante fijo en minutos. En el listado del programa (ver al final del capítulo) puede verse esta subrutina programada para la IBM/370. Es llamada desde las subrutinas PPAL, CENTRO y TEMPER.

7.d) Subrutina TABLA

La subrutina TABLA, cuyo listado puede verse al final de este capítulo, calcula las secciones eficaces en función del quemado y de las distribuciones de Xenón y los parámetros adicionales de tabla en cada zona. Para la opción normal se supone una dependencia lineal para todos esos parámetros (ver sección 5.e) pero el usuario podrá programar otras leyes de dependencia de las secciones eficaces respecto a esos parámetros. Las distintas leyes de dependencia pueden indicarse mediante la variable ICTAB(K) para la tabla K (Ver sección 5.e, BLOQUE V-3). Ilustraremos a continuación con algunos ejemplos la forma que debe actuar el usuario para incluir en la subrutina TABLA otras alternativas:

Ejemplo a) Si deseamos caracterizar con ICTAB(K)=1 una dependencia de las secciones eficaces respecto a la concentración del Xenón y del Boro que contiene términos mixtos cuadráticos para el grupo térmico de la forma

$$\sigma = \sigma_0 + a_1(N_{Xe} - N_{Xe0}) + b_1(N_B - N_{B0}) + a_{11}(N_{Xe} - N_{Xe0})^2 + a_{12}(N_B - N_{B0})(N_{Xe} - N_{Xe0}) + b_{11}(N_B - N_{B0})^2$$

σ = cualquier sección eficaz.

Supongamos que la concentración de Boro está dada por el parámetro cerodimensional propio número 5 y en la tabla le corresponde el número 3. Entonces se hace NTABO(5)=3 (Ver BLOQUE II). Los a_1 se dan en la tabla en el bloque que va desde la columna [(NGRP+3)*NGRP+1] hasta la [(NGRP+6)*NGRP+(NGRP+3)*NGRP] que corresponden a los términos lineales. Los b_1 se dan en el bloque que corresponde al parámetro adicional de tabla número 3. Los tres primeros términos están ya sumados en la opción normal del código en la subrutina TABLA y hay que agregar los tres últimos para los parámetros nucleares del grupo térmico. Para eso se agrega en el bloque de la tabla que da los a

12 columnas más con lo que será $LXEN = (NGRP + 6) * NGRP + 12$. (Ver BLOQUE V). En la instrucción 50 (Ver listado) Se ubican sobre el vector (VECTOR (II), $II=1, (NGRP + 3) * NGRP$) los valores de a para cada sección eficaz en el "orden normalizado" del código (Ver sección 5.e) y sobre los 12 componentes siguientes los valores de a_{11}, a_{12} y b_{11} para los parámetros neutrónicos térmicos. Los términos lineales en a , se suman para cada sección eficaz en las instrucciones 52 a 65 y luego de esta última el posicionador II está ubicado sobre la componente de VECTOR(II) que corresponde al primer coeficiente a del parámetro neutrónico $D(I, NGRP)$.

Luego de la instrucción 65 se intercalan:

```

IF(ICTAB(K).NE.1) GO TO 195
F11=(CONCXE(I) - XETAB(K))**2
F12=CONCXE(I) - XETAB(K))*(PARO(5) - VALCEN(3))
F22=(PARO(5) - VALCEN(3))**2
D(I,NGRP)=D(I,NGRP) + F11*VECTOR(II) + F12*VECTOR(II+1)
/1/ + F22 * VECTOR(II+2)
SIGR(I,NGRP,NGRP) = SIGR(I,NGRP,NGRP) + F11 * VECTOR(II+3)
/1/ + F21 * VECTOR(II+4) + F22*VECTOR(II+5)
SNFU(I,NGRP)=SNFU(I,NGRP) + F11 * VECTOR(II+6)
/1/ + F21 * VECTOR(II+7) + F22 * VECTOR(II+8)
SIG(I,NGRP) = SIG(I,NGRP) + F11 * VECTOR(II+9)
/1/ + F21 * VECTOR(II+10) + F22 * VECTOR(II+11)

```

Como se observa, VALCEN (3) (Ver 5.e, BLOQUE V) es el valor de la concentración de Boro para el que están dadas las secciones eficaces en el primer bloque de la tabla.

Ejemplo b) Supongamos que se desea dar para la dependencia de las secciones eficaces una ley de variación del tipo

$$\sigma = \sigma_0 + a_1 (\sqrt{T_c} - \sqrt{T_{c0}})$$

respecto a la temperatura del combustible. Si ésta está representada por el parámetro bidimensional número 2 y el bloque adicional de tabla número 2 da cuenta de su influencia sobre las secciones eficaces y la ley dada más arriba se indica haciendo $IC\ TAB(K) = 2$, intercalamos luego de la instrucción 92 la instrucción (Ver listado):

```

IF(ICTAB(K).EQ.2.AND.M.EQ.2)
/1/ F=F/(SQRT(PAR2(I,J1)) + SQRT(VALCEN(M,K)))

```

Ejemplo c) Si a la ley de variación dada en el ejemplo anterior le agregamos un término correctivo dependiente de la concentración de Boro (parámetro cerodimensional propio número 5, bloque adicional de tabla número 3) de la forma:

$$\sigma = \sigma_0 + a_1 (\sqrt{T_c} - \sqrt{T_{c0}}) + F_b (T_c, T_{c0}, B, B_0)$$

Siendo F_b una función definida externamente para cada sección eficaz. En este caso se agrega luego de la instrucción 92 la instrucción dada en el ejemplo anterior y después de la instrucción 107 se añade el bloque:

```

IF(ICTAB(K).NE.2.OR.M.NE.2) GO TO 38

```

```

JI = 1

```

```

DO 252 IJ=1,NGRP

```

```

      D(I,IJ)=D(I,IJ) + FB(PAR2(I,2), VALCEN(2,K))
|1|      PARO(5), VALCEN(3,K),JI)
252  JI=JI+1
      DØ 254 IJ=1, NGRP
      DØ 254 IK=1, NGRP
      Sigr (I,IJ,IK)=Sigr(I,IJ,IK) + FB(PAR2(I,2),
|1|      VALCEN(2,K), PARO(5), VALCEN(3,K), JI)
254  JI=JI+1
      DØ 256 IJ=1, NGRP
      SNFU(I,IJ)=SFNU(I,IJ) + FB(PAR2(I,2),
|1|      VALCEN(2,K), PARO(5), VALCEN(3,K),JI)
256  JI=JI+1
      DØ 256 IJ=1, NGRP
      SIG(I,IJ)=SIG(I,IJ) + FP(PAR2(I,2),
|1|      VALCEN (2,K), PARO(5), VALCEN(3,K), JI)
256  JI=JI+1

```

Se observa que los valores $Tco=VALCEN(2,K)$ y $Bo=VALCEN(3,K)$ son los valores centrales de tabla para la temperatura del combustible y la concentración del boro.

7.e) Subrutina SECEF

Se la llama mediante las instrucciones:

DIMENSION VECTOR(LO), C(3)

L=IENTR(K)

LL=IND1(K)/IND2(K)

J=IND2(K)

MM=0

CALL SECEF(TABLE(L),LL,J,VECTOR,TAU(I),

|1| Io, Ll, C, MM)

Siendo

IENTR(K) Lugar en el vector TABLE donde comienza la tabla K

IND1(K) Número total de elementos de la tabla K

IND2(K) Número total de filas de la tabla K

J Número total de columnas de la tabla K

VECTOR(LO) Vector donde se ubican los valores interpolados cuadráticamente de la tabla correspondientes a las columnas Ll hasta la (Ll+Lo-1) para la tabla K.

TAU(I) Valor del quemado de la zona I para el cual se interpolan en la tabla LO parámetros que se ubican en el vector VECTOR(LO).

LO, Ll Cantidad de columnas a partir de la Ll en la tabla K para las que se calculan interpolando en la tabla en función de TAU(I) los valores de los parámetros que les corresponden.

Si se desea interpolar en el bloque adicional M los IND3(M,K) valores y ubicarlos en VECTOR se hace

```

      Lo=IND3(M,K)
      Ll=l+NGRP*(NGRP+3) + LXEN +      IND3(LK,K)

```

Si se desea el valor N ésimo del bloque M de la tabla K se hace:

$$\begin{cases} L0=1 \\ L1=1+NGRP*(NGRP+3) + LXEN + \sum_{K=1}^{M-1} IND3(LK,K) + N \end{cases}$$

7-f) Función FUNPER

Su encabezamiento es

FUNCTION FUNPER (X,N,PER,APER)

PER, APER son parámetros de la función FUNPER que son leídos en el BLOQUE IX para la perturbación correspondiente. Pueden darse más parámetros aumentando la dimensión de PER y APER. En este caso se agrega la instrucción:

DIMENSION PER(1), APER(1)

y se hace IPAPER (BLOQUE IX) mayor que 1 para esa perturbación.

N Valor de IFUNC=ITIPER/10 (BLOQUE IX, sección 5-g)

X Valor del parámetro de entrada de la perturbación.

En el listado dado al final de este capítulo se ilustra sobre la forma de programar esta función externa. Allí, para $N=1$ está programada la función:

$$FUNPER = \begin{cases} 0.0 & x=0 \\ PER((0 \leq x-IFIX(x) < 0.5) \text{ y } x \neq 0) \\ -PER(0.5 \leq x-IFIX(x) < 1.0) \end{cases}$$

7-g) Subrutina TEMPER

Esta subrutina tiene el siguiente encabezamiento:

SUBROUTINE TEMPER (ENTEMP, PAR2, PAR1, PAR0, FI, VOLUM, SPP,

1| INDEX, DD, NREG, KN, KC, IJ, IT, DT, IPRT, ITEMPE, ISSS, NENT,

2| NNNQ, NGRP, ICONV, NTMAX, IFIN)

DIMENSION SPP(NREG), PAR2(NREG,10), PAR1(10,10), PAR0(10),

1| ENTEMP(NENT), VOLUM(NREG), INDEX(NREG), DD(IJ,2), FI(NREG,NGRP)

COMMON /DTEMP/ ICONTE(30), DUM(170).

ENTEMP(NENT) Vector de dimensión NENT que está incluido en el segmento 2 de la memoria ocupada por los vectores y matrices de dimensión ajustable (Ver sección 7-b). En este vector se distribuyen los vectores y matrices de dimensión ajustable que se utilizan sólo en los modelos físicomatemáticos acoplados.

$\left. \begin{matrix} PAR2(NREG,10) \\ PAR1(10,10) \\ PAR0(10) \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} \text{Parámetros adicionales propios bi- uni- y cero-dimensionales} \\ \text{por zonas, filas o columnas o para todo el reactor respec-} \\ \text{tivamente.} \end{matrix} \right.$

FI(NREG,NGRP) Flujos por zonas

VOLUM(NREG) Volúmenes de cada zona

SPP(NREG) Potencias específicas para cada zona.

INDEX(NREG) Número de tabla para cada zona del núcleo.

DD(IJ,2) Vector de dos columnas, la primera de las cuales contiene el espesor vertical Δx para cada zona (LD2 valores) y la otra el espesor horizontal Δy para cada zona (LD3 valores).

NREG Número total de zonas del reactor.

KN=LD2

KC=LD3

IJ=MAXo(LD2,LD3)

IT=1 Se trata de un cálculo de estado estacionario en los que se conocen las distribuciones de flujo y potencia específica:

=0 No se conocen las distribuciones de flujo y potencia específica.

=2 Se Trata de calcular un estado evolucionando en el tiempo, es decir, conociendo las distribuciones de flujo (FI(NREG,NGRP)) y potencia específica (SPP(NREG)) para el instante t_p , además de los valores de los parámetros acoplados para ese instante, calcular los valores de dichos parámetros para el instante $t_{p+1} = t_p + \Delta t_p$ suponiendo que la distribución de flujo y potencia específica se mantienen constantes durante el lapso Δt_p .

DT Δt_p en segundos.

IPRT=0 No se imprime ninguna salida en los modelos fisicomatemáticos acoplados.

=1 Se imprimen en dichos modelos las salidas pedidas por el usuario de acuerdo a cómo se programe su impresión.

ITEMPE Variable de control que sale igual a 1 si se calculó un estado estacionario e igual a 2 si se calculó una evolución en el tiempo durante un lapso Δt_p .

ISSS Esta variable indica la convergencia o no de las iteraciones sobre el flujo y la potencia en el cálculo de un estado estacionario. Si por algún criterio cualquiera (variación de un parámetro a calcular mayor que cierta cota entre dos iteraciones sucesivas) se decide efectuar una nueva iteración, ISSS debe salir igual a 1. De lo contrario, no se lo altera.

NENT Memoria disponible para los vectores y matrices de dimensión ajustable utilizados sólo en TEMPER.

NNNQ Memoria necesaria para los vectores y matrices de dimensión ajustable utilizados en TEMPER más una unidad. Este valor se lo calcula la primera vez después de leer los datos y queda invariable.

NGRP Número de grupos.

ICONV Número de iteración menos uno en el proceso iterativo sobre el flujo y la potencia específica en un cálculo estacionario.

NTMAX=0 No se dispone de la subrutina TIEMPO

≠0 (Ver BLOQUE I) Se dispone de la subrutina TIEMPO y se puede calcular el tiempo de cada paso en los modelos reacoplados tal como se indica en el listado al final del capítulo.

IFIN Valor que entra igual a cero. Sale igual a 1 si se desea interrumpir el cálculo luego de calcular este estado e igual a 2 para interrumpirlo inmediatamente.

ICONTE(30) Variables de control para el usuario.

DUM(170) Variables disponibles para los modelos acoplados.

En el COMMON /DTEMP/ la variable DUM(170) esta desarrollada en el listado

(ver al final) en otras más específicas, lo mismo que ICONTE(30), donde fueron ubicados los puntos de entrada de cada uno de los vectores de dimensión ajustable distribuidos sobre ENTEMP.

La variable RHPT (en el COMMON /AREA4/, equivalente a DATA (30)) es la reactividad dada externamente (si ICIN=4, IRPC > 0, ver BLOQUE I) que puede ser alterada o recalculada en función de los parámetros reacoplados en el modelo puntual.

Se da acceso a la variable REPPER(30) en el COMMON /XLIFE/ para inhibir o disparar una perturbación haciendo REPPER(K) igual a -1.0 o al valor de referencia correspondiente (para la perturbación K) en cada caso (Ver 5g). También en ese COMMON es accesible T, tiempo tp en la unidad dada por UNIT1 (Ver BLOQUE III).

Cuando se calculan transitorios largos, debe indicarse esto con alguna variable de control de tal manera que cuando IT es igual a 2 se calculen los parámetros de períodos largos (concentraciones de samario y otros isótopos importantes, pues las de Xenón y Iodo están tratadas aparte en la subrutina XENON) se lo haga en evolución en el tiempo y los de períodos cortos en estado estacionario para cada paso tp. En este caso, los parámetros de períodos largos se hallan sólo en la primera iteración sobre el flujo (ICONV=0) y los de períodos cortos en todas.

Cuando se graba cada estado sobre la unidad IBAN2 se graba también ENTEMP y DUM(170), los que se vuelven a leer luego en una nueva corrida.

Debe tenerse en cuenta que la subrutina TEMPER es llamada por primera vez en una corrida antes de la lectura del estado inicial de IBAN1, donde se leen ENTEMP y DUM, es decir, los datos leídos en esa primera llamada para estos vectores no tienen significado si se los carga en ellos. Si se requiere alterar algún dato de ENTEMP ó DUM leído de IBAN1, debe leerse en una segunda llamada a la subrutina TEMPER, efectuada luego de llamar la subrutina SALIDA que lee el estado inicial de la corrida desde esa unidad. Esto se controla con las ICONTE(30), que no son transferidas a través de IBAN1 e IBAN2.

Los parámetros que dependen del tipo de material están contenidos en STAND(M,K) para la tabla K, con M ≤ 50, en el COMMON/AREAL/. En el listado (Ver al final del capítulo) se los transfiere al campo DUM(170), aunque esto no es estrictamente necesario. Una inspección superficial de este listado dará además una idea bastante aproximada de la manera de programar en la subrutina TEMPER cualquier otro modelo físico-matemático acoplado.

7-h) Subrutina CAMBIO

Esta subrutina se encabeza:

```
SUBROUTINE CAMBIO(TAU,FI,SPP,INDEX,PARO,PAR1,PAR2,T,
/1/DT,UNIT,DF,IMOVE,IFIN,XKEFF,PFIS,NREG,NPARI,NGRP,
/2/ENQUEM,NENQ,CONC,ALAMDA,NPREC,NCPUNT,ICIN,IPRT)
  DIMENSION FI(NREG,NGRP) PAR2(NREG,10), PAR1(NPARI,10),
/1/ENQUEM(NENQ),TAU(NREG),SPP(NREG),INDEX(NREG),PARO(10),
/2/CONC(NREG,NPREC),ALAMDA(NPREC)
  COMMON/CQUEM/IQUEM(30),ODUM(170)
```

TAU(NREG) Quemado o irradiación por zonas
 FI(NREG,NGRP) Flujos por zonas
 SPP(NREG) Potencias específicas por zonas.
 INDEX(NREG) Número de tabla para cada zona
 PARO(10) Parámetros cerodimensionales.
 PAR1(NPAR1,10) Parámetros unidimensionales
 PAR2(NREG,10) Parámetros bidimensionales
 T t_p en la unidad dada por UNIT (BLOQUE III)
 DT $\Delta t_p = t_{p+1} - t_{p-1}$ en la unidad dada por UNIT
 UNIT Ver BLOQUE III
 DF $\Delta t_{p-1} = t_p - t_{p-1}$ en segundos
 IMOVE Parámetro de control que sale igual a 0 si se reduce el último o Δt_{p-1} , sale igual a 1 si no se recambia combustible, e igual a 2 si se movió combustible.
 Si ICIN > 0, IMOVE sale siempre igual a 1
 IFIN Parámetro de control que sale igual a 0 si se prosigue el cálculo e igual a 1 si se detiene la ejecución.
 XKEFF=K_e
 PFIS Potencia por fisión en Mev.
 NREG Número total de zonas
 NPAR1=MAXO(LD2,LD3)
 NGRP Número de grupos
 ENQUEM(NENQ) Vector donde se ubican los vectores y matrices de dimensión variable utilizados sólo en la subrutina CAMBIO.
 NENQ Memoria disponible para ENQUEM, que comparte el segmento 2 de los vectores y matrices ajustable (Ver 7.b)
 CONC(NREG,NPREC) Concentraciones de precursores por zonas.
 ALAMDA(NPREC)= λ_m
 NPREC Número de precursores.
 NCPUNT Variable de control que sale igual a 1 si cambiaron las concentraciones de precursores por zonas al mover combustible cuando ICIN > 0.
 ICIN Ver BLOQUE I
 IPRT=0 No se imprime ninguna salida
 =1 Se imprime alguna salida programada por el usuario en la subrutina CAMBIO.
 IQUEM(30) Parámetros de control a disposición del usuario.
 QDUM(170) Otros parámetros a disposición del usuario.

En el listado al final del capítulo el COMMON/CQUEM/ está más especificado para el caso de la subrutina ERUPT. Además se agrega la indicación de un reactímetro de acuerdo a un detector ubicado en alguna zona del núcleo, mediante la resolución de la cinética inversa. (Ver REF.)

Si ICIN > 0, no se trata de movimiento de combustible en evolución a largo plazo sino de operaciones de carga y/o descarga u oscilaciones en las que

se desea analizar el comportamiento cinético del reactor. En este caso debe tenerse en cuenta el hecho de que si se introduce un elemento fresco las concentraciones de precursores son nulas en dicho elemento y en los elementos que salen dichas concentraciones decaen con las constantes λ_m . Cualquier cambio que se haga en las concentraciones por zonas se indica haciendo NCPUNT=1, para que el programa cambie también las concentraciones por puntos.

Cuando se graba cada estado del reactor en la unidad IBAN2, se graba también ENQUEM(NENQ) y QDUM(170). Los valores de IQUEM(30) no son transferidos entre corrida del programa y se utilizan como control.

La subrutina CAMBIO es llamada por primera vez antes de la subrutina SALIDA, es decir, antes de que se lea de IBAN1 el estado anterior si se trata de una continuación de una corrida anterior. En este caso, todos los valores de ENQUEM(NENQ) y QDUM(170) que sean leídos en la primera llamada son sustituidos por los que se leen desde IBAN1. Si se desea modificar estos últimos, pueden leerse en una segunda llamada, controlando las lecturas con los IQUEM(30).

~~Si se utilizan~~ Si se utilizan las subrutinas TEMPER y CAMBIO, las llamadas se suceden en este orden desde la subrutina TEMPER:

- 1) TEMPER (Primera llamada)
- 2) CAMBIO (Primera llamada)
- 3) SALIDA (Lee BLOQUE XVI o estado de IBAN1)
- 4) TEMPER (Segunda llamada)
- 5) CAMBIO (Segunda llamada)

Este orden debe tenerse en cuenta al dar los datos de entrada cuando estos son leídos en dos llamadas diferentes en TEMPER o CAMBIO.

C PROGRAMA-PRINCIPAL

DIMENSION Z(30000)

ITOTAL = 30000

CALL ICLOK

CALL PPAL(Z,ITOTAL)

STOP

END



SUBROUTINE-TIEMPO(T)

CALL ITIME (L)

T=FLOAT(L)*26.04E-6

T = T/60.0

RETURN

END

```

      DIMENSION SP2(IREG), PA(2(NREG,10),PAR1(1J,10),PAR0(10),VOLUME(NREG)
      1  ,I,DEX(IREG),DD(1J,2),ENTEMP(IENT),FI(IREG,NGRP)
      COMMON /A1/ INDI(10),IND2(10),IND3(30,10),ICTAB(10),LXEN(10),
      1  STAND(50,10),IENTA(10),IENTA1(10),NPALIA(10),SPARIB(10),
      2  XTAB(10),VALCEN(30,10),NPRTAB(10),NGRTAB(10)
      COMMON /A3A4/ HOL(20),DATA(50)
      EQUIVALENCE (DATA(38),RHOT)
      COMMON /ALIF=/ IDUM1(251),T,IIIDUM1(1831),
      1  RTEMP(30),IIIDUM2(1000),PER(200),IIIDUM3(51)
      COMMON /A1A7/ NET,RUN,LD1,LD2,LD3
      COMMON /OTEMP/ ICONTE(10),LL1,LL2,LL3,LL4,LL5,LL6,LL7,LL8,LL9,
      1  LL10,LL11,LL12,LL13,LL14,LL15,LL16,LL17,LL18,LL19,LL20, NB(10),
      2  CP(10),NP(10),ALFAO,POT(,RS(10),COND(10),RC(10),RDCOMB(10),
      3  ROREF,FRAC,TENTRO,PEND,POTO,DTMAX,TAUE,IPR,DUM(90)
      DIMENSION D(3),SPQ(3),TR(3),TC(3),IND(3),VOL(3)
      EQUIVALENCE (NCAS,ICONTE(3)),(H,DUM(1)),(AA,IAA),(N,ICONTE(4))
      EQUIVALENCE (NCAN,ICONTE(5))
      IF (ICONTE(1).NE.0) GO TO 22
      WRITE (6,1002)
      READ (5,910) NCAS,IPR
      WRITE (6,1020) NCAS,IPR
      READ (5,990) ALFAO,FRAC,ROREF
      WRITE (6,1021)
      WRITE (6,991) ALFAO,FRAC,ROREF
      READ (5,990) TENTRO,PEND,POTO,TAUE,DTMAX,POTR
      WRITE (6,1022)
      WRITE (6,991) TENTRO,PEND,POTO,TAUE,DTMAX,POTR
      DO 10 I=1,NRT
      CP(I) = STAND( 1,I)
      NB(I) = IFIX(STAND( 2,1))
      RB(I) = STAND( 3,I)
      COND(I) = STAND( 4,I)
      RC(I) = STAND( 5,I)
      10 RDCOMB(I) = STAND( 6,I)
      IF (NCAS.NE.0) GO TO 12
      N = KN
      NCAN = KC
      GO TO 14
      12 READ (5,980) NCAN,H
      WRITE(6,988) NCAN,H
      N = J
      14 CONTINUE
      LL1 = 1
      LL2 = LL1+N*N
      LL3 = LL2+NCAN
      LAUX = LL3-1
      IF (LAUX.GT.NENT)GO TO 15
      READ (5,990) (ENTEMP(I),I=LL2,LAUX)
      WRITE (6,1023)
      WRITE (6,991) (ENTEMP(I),I=LL2,LAUX)
      LL4 = LL3+N+1
      LL5 = LL4+N+1
      LL6 = LL5+N+1
      LL7 = LL6+N*NCAN
      LL8 = LL7+N*NCAN

```

AMAT
SECCFL
X

XY
XX
TC
Tn
AAUX

LL9 = LL8+NCAN*4+2*N-1

IF (NCAS.NE.0) GOTO 16

NNNQ = LL9+1

WRITE (6,1000) LL9

IF (LL9.LE.NENT) GO TO 20

15 WRITE (6,1001)

STOP

26 LL9 = LL9+1

LL10 = LL9 + NCAN

LL11 = LL10 + NCAN

LL12 = LL11 + NCAN

LL13 = LL12+NCAN

LL14 = LL13+NCAN-1

IF (LL14.GT.NENT) GO TO 15

NNNQ = LL14+1

READ (5,990) (ENTEMP(I),I=LL13,LL14)

WRITE (6,1004)

WRITE (6,991) (ENTEMP(I),I=LL13,LL14)

CALL LEERC (ENTEMP(LL9),NCAN,1)

CALL LEERC (ENTEMP(LL10),NCAN,2)

CALL LEERC (ENTEMP(LL11),NCAN,3)

CALL LEERC (ENTEMP(LL12),NCAN,4)

20 CONTINUE

ICONTE(1) = 1

RETURN

22 CONTINUE

N1 = N+1

EPS = 1.0

IF (NTMAX.GT.0.AND.IPRI.NE.0) CALL TIEMPO(EX)

IPRI = IPRT*IPR

IF (NCAS.NE.0) GO TO 50

CALL TEMPE (SPP,PAR2(1,1),PAR2(1,2),PAR1(1,1),VOLUM,INDEX,

1 PAR1(1,2),ENTEMP(LL2),DD,PAR1(1,3),NREG,N,NCAN,IT,

2 PARO(1),DT,IPRI,ITEMPE,ISSS,EPS,

3 ENTEMP(LL1),ENTEMP(LL3),ENTEMP(LL4),ENTEMP(LL5),

4 ENTEMP(LL6),ENTEMP(LL7),ENTEMP(LL8),2*N,2*N+1,PARO(2),N1)

40 IF (IPRT.EQ.0.OR.NTMAX.EQ.0) RETURN

CALL TIEMPO(EX1)

EX = EX1-EX

WRITE (6,1003) EX

RETURN

50 IF (IT.EQ.0) RETURN

PTERM = 0.0

D(1) = H/3.0

D(2) = D(1)

D(3) = D(2)

DO 60 I=1,NCAN

II = LL9+I-1

AA = ENTEMP(II)

ICAN = IAA

II = LL10+I-1

AA = ENTEMP(II)

ICAN1 = IAA

II = LL11+I-1

AA = ENTEMP(II)

JCAN = IAA

II = LL12+I-1

AA = ENTEMP(II)

JCAN1 = IAA

SPQ(1)=0.0

VOLCAN = 0.0

DO 55 II=ICAN,ICAN1

DO 55 JJ=JCAN,JCAN1

K = LD2*(JJ-1)+II

SPQ(1) = SPQ(1)+VOLUM(K)*SPP(K)

55 VOLCAN = VOLCAN + VOLUM(K)

SPQ(1)=SPQ(1)/(VOLCAN*H)

SPQ(2)=SPQ(1)

SPQ(3)=SPQ(2)

VOL(1) = VOLCAN*H/3.0

VOL(2) = VOL(1)

VOL(3) = VOL(2)

IND(1) = INDEX(K)

IND(2) = IND(1)

IND(3) = IND(2)

II = LL2+I-1

SECCAN = ENTEMP(II)

II = LL13+I-1

W = ENTEMP(II)

LI6 = LL6+N*(I-1)

LI7 = LL7+N*(I-1)

CALL TEMPE(SPQ,TR,TC,W,VOL,IND,PCAN,SECCAN,D,TSAL,

1 3,3,1,IT,PARO(1),DT,IPRI,ITEMPE,1,EPS,

2 ENTEMP(LL1),ENTEMP(LL3),ENTEMP(LL4),ENTEMP(LL5),

3 ENTEMP(LI6),ENTEMP(LI7),ENTEMP(LL8),6,7,PTER,4)

IF(IT.EQ.1.AND.ABS(TSAL-PAR2(K,3)).LT.EPS)ISSS=1

DO 60 II=ICAN,ICAN1

DO 60 JJ=JCAN,JCAN1

K = LD2*(JJ-1)+II

PAR2(K,1) = TR(2)

PAR2(K,2) = TC(2)

PAR2(K,3) = TSAL

PAR2(K,4) = PCAN

60 CONTINUE

DO 70 II=ICAN,ICAN1

DO 70 JJ=JCAN,JCAN1

K = LD2*(JJ-1)+II

70 PTERM = PTERM + PTER*VOLUM(K)/VOLUM(ICAN)

80 CONTINUE

PARO(2)=PTERM

GO TO 40

988 FORMAT ('O NCAN',9X,'H',/,15,2X,1PE12.5)

989 FORMAT (15,7X,E12.5)

990 FORMAT (2I5)

991 FORMAT (6E12.5)

992 FORMAT (1PE15.5)

1020 FORMAT ('O NCAN IPR',/,15,17)

1021 FORMAT ('O PARCON',10X,'FRAC',10X,'ROREF')

1022 FORMAT ('O TENTRO',10X,'PEND',11X,'POTO',11X,'TAUE',11X,'DTMAX',11X,'WREF')

1023 FORMAT ('O SECCIONES DE CELSA')

1000 FORMAT ('O MEMORIA OCUPADA POR LA PARTE TERMOHIDRAULICA = ',I8)

1001 FORMAT ('O NO ALCANZA LA MEMORIA PARA LA PARTE TERMOHIDRAULICA')

1002 FORMAT ('O DATOS ADICIONALES PARA EL CALCULO TERMOHIDRAULICO')

1003 FORMAT ('O CALCULO TERMOHIDRAULICO',F10.4,' MINUTOS')

1004 FORMAT ('O CAUDALES')

G LEVEL 21

TEMPER

DATE = 77063

04/40/40

END

```

SUBROUTINE CAMBIO (TAU, FL, SPP, INDEX, PARO, PAR1, PAR2, T, DT, UNIT, DF,
1  IMOVE, IFIN, XKEFF, PFIS, NREG, NPAR1, NGRP, ENQUEM, NENQ,
2  CONC, ALAMDA, NPREC, NCOUNT, ICIN, IPRT)
  DIMENSION FL(NREG, NGRP), PAR2(NREG, 1), PAR1(NPAR1, 1), ENQUEM(NENQ)
1  , TAU(NREG), SPP(NREG), INDEX(NREG), PARO(10), CONC(NREG, NPREC)
2  , ALAMDA(NPREC)
COMMON /AREA5/ IDUM1(4), NGEM, IDUM2(2), NEL, NTB, IRB, IBB, IDUM3(4)
COMMON /AREA7/ NRT, RUN, LD1, LD2, LD3
COMMON /CQUEM/ IQUEM(30), LOAD(100), LDCO, CIRC, TYPE, JC, NQUEM,
1  DENS(10), DATA(30), DUM(25)
  INTEGER RUN, CIRC, TYPE
  DIMENSION CC(20)
  DIMENSION BETA(30), ALAM(30), CON(30)
  EQUIVALENCE (BETA(1), LOAD(1)), (ALAM(1), LOAD(20)), (CON(1), LOAD(40))
1  , (ELE, LDCO), (BET, TYPE), (FLO, NQUEM), (IP1, LOAD(61)),
2  (IP2, LOAD(62)), (FL, LOAD(63))
  EQUIVALENCE (ROANT, LOAD(64))
  IF (IQUEM(1).EQ.2) GO TO 40
  IF (IQUEM(1).EQ.1) GO TO 20
  READ (5,101) IQUEM(1)
  IF (IQUEM(1).EQ.2) GO TO 16
  WRITE (6,203)
  READ (5,101) LDCO, CIRC, TYPE, JC1, NQUEM, IQUEM(2)
  IQUEM(3) = CIRC
  CIRC = IABS(CIRC)
  IF (CIRC.EQ.2) READ (5,101) (LOAD(I), I=1, LDCO)
  READ (5,102) DATA(8), DATA(9)
  DATA(11) = PFIS
  IF (IQUEM(2).NE.0) GO TO 10
  NRNG = NREG
  WRITE (6,207) NRNG
  IF (NRNG.GT.NENQ) GO TO 30
  JC = 1
  DATA(28) = T/UNIT
  DATA(29) = DATA(28)
  DATA(30) = XKEFF
10 IF (NQUEM.EQ.0) READ (5,102) (DENS(I), I=1, NRT)
  IF (JC1.NE.0) JC = JC1
  WRITE (6,200)
  WRITE (6,201)
  WRITE (6,202) LDCO, IQUEM(3), TYPE, JC1, NQUEM, IQUEM(2)
  IF (CIRC.NE.2) GO TO 13
  WRITE (6,205)
  WRITE (6,206) (LOAD(I), I=1, LDCO)
13 WRITE (6,204)
  WRITE (6,205) DATA(8), DATA(9)
  IF (NQUEM.NE.0) GO TO 15
  WRITE (6,203)
  WRITE (6,205) (DENS(I), I=1, NRT)
15 IQUEM(1) = 1
  RETURN
16 WRITE (6,210)
  READ (5,102) (BETA(I), I=1, NPREC)
  READ (5,102) (ALAM(I), I=1, NPREC)
  READ (5,102) ELE
  READ (5,101) IP1, IP2
  BET = 0.0
  DO 17 I=1, NPREC

```

```

17 BET = B T + BETA(I)
WRITE (6,205) (BETA(I),I=1,NPREC)
WRITE (6,210)
WRITE (6,200) (ALAM(I),I=1,NPREC)
WRITE (6,210) ELE,BET,IP1,IP2
JC = (IP2-1)*LD2 + IP1
RETURN

20 CONTINUE
DU = DT/UNIT
IF (IFORM(3).GE.0)
1CALL ECUPT (TAU,ENQUEM ,SPP,INDEX,FI(1,NGRP),
1 I,DU,IMOVE,IFIN,XKEFF,NREG,LD2,LD3)
IF (IFORM(3).LT.0)
1CALL ECUPT (TAU,ENQUEM ,SPP,INDEX,FI(1,NGRP),
1 I,DU,IMOVE,IFIN,XKEFF,NREG,1,LD1)
IF (IMOVE.EQ.0) T = T -DU*UNIT
RETURN

30 WRITE (6,200) NENQ
STOP

40 IF (T.GT.0.0) GO TO 60
FL = FI(JC,NGRP)
FLO = 1.0
DO 45 I=1,NPREC
45 CON(I) = BETA(I)/(ELE* ALAM(I))
RO = 0.0
FL1= 1.0
GO TO 90

60 RI = ICNT
IK = 0
IV = 0
FL1 = FI(JC,NGRP)/FL
EPS = 0.0001*ABS(FL1-FLO)
IF (EPS.LT.0.0001) EPS = 0.0001
ORD = BET

61 FLK = FLO
DO 62 I=1,NPREC
62 CC(I) = CON(I)
CALL CALCOV (FLK,CC,ALAM,BETA,BET,RO,ELE,DF,NPREC,ICNT)
IK=IK+1
IF (ICNT.NE.0) GO TO 80
IF (IK.GT.100) GO TO 92
IF (ABS(FLK-FL1).LE.EPS) GO TO 82
IF (IV.GT.2.AND.ABS(RO2-RO1).LT.0.00005) GO TO 82
IF (IV.EQ.0) GO TO 65
IF (FLK.GT.FL1) GO TO 64
FI = FLK
RO1 = RO
RO = RO+ORD
IV=1
GO TO 61

64 FI = FLK
RO2 = RO
RO = RO-ORD
IV = 2
GO TO 61

65 IF (IV.GT.2) GO TO 74
IF (IV.EQ.1) GO TO 70
IF (FLK.LT.FL1) GO TO 68

```

```

RD = RD - DRO
GO TO 61
68 F1 = FLK
RO1 = RO
IV = 3
GO TO 78
70 IF (FLK.GT.FL1) GO TO 72
RO = RO + DRO
GO TO 61
72 F2 = FLK
RO2 = RO
IV = 3
GO TO 78
74 IF (FLK.GT.FL1) GO TO 76
F1 = FLK
RO1 = RO
GO TO 78
76 F2 = FLK
RO2 = RO
78 RO = RO1 + (RO2-RO1)*(FL1-F1)/(F2-F1)
GO TO 61
80 DRO = DRO*0.5
RO = RO - DRO
GO TO 61
82 FLO = FL1
RDANT = RO
DO 84 I=1,NPREC
84 CON(I) = CC(I)
90 ROB = RO/BET
RO = RO*1.0E5
IF (IPRI.EQ.0) RETURN
WRITE (6,213) T,RO,ROB,FL1
WRITE (6,205) (CON(I),I=1,NPREC)
RETURN
92 WRITE (6,214)
STOP
101 FORMAT (24I3)
102 FORMAT (6E12.5)
200 FORMAT (20DATOS PARA LA EVOLUCION DEL NUCLEO Y RECAMBIO DE COMBUST
1IBLE)
201 FORMAT (20LDCO,CIRC,TYPE,JCL,NQUEM,IRUN)
202 FORMAT (20I5)
203 FORMAT (20VECTUR DE CARGA)
204 FORMAT (20KEFF1,KEFF2)
205 FORMAT (1P8E15.5)
206 FORMAT (20DENSIDADES)
207 FORMAT (20MEMORIA OCUPADA = ,I8)
208 FORMAT (20MEMORIA DISPONIBLE = ,I8, , NO ALCANZA)
209 FORMAT (20SE UTILIZA EL ESQUEMA DE RECAMBIO DE ERUPT)
210 FORMAT (20SE SIMULA LA INDICACION DE UN REACTIMETRO ,//, , PARAMETR
1OS DEL REACTIMETRO ,//, , BETA(K) )
211 FORMAT (20LAMBDA(K) )
212 FORMAT (20L = ,1PE12.5,10X, , BETA = ,1PE12.5,//, , LUGAR EN QUE
1SE ENCUENTRA EL DETECTOR ,//,2I5)
213 FORMAT (20INDICACION DEL REACTIMETRO PARA T = ,F8.2,//, , RO = ,
1 F10.2, , PCM ,//, , R/B = ,F12.4, , DLS ,//, , N = ,F12.4,
2 ///, , CON(K) )
214 FORMAT (20NO CONVERGE)

```

END

```

SUBROUTINE TABLA(INDEX,BK,D,SIGR,SFNU,SIG,CONCXE,TABLE,BKA,BSG,
1  PAR2,PAR1,TAU,ICIV,PRINT,
2  BET,BETOT,NREG,NPREC,IU,IXE,NBUC,VECTOR,NVECT,NGRP,NTABL)
  DIMENSION INDEX(NREG),BK(NREG,NGRP),SIGR(NREG,NGRP,NGRP),
1  TAU(NREG),SFNU(NREG,NGRP),SIG(NREG,NGRP),D(NREG,NGRP),
3  BETOT(NREG),PAR2(NREG,10),PAR1(IU,10),VECTOR(NVECT),C(3)
4  ,BE(NREG,NPREC),BKA(NGRP)
5  ,CONCXE(NREG),TABLE(NTABL),BSG(NGRP)
  COMMON /AREA1/ IND1(10),IND2(10),IND3(30,10),ICTAB(10),LXEN(10),
1  STAND(50,10),IENTR(10),IENTR1(10),NPARTA(10),NPARTB(10),
2  XETAB(10),VALCEN(30,10),NPRTAB(10),NGRTAB(10)
  COMMON /APAR/ NPAR(10),NPAR1(10),NPAR0(10),NPA2,NPA1,NPA0,
1  NOMBRE(10,30),PAR0(10),NDIMI(10),NTAB(10),NTAB1(10),NTAB0(10)
  COMMON /AREA7/ NRT,RUN,LD1,LD2,LD3
  IF (PRINT.LT.0.0) GO TO 77
  NLARG = NGRP*(NGRP+3)
  IF (NVECT.LI.NPREC+1.OR.NVECT.LT.NLARG) GO TO 95
  DO 75 I=1,LD1
  L1 = 1
  K = INDEX(I)
  IF (NGRTAB(K).EQ.NGRP) GO TO 2
  WRITE (6,106) K
  STOP
2 CONTINUE
  J = IND2(K)
  MM = 0
  IF (NBUC.LT.2) GO TO 5
  IJ = IENTR1(K)
  IK = -IJ+NGRP-1
  II=1
  DO 3 IH=IJ,IK
  BK(I,II) = TABLE(IH)
3  II=II+1
5 CONTINUE
  L = IENTR(K)
  LL = IND1(K)/J
  CALL SECEF(TABLE(L),LL,J,VECTOR,TAU(I),NLARG,2,C,MM)
  II = 1
  DO 6 IJ=1,NGRP
  D(I,IJ)=VECTOR(II)
6  II=II+1
  DO 7 IJ=1,NGRP
  DO 7 IK=1,NGRP
  SIGR(I,IJ,IK)=VECTOR(II)
7  II=II+1
  DO 8 IJ=1,NGRP
  SFNU(I,IJ)=VECTOR(II)
8  II=II+1
  DO 9 IJ=1,NGRP
  SIG(I,IJ)=VECTOR(II)
9  II=II+1
  L1 = L1+NLARG+1
  IF (XETAB(K).EQ.0.0) GO TO 10
  IF (IXE.LT.0) GO TO 195
  L1 = L1+3*NGRP
  F = CONCXE(I)-XETAB(K)
  L3 = -LXEN(K)-3*NGRP
  IF (NVECT.LI.L3) GO TO 95

```

```

CALL SECEF (TABLE(L),LL,J,VECTOR,TAU(I),L3,L1,C,MM)
L1 = L1-3*NGRP
II=1
DO 91 IJ=1,NGRP
D(I,IJ) = D(I,IJ)+F*VECTOR(II)
91 II=II+1
DO 92 IJ=1,NGRP
DO 92 IK=1,NGRP
SIGR(I,IJ,IK) = SIGR(I,IJ,IK)+F*VECTOR(II)
92 II=II+1
DO 93 IJ=1,NGRP
SFNU(I,IJ) = SFNU(I,IJ)+F*VECTOR(II)
93 II=II+1
DO 94 IJ=1,NGRP
SIG(I,IJ)=SIG(I,IJ)+F*VECTOR(II)
94 II=II+1
195 L1 = L1+LXEN(K)
10 CONTINUE
II = NPART(K)
IF (II.LT.1) GO TO 45
DO 40 M=1,II
DO 11 J1=1,30
IF (NTAB(J1).EQ.M ) GO TO 111
11 CONTINUE
J2 = M
GO TO 33
111 J2 = NTAB(J1)
IF (IND3(J2,K).EQ.0) GO TO 40
IF (VALCEN(M,K).EQ.0.0) GO TO 40
IF (NPAR(J1).EQ.0) GO TO 38
IF (NVECT.LI.IND3(J2,K)) GO TO 95
IF (J1.LE.10) GO TO 14
IF (J1.LE.20) GO TO 12
J1 = J1-20
F = PAR0(J1)-VALCEN(M,K)
GO TO 20
12 J1 = J1-10
IF (NDIM1(J1).EQ.0) J3 = (I-1)/LD2+1
IF (NDIM1(J1).NE.0) J3 = MOD(I,LD2)
IF (J3.EQ.0) J3 = LD2
F = PAR1(J3,J1)-VALCEN(M,K)
GO TO 20
14 F = PAR2(I,J1)-VALCEN(M,K)
20 CALL SECEF (TABLE(L),LL,J,VECTOR,TAU(I),IND3(J2,K),L1,C,MM)
II=1
DO 22 IJ=1,NGRP
D(I,IJ) = D(I,IJ)+F*VECTOR(II)
22 II=II+1
DO 23 IJ=1,NGRP
DO 23 IK=1,NGRP
SIGR(I,IJ,IK) = SIGR(I,IJ,IK)+F*VECTOR(II)
23 II=II+1
DO 24 IJ=1,NGRP
SFNU(I,IJ)= SFNU(I,IJ)+F*VECTOR(II)
24 II=II+1
DO 25 IJ=1,NGRP
SIG(I,IJ)=SIG(I,IJ)+F*VECTOR(II)
25 II = II+1

```

```

38 L1 = L1+IND3(J2,K)
40 CONTINUE
45 IF (ICIN.EQ.0) GO TO 75
   IF (NPRTAB(K).EQ.0) GO TO 60
   IF (NPRTAB(K).EQ.NPREC) GO TO 50
   WRITE (6,105) K
   STOP
50 CALL SECEF (TABLE(L),LL,J,VECTOR,TAU(I),NPREC+1,L1,C,MM)
   DO 55 II=1,NPREC
55 BE(I,II) = VECTOR(II)
   BETOT(I) = VECTOR(NPREC+1)
   GO TO 75
60 DO 65 II=1,NPREC
65 BE(I,II) = 0.0
   BETOT(I) = 0.0
75 CONTINUE
   IF (PRINT.EQ.0.0) RETURN
77 CONTINUE
   IF (PRINT.GT.0.0) WRITE (6,98)
   IF (PRINT.LT.0.0) WRITE (6,99)
   WRITE (6,100)
   WRITE (6,101)
   DO 85 I=1,NREG
   IF (MOD(I,LD2).EQ.1) WRITE (6,101)
80 DO 81 J=1,NGRP
81 BKA(J) = BSG(J)
   IF (NBUCLT.2) GO TO 83
   DO 82 J=1,NGRP
82 BKA(J) = BK(I,J)
83 WRITE (6,101)
   WRITE (6,104) TAU(I),(BKA(J),J=1,NGRP),(D(I,J),J=1,NGRP),
1 ((SIGR(I,J,K),K=1,NGRP),J=1,NGRP),(SFNU(I,J),J=1,NGRP),
2 (SIG(I,J),J=1,NGRP)
85 CONTINUE
   IF (ICIN.EQ.0) RETURN
   IF (PRINT.LT.2.0) RETURN
   WRITE (6,103)
   WRITE (6,101)
   DO 90 I=1,LD1
   IF (MOD(I,LD2).EQ.1) WRITE (6,101)
   WRITE (6,104) (BE(I,II),II=1,NPREC),BETOT(I)
90 CONTINUE
   RETURN
95 WRITE (6,107)
   STOP
98 FORMAT (@IPARAMETROS NUCLEARES SIN PERTURBAR@)
99 FORMAT (@IPARAMETROS NUCLEARES PERTURBADOS@)
100 FORMAT (@@,///,@ TAU,BK(K),K
1=1,NGRP,D(K),K=1,NGRP,SIGR(K,L),L=1,NGRP,K=1,NGRP,SFNU(K),K=1,NGRP
2,SIG(K),K=1,NGRP@)
101 FORMAT (@@)
103 FORMAT (@1BETAS Y BETA TOTAL@)
104 FORMAT (@1P8E15.5)
105 FORMAT (@OEL NUMERO DE PRECURSORES DE LA TABLA@,I5,/,
1 @ NO ES IGUAL A NPREC@)
106 FORMAT (@OEL NUMERO DE GRUPOS DE LA TABLA@,I4,@ NO ES IGUAL A NG
1RP@)
107 FORMAT (@ONVECT DEBE SER MAYOR@)

```

END

SUBROUTINE SECEF--(TABLE,L,J,VECTOR,TAU,N,NN,C1,I)

DIMENSION TABLE(L,J),VECTOR(N),C1(3)

IF (J.GT.2) GO TO 20

IF (J.EQ.1) GO TO 15

C = C1(1)

IF (I.EQ.0) C = (TAU-TABLE(1,1))/(TABLE(1,2)-TABLE(1,1))

DO 10 I1=1,N

I2 = I1+NN-1

10 VECTOR(I1) = TABLE(I2,1)+C*(TABLE(I2,2)-TABLE(I2,1))

I = 1

C1(1) = C

RETURN

15 DO 18 I1 = 1,N

I2 = I1+NN-1

18 VECTOR(I1) = TABLE(I2,1)

RETURN

20 IF (I.GT.0) GO TO 35

DO 30 I=1,J

C = TAU-TABLE(1,I)

IF (C.LT.0.0) GO TO 32

30 CONTINUE

I = J

32 IF (I.GE.J) I = J-1

X1 = TABLE(1,I-1)

X2 = TABLE(1,I)

X3 = TABLE(1,I+1)

C1(1) = -(TAU-X2)*(TAU-X3)/(-(X1-X2)*(X1-X3))

C1(2) = (TAU-X1)*(TAU-X3)/((X2-X1)*(X2-X3))

C1(3) = -(TAU-X1)*(TAU-X2)/(-(X3-X1)*(X3-X2))

35 DO 40 I1=1,N

I2 = I1+NN-1

40 VECTOR(I1) = C1(1)*TABLE(I2,I-1)+C1(2)*TABLE(I2,I)+C1(3)*

TABLE(I2,I+1)

RETURN

END

FUNCTION FUNPER (X,N,PER,APER)

GO TO (10,20,30,40,50),N

10 CONTINUE

I = IFIX(X)

Y = FLOAT(I)

Y N X-Y

IF (Y.LT.0.5001) FUNPER = PER

IF (Y.GE.0.5001.OR.Y.LT.0.0001) FUNPER = -PER

IF (X.FQ.0.0) FUNPER N 0.0

RETURN

20 CONTINUE

RETURN

30 CONTINUE

RETURN

40 CONTINUE

RETURN

50 CONTINUE

RETURN

END

BIBLIOGRAFIA

- 1.- Yasinsky, Natelson, Hageman
TWIGL: A Program to solve the Two-Dimensional, Two-Group, Space Time Diffusion Equations with Temperature Feedback. February 1968
Bettis Atomic Power Laboratory, Pittsburgh, Pennsylvania
- 2.- Ott, Menely
Accuracy of the Quasistatic Treatment of Spatial Reactor Kinetics
Nu. Sci. Eng. 36, 402-411 (1969)
- 3.- Galatti
The Quasistatic Method in Nuclear Reactor Core Kinetics Calculations
Nu. Sci. Eng. 37, 30-40 (1969)
- 4.- Yasinsky
On the Use of Point Kinetics for the Analysis of Rod-Ejection Accident
Nu. Sci. Eng. 39, 241-256 (1970)
- 5.- Tobias, Fowler
The EQUIPOISE Method- A Simple Procedure for Group-Diffusion Calculations in Two and Three Dimensions
Nu. Sci. Eng. 12, 513-518 (1962)
- 6.- Fowler et al.
EXTERMINATOR-2, a FORTRAN IV Code for Solving Multigroup Neutron Diffusion Equations in two Dimensions
ORNL - 4078 (1967)
- 7.- Bötcher, Decressin, Lafontaine
ERUPT, A Two - Dimensional, Two Energy Group Fuel Management Program for the IBM/360 Computer.
EUR 4203 e, 1968
- 8.- J. Albrecht
Iterationsverfahren bester Strategie zur Lösung Linearer Gleichungssysteme mit positiv definiter Koeffizienten-Matrix. ZAMM Band 43, Sonderheft, 1963.