

TRABAJO ESPECIAL  
CARRERA DE INGENIERÍA NUCLEAR

DESAROLLO Y VALIDACION DE UN CODIGO NODAL PARA  
CALCULO DE NUCLEO

Pedro Mariano Nowakowski

Dr. Eduardo Aníbal Villarino  
Director

Instituto Balseiro  
Comisión Nacional de Energía Atómica  
Universidad Nacional de Cuyo

Junio 2004

# RESUMEN

---

El código de cálculo neutrónico RHENO resuelve las ecuaciones multigrupo de difusión tridimensional utilizando un método nodal de expansión polinómica. Se ha realizado un estudio comparativo entre este código y los actuales códigos nodales de difusión internacionales, resultando que el RHENO es actual.

El RHENO ha sido integrado a una línea de cálculo y extendido para realizar quemado de núcleo.

También han sido desarrollados dos métodos para la reconstrucción de potencia por barra combustible: modulación e *imbedded*. El método de modulación ha sido implementado en un programa, mientras que la implementación del método *imbedded* se concluirá próximamente.

Las validaciones realizadas (que incluyen datos experimentales de un reactor MTR) muestran muy buenos resultados y eficiencia de cálculo.

---

## **ABSTRACT**

---

The code RHENO solves the multigroup three-dimensional diffusion equation using a nodal method of polynomial expansion. A comparative study has been made between this code and present international nodal diffusion codes, resulting that the RHENO is up to date.

The RHENO has been integrated to a calculation line and has been extended to make burnup calculations.

Two methods for pin power reconstruction were developed: modulation and imbedded. The modulation method has been implemented in a program, while the implementation of the imbedded method will be concluded shortly.

The validation carried out (that includes experimental data of a MPR) show very good results and calculation efficiency.

---

# INDICE

|   |    |
|---|----|
| <b>INTRODUCCION</b>   | 1  |
| <b>Capítulo I- Preliminares del Trabajo</b>   | 4  |
| <b>I.1. Punto de Partida y Objetivos del Trabajo</b>                                | 4  |
| <b>I.2. Estudio Preliminar</b>  | 4  |
| <i>I.2.1 Antecedentes y Evolución de los Métodos Nodales</i>                        | 4  |
| <i>I.2.1.1. Geometría Rectangular</i>   | 7  |
| <i>I.2.1.2. Método de integración transversal aplicado a geometrías cartesianas</i> | 7  |
| <i>I.2.1.3. Métodos Polinómicos</i>   | 10 |
| <i>I.2.1.4. Métodos Analíticos</i>  | 11 |
| <i>I.2.1.5. Geometría Hexagonal</i>   | 12 |
| <i>I.2.2. RHENO frente a los actuales Códigos Nodales de Difusión</i>               | 14 |
| <i>I.2.3. Conclusiones del Estudio Preliminar y Objetivos del trabajo</i>           | 17 |
| <b>Capítulo II- Línea de Cálculo - Quemado</b>                                      | 18 |
| <b>II.1. Integración del RHENO a una Línea de Cálculo</b>                           | 18 |
| <b>II.2. Quemado</b>  | 22 |
| <i>II.2.2. Extensión del RHENO para el quemado de combustibles</i>                  | 23 |
| <b>II.3. Validación</b>   | 24 |
| <i>II.3.1. Casos sin quemado</i>  | 24 |
| <i>Caso IAEA 2D/3D</i>  | 24 |
| <i>Caso BIBLIS</i>  | 24 |
| <i>Caso BWR</i>   | 25 |
| <i>II.3.2. Casos con quemado</i>  | 25 |
| <i>Caso CANDU 600</i>   | 25 |
| <i>Caso MPR</i>   | 26 |
| <b>Capítulo III- Reconstrucción de Potencia</b>                                     | 36 |
| <b>III.1. Técnicas para la Reconstrucción de potencia</b>                           | 36 |
| <i>III.1.1. Código de Celda</i>   | 36 |
| <i>III.1.2. Código de Núcleo y Expansión del Flujo</i>                              | 38 |
| <i>III.1.3. Método de modulación</i>  | 39 |
| <i>III.1.4. Método imbedded</i>   | 40 |
| <b>III.2. Validación</b>  | 43 |
| <i>III.2.1. Caso 1: Arreglo infinito</i>  | 44 |
| <i>III.2.2. Caso 2: Con reflector</i>   | 46 |
| <b>Capítulo IV- Manual del Usuario</b>  | 51 |
| <b>V.1. Manual del Usuario</b>  | 51 |
| <i>Caracteres especiales</i>  | 51 |
| <i>Claves</i>   | 52 |
| <b>Capítulo V- Conclusiones Generales</b>   | 63 |
| <b>AGRADECIMIENTOS</b>  | 65 |
| <b>REFERENCIAS</b>  | 67 |

# INTRODUCCIÓN

El cálculo preciso de la distribución de potencia en el núcleo de un reactor, ya sea en estado estacionario o durante un transitorio, representa un problema importante desde el punto de vista del diseño, el análisis de seguridad y la gestión de combustible. Esta distribución se obtiene a partir de la interacción de los neutrones con la materia, que está gobernada por la ecuación de transporte y la propiedad de cada material, dada por su sección eficaz. En el caso particular de la simulación de núcleo de reactores la ecuación de transporte se resuelve empleando la teoría de difusión a pocos grupos y empleando como propiedad de los materiales sus secciones eficaces homogeneizadas.

Tanto los aspectos fundamentales y las peculiaridades del fenómeno de transporte de neutrones como aquellas que permiten su simplificación en términos de difusión de neutrones no se detallarán en este trabajo, por razones de brevedad y porque poseen excelente tratamiento en libros introductorios de física de reactores (Lamarsh, 1966; Bell y Glasstone, 1970; Henry, 1975; Duderstadt y Hamilton, 1976; etc.).

La solución directa tanto de la ecuación de transporte como de la de difusión para el núcleo de un reactor no es viable. La forma de realizarlo es mediante tres pasos; en cada uno de ellos va aumentando el tamaño del sistema y disminuyendo los detalles espaciales y energéticos. Estos pasos son: la generación de bibliotecas de secciones eficaces, el código de celda, y el código de núcleo.

La generación de bibliotecas de secciones eficaces normalmente se divide en dos etapas. La primera consiste en la evaluación, y almacenamiento en archivos de las secciones eficaces. En la segunda etapa, se obtienen las bibliotecas multigrupo de secciones eficaces a partir de las bibliotecas de la primer etapa.

Las secciones eficaces homogeneizadas se obtienen a partir de cálculos de transporte, con un buen detalle espacial y energético empleando un código de celda. El código de celda calcula el elemento combustible con condiciones de contorno reflejadas, es decir que simula un arreglo infinito de elementos combustibles. Las propiedades de los materiales, y en particular las secciones eficaces, dependen del quemado y del estado termohidráulico que tenga el elemento combustible en el núcleo, de modo que se necesita precalcular las secciones eficaces dependientes de estas condiciones. Esto implica tener que realizar numerosos cálculos con el código de celda para obtener suficientes conjuntos de secciones eficaces entre los cuales se pueda interpolar en función del parámetro de interés.

En esta etapa del cálculo no se tiene información de la ubicación de los combustibles en el núcleo, el entorno que lo rodea y en especial los gradientes de flujo neutrónico a los que se ve sometido. Tampoco tiene información de los movimientos de barras de control, y recambio de los elementos combustibles, etc. Aspectos que hacen a la “historia” de operación de los elementos combustibles.

Se ha desarrollado una gran variedad de métodos para resolver la ecuación de difusión al nivel de núcleo, y han llevado a la creación de un número aun mayor de códigos de núcleo. El método más difundido es el de diferencia finitas, que necesita una mallado muy fino para obtener resultados precisos. Esto incrementa los requerimientos de

memoria y tiempo de procesamiento en los cálculos en tres dimensiones de núcleos de reactores, tendencia que se ve acentuada cuanto más grande es el núcleo.

Existen también los llamados métodos nodales que evitan el cálculo de este mallado fino. Estos métodos realizan el cálculo de núcleo como grandes regiones homogéneas (típicamente la región correspondiente a un combustible, y el refrigerante y moderador circundante, dividido axialmente en una cierta cantidad de trozos). Esto hace disminuir sensiblemente los requerimientos de tiempo de cálculo y memoria sin sacrificar la precisión de los resultados. La solución convergida del método nodal permite conocer el flujo promedio nodal y las corrientes parciales en las interfaces de cada nodo.

En el diseño de reactores es necesario tener información directa de la distribución de potencia en los elementos combustibles heterogéneos, es decir la potencia en cada barra combustible de un elemento. Este interés puede no ser del mismo peso en todo el núcleo del reactor, sino que en general, interesan determinadas regiones del reactor. Una limitación inherente a los métodos nodales es la pérdida de la información detallada de distribución de potencia dentro de cada nodo y, en particular, en las barras combustibles, ya que resuelve el núcleo como grandes regiones homogéneas. De modo que, para conocer la potencia en cada barra combustible, es necesario implementar algún tipo de reconstrucción de potencia por barra.

A pesar de que la física de reactores de estado estacionario no incluye dependencia temporal, puede aplicarse a muchos procesos dependientes del tiempo. Por ejemplo, efectos de xenón (horas) y efectos de quemado (días o más) pueden estar descritos por una secuencia de cálculos estacionarios, combinados con soluciones de la variación temporal de la concentración de isótopos relevantes.

La cinética de reactores juega un papel muy importante en la dinámica de reactores, la cual es un área esencial del diseño. Mientras que la cinética predice la respuesta temporal de la población neutrónica a un cambio de reactividad, la dinámica de reactores describe los cambios de reactividad debidos a perturbaciones externas, teniendo en cuenta las realimentaciones termohidráulicas en el núcleo. Las perturbaciones pueden ser producidas por variaciones en la demanda de potencia, movimientos de barras de control, mal funcionamiento, accidentes, u otros eventos.

La dinámica de reactores implica el análisis de la interacción de muchos sistemas del circuito primario de un reactor, por ejemplo, el núcleo del reactor, separadores de vapor, intercambiadores de vapor y bombas. Además de la cinética de reactores, involucra también la transferencia de calor desde el combustible al refrigerante y la hidrodinámica del refrigerante.

El propósito de este trabajo se centra en el desarrollo de un código neutrónico nodal para simulación de núcleos de reactores. Debido a que al momento del inicio del trabajo se contaba con un código nodal para este tipo de cálculo (RHENO) con un importante grado de avance, la primera etapa del trabajo (Capítulo I) estuvo abocada a estudiar la posibilidad de continuar el desarrollo del mencionado código, comparándolo con los códigos nodales de difusión actuales más destacados. Los objetivos del trabajo se determinan definitivamente a partir de los resultados de esta primera etapa.

Un código de núcleo aislado no tiene mucho sentido. Por otro lado es importante que la entrada de los valores de las secciones eficaces homogeneizadas sea cómoda y eficiente. Es fundamental para un código de núcleo tener en cuenta el quemado y recambio de los elementos combustibles. Estos aspectos eran carentes en el código RHENO y constituyeron la segunda etapa del trabajo, luego de un período de familiarización con el código. En el Capítulo II, se desarrolla esta segunda etapa. Para finalizar este capítulo se analizan una razonable cantidad de problemas benchmark.

El Capítulo III, trata el problema de la reconstrucción de potencia. Se desarrollaron dos modelos de aplicación externa al código de núcleo. Ambos requieren información tanto de este último como del código de celda. Uno de los métodos fue implementado y validado con dos problemas benchmark numéricos contra MCNP.

El Capítulo IV, se refiere al manual del usuario del RHENO (con mínimas actualizaciones respecto de su publicación en Jatuff, 1988).

Finalmente, el Capítulo V contiene las conclusiones de este trabajo y las futuras extensiones posibles.

# Capítulo I- Preliminares del Trabajo

---

## I.1. Punto de Partida y Objetivos del Trabajo

Como ya se mencionó en la introducción del presente trabajo, el principal objetivo es el desarrollo de un Código de Difusión Nodal para Simulación de Núcleos de Reactores. Al momento de iniciar el trabajo se disponía del código RHENO (Jatuff, 1988/97) en instancias de desarrollo. Este resuelve la ecuación de difusión usando métodos nodales, en un esquema de matrices de respuesta. Es capaz de resolver sistemas en una, dos, y tres dimensiones en geometría rectangular con muy buena precisión y con gran eficiencia. La forma del flujo dentro de cada nodo está determinada por la integración parcial de las ecuaciones de difusión sobre dos de las direcciones espaciales. Tiene la capacidad de estimar los errores del flujo neutrónico medio nodal y de realizar cálculos cinéticos en 2D.

Dada esta situación, se consideró la posibilidad de continuar con el desarrollo de este código en lugar de comenzar de cero con el desarrollo de uno nuevo. Para tomar una determinación al respecto, se realizó un estudio sobre métodos y códigos nodales usados en la actualidad, considerando que si el RHENO no se encontraba significativamente desactualizado, resultaba conveniente continuar con su desarrollo, dado su importante grado de avance. En la sección siguiente se expone esta investigación y sus conclusiones junto con una breve reseña de la evolución de los métodos nodales.

## I.2. Estudio Preliminar

El estudio preliminar cuenta con una breve reseña del origen de los métodos nodales y su evolución, tomando como principales referencias a un *review paper* publicado por Lawrence (1986) y material contenido en Jatuff (1997).

### I.2.1. Antecedentes y Evolución de los Métodos Nodales

Han transcurrido más de 50 años desde las primeras implementaciones computacionales del Método de Diferencias Finitas para la solución de la ecuación de difusión en más de una dimensión. La continua mejora de los algoritmos y del hardware, permitieron ir incrementando la dificultad de los problemas de la física de reactores. Sin embargo, existen limitaciones en la capacidad de memoria computacional y tiempo de cálculo que hacen prohibitivo el modelado explícito de los elementos combustibles con todos sus detalles.

Para superar esta dificultad se definen parámetros de difusión equivalentes y se considera al núcleo formado por grandes regiones homogéneas que generalmente coinciden en la dirección radial con un combustible rodeado de una porción de



refrigerante y moderador, y axialmente se divide al canal en un cierto número de trozos. Así, se computa la solución global para el reactor representado por el acople de regiones homogéneas. La solución de este problema usando técnicas de diferencias finitas requiere un gran número de mallas para representar con precisión la variación espacial del flujo neutrónico. Esto es computacionalmente caro, y motivó al desarrollo de modelos menos rigurosos pero computacionalmente más eficientes orientados a determinar el flujo medio en cada una de las regiones homogéneas o nodos, teniendo en cuenta sus condiciones de borde, diferentes para cada uno de ellos. Por otro lado, y con la solución de cada nodo, se debe actualizar las condiciones de borde imponiendo la continuidad de flujos y corrientes en las interfases nodales. Al primer problema se lo conoce como “problema local”, y al problema de acople se lo conoce como “problema global” (Lawrence, 1986; Ferri, 1986; Jatuff 1988/97). Esta clase de métodos se llamaron “métodos nodales”. El FLARE (Stamm’ler y Abbate, 1983) es representativo de la primera generación de estos esquemas.

La evolución de los métodos nodales en los últimos 40 años desde el desarrollo del FLARE siguió dos caminos diferentes. El primero de ellos se orientó al refinamiento del FLARE a un grupo, que involucró parámetros de corrección para ajustar datos reales de operación o resultados de cálculos más precisos. Resultaron así una gran cantidad de esquemas mejorados, llamados simuladores. FLARE y sus sucesores fueron muy usados en centrales nucleares y análisis de LWRs, y con la sintonización apropiada de los parámetros de corrección. Estos modelos son capaces de predicciones precisas de las condiciones de operación de un reactor. Muchos de estos métodos estaban basados en la teoría de 1.5 grupos y la mayoría trata al reflector de los LWRs usando albedos computados con cálculos auxiliares o procedimientos analíticos (Stamm’ler y Abbate, 1983). Como consecuencia, en el límite de mallas infinitamente pequeñas, estos esquemas no producen soluciones consistentes con la solución exacta de las ecuaciones de difusión. Este comportamiento, mas algunas consideraciones prácticas acerca del uso de hipótesis simplificadoras y parámetros ajustables en diferentes condiciones (como ser transitorios), ha motivado el desarrollo sobre los últimos 30 años de una clase alternativa a de métodos nodales, a veces denominados como “formulados consistentemente”, o “métodos nodales modernos”. Estos esquemas modernos no utilizan parámetros de corrección para la determinación de relaciones de acoplamiento entre nodos, a través del uso de aproximaciones de alto orden a la ecuación de difusión y el tratamiento explícito de la pollera y del reflector. Por lo tanto, y a diferencia de simuladores mas viejos, estos esquemas nodales pueden ser vistos como verdaderas aproximaciones que converjan en el límite de espaciado de malla nulo.

Como se mencionó, el uso de los métodos nodales para problemas globales de reactores requiere la determinación de parámetros equivalentes para cada elemento combustible. Estos parámetros homogeneizados han sido computados tradicionalmente a través del pesado de las secciones eficaces con dependencia espacial con la solución de flujo obtenida en el cálculo de elemento combustible con corriente externa nula como condición de contorno externa. El desarrollo de esquemas nodales produjo aproximaciones muy precisas de la ecuación de difusión, y los errores introducidos por el uso de secciones eficaces pesadas volumétricamente con flujos puede ser mucho mayor que los errores de truncamiento espacial presentes en la solución nodal del problema homogeneizado. Por lo tanto, el desarrollo de procedimientos precisos de la homogeneización es esencial para la aplicación exitosa de métodos nodales para el análisis de reactores de potencia tipo LWR.

La gran eficiencia computacional demostrada de los métodos nodales de difusión formulados consistentemente alentó a realizar aplicaciones análogas para hallar la solución numérica de la ecuación de transporte. En este trabajo solo se tratará la solución numérica de la ecuación de difusión.

La ecuación de difusión multigrupo se puede escribir como:

$$-D_g(r)\nabla^2\phi_g(r) + \Sigma_{rg}(r)\phi_g(r) = Q_g(r). \quad (I.1a)$$

Donde:

$$J_g(r) = -D_g(r)\nabla^2\phi_g(r)$$

$$Q_g(r) = \sum_{g' \neq g} \Sigma_{sg'g}(r)\phi_{g'}(r) + \frac{\chi_g}{keff} \sum_{g'} \nu\Sigma_{fg'}(r)\phi_{g'}(r), \quad (I.1b)$$

y

- $g$ : es el número de grupo,
- $r$ : es el radiovector de componentes  $(x,y,z)$ ,
- $\phi$ : es el flujo escalar,
- $D$ : es el coeficiente de difusión,
- $\Sigma_r$ : es la sección eficaz de remoción,
- $\Sigma_{sg'g}$ : es la sección eficaz de dispersión,
- $\Sigma_f$ : es la sección eficaz de fisión,
- $\nu$ : es el número de neutrones por fisión,
- $\chi_g$ : es el espectro de fisión,
- $keff$ : es el factor de multiplicación efectivo.

Estas ecuaciones se resuelven bajo la condición de continuidad del flujo neutrónico  $\phi_g(r)$  y la corriente neta  $J_g(r)$  en todas las interfaces contenidas en el núcleo del reactor; mientras que en la superficie externa del reactor, se imponen las apropiadas condiciones de contorno.

Los métodos nodales se basan en subdividir el dominio  $V$  del problema en nodos  $V^k$ , con  $k=1\dots,K$ , tal que  $\cup V^k \equiv V$  y  $V^k \cap V^l = 0$  siempre que  $k \neq l$ , y luego se integra la ecuación (I.1a) sobre cada nodo. En adelante se va a asumir que se dispone de las secciones eficaces homogéneas obtenidas del cálculo del elemento combustible.

Integrando la ecuación (I.1a) sobre  $r \in V^k$ , dividiendo por el volumen nodal  $V^k$ , y aplicando el teorema de la divergencia al término de la fuga integrada se llega a la siguiente ecuación de balance:

$$\frac{1}{V^k} \int_{r \in V^k} d^3r_s \bar{n} J_g(r_s) + \Sigma_g^{r,k} \bar{\phi}_g^k = \bar{Q}_g^k, \quad (I.2)$$

donde  $\bar{\phi}_g^k$  es el flujo promedio en el grupo  $g$  del nodo  $k$ , definido como:

$$\bar{\phi}_g^k = \frac{1}{V^k} \int_{r \in V^k} d^3r \phi_g^k(r),$$

$\bar{Q}_g^k$  es la fuente media en el nodo  $k$  y grupo  $g$ , y  $\Sigma_g^{r,k}$  es la sección eficaz de remoción homogeneizada para todo el volumen  $V^k$  y para el grupo  $g$ . La ecuación (I.2) es una ecuación de balance exacta y requiere para su solución ecuaciones adicionales de las corrientes parciales promediadas en las caras de los nodos.

Desde luego el desarrollo de esquemas nodales está motivado por la necesidad de obtener cálculos relativamente precisos respecto de los cálculos de las diferencias finitas tanto en geometría rectangular como hexagonal. Las siguientes subsecciones se referirán brevemente a los métodos nodales en estas dos geometrías.

### 1.2.1.1. Geometría Rectangular

Se puede escribir a la ecuación (I.1) de la forma:

$$\frac{\partial}{\partial x} J_{gx}^k(x, y, z) + \frac{\partial}{\partial y} J_{gy}^k(x, y, z) + \frac{\partial}{\partial z} J_{gz}^k(x, y, z) + \Sigma_g^{r,k}(r) \phi_g^k(r) = Q_g^k(r); \quad (x, y, z) \in V^k, \quad (I.3)$$

donde la componente  $x$  de la corriente neta es:

$$J_{gx}^k(x, y, z) = -D_g^k \frac{\partial}{\partial x} \phi_g^k(x, y, z), \quad (I.4)$$

y como se asume un nodo homogéneo, las secciones eficaces no dependen de la posición en el mismo. Se tomará por comodidad al centro del nodo como origen del sistema de coordenadas, de modo que el volumen  $V^k$  queda contenido entre los extremos  $\pm \Delta u^k/2$  (con  $u=x,y,z$ ), y se denotará con  $x+$  y  $x-$  las caras en el sentido positivo y negativo de cada eje. Usando esta notación, la ecuación de balance (I.2) queda:

$$\frac{1}{\Delta x} [J_{gx+}^k - J_{gx-}^k] + \frac{1}{\Delta y} [J_{gy+}^k - J_{gy-}^k] + \frac{1}{\Delta z} [J_{gz+}^k - J_{gz-}^k] + \Sigma_g^{r,k} \bar{\phi}_g^k = \bar{Q}_g^k, \quad (I.5)$$

donde por ejemplo,  $J_{gx\pm}^k$  es la componente  $x$  de la corriente neta promediada sobre una cara del nodo perpendicular a la dirección  $x$ . Las corrientes parciales satisfacen:

$$\begin{aligned} J_{gx+}^{out,k} + J_{gx+}^{in,k} &= J_{gx+}^k \\ J_{gx-}^{out,k} - J_{gx-}^{in,k} &= -J_{gx-}^k, \\ 2[J_{gx\pm}^{out,k} + J_{gx\pm}^{in,k}] &= \phi_{gx\pm}^k \end{aligned} \quad (I.6)$$

donde  $\phi_{gx\pm}^k$  denota el flujo promedio en la cara correspondiente del nodo. La ecuación de balance puede escribirse en términos de las corrientes parciales usando las ecuaciones (I.6).

### 1.2.1.2. Método de integración transversal aplicado a geometrías cartesianas

Las distintas formas de encontrar las corrientes superficiales a partir de la ecuación (I.5) distinguen las formulaciones nodales. Sin embargo, la mayoría de los métodos nodales tienen una característica en común, estos están basados en aproximaciones a

ecuaciones unidimensionales derivadas de la integración de la ecuación tridimensional de difusión sobre las dos direcciones transversales a cada eje. Por ejemplo, operando sobre las ecuaciones (I.3) y (I.4) con el operador:

$$\frac{1}{\Delta y \Delta x} \int_{-\Delta z/2}^{\Delta z/2} dz \int_{-\Delta y/2}^{\Delta y/2} dy,$$

nos lleva a las siguientes ecuaciones en la dirección  $x$ :

$$\frac{d}{dx} J_{gx}^k(x) + \sum_g^{r,k}(r) \bar{\phi}_{gx}^k(r) = \bar{Q}_{gx}^k(r) - \frac{1}{\Delta y} L_{gy}^k(x) - \frac{1}{\Delta z} L_{gz}^k(x), \quad (I.7)$$

$$J_{gx}^k(x) = -D_g^k \frac{d}{dx} \bar{\phi}_{gx}^k(x), \quad (I.8)$$

donde

$$\bar{\phi}_{gx}^k(x) = \frac{1}{\Delta y \Delta x} \int_{-\Delta z/2}^{\Delta z/2} dz \int_{-\Delta y/2}^{\Delta y/2} dy \phi_g^k(x, y, z), \quad (I.9)$$

$$\bar{Q}_{gx}^k(x) = \frac{1}{\Delta y \Delta x} \int_{-\Delta z/2}^{\Delta z/2} dz \int_{-\Delta y/2}^{\Delta y/2} dy Q_g^k(x, y, z), \quad (I.10)$$

y se denominan flujo direccional y fuente direccional respectivamente; y las fugas transversales a la dirección  $x$  se definen como

$$L_{gy}^k(x) = -\frac{1}{\Delta z} \int_{-\Delta z/2}^{\Delta z/2} D_g^k \frac{\partial}{\partial y} \phi_g^k(x, y, z) \Big|_{y=-\Delta y/2}^{y=\Delta y/2} dz, \quad (I.11a)$$

$$L_{gz}^k(x) = -\frac{1}{\Delta y} \int_{-\Delta y/2}^{\Delta y/2} D_g^k \frac{\partial}{\partial z} \phi_g^k(x, y, z) \Big|_{z=-\Delta z/2}^{z=\Delta z/2} dy. \quad (I.11b)$$

La fuga neta transversal para la dirección  $x$  está dada por:

$$L_{gNx}^k(x) = L_{gy}^k(x) + L_{gz}^k(x)$$

Sustituyendo la ecuación (I.8) en la ecuación (I.9) se llega a la forma convencional de la ecuación de integración transversal para la dirección  $x$ :

$$-D_g^k \frac{d^2}{dx^2} \bar{\phi}_{gx}^k(r) + \sum_g^{r,k}(r) \bar{\phi}_{gx}^k(r) = \bar{Q}_{gx}^k(r) - \frac{1}{\Delta y} L_{gy}^k(x) - \frac{1}{\Delta z} L_{gz}^k(x). \quad (I.12)$$

Esta es la ecuación direccional en la dirección  $x$ .

Los flujos direccionales y las fugas transversales se relacionan con los respectivos valores nodales promedios mediante:

$$\frac{1}{\Delta x} \int_{-\Delta x/2}^{\Delta x/2} \bar{\phi}_{gx}^k(x) dx = \bar{\phi}_g^k, \quad (\text{I.13a})$$

$$\frac{1}{\Delta x} \int_{-\Delta x/2}^{\Delta x/2} L_{gy}^k(x) dx = \bar{L}_{gy}^k = J_{gy+}^k - J_{gy-}^k, \quad (\text{I.13b})$$

$$\frac{1}{\Delta x} \int_{-\Delta x/2}^{\Delta x/2} L_{gz}^k(x) dx = \bar{L}_{gz}^k = J_{gz+}^k - J_{gz-}^k, \quad (\text{I.13c})$$

Al integrar la ecuación (I.7) sobre  $x$ , dividiendo por  $\Delta x$ , y usando las ecuaciones (I.13) se obtiene la ecuación (I.5). Las ecuaciones direccionales en las direcciones  $y$  y  $z$  se obtiene de forma análoga.

El desarrollo de los esquemas nodales basados en la aproximación de la ecuación (I.12) está motivada por el simple hecho de que resolver una ecuación unidimensional es mucho más fácil que resolver una ecuación en dos o tres dimensiones. Por supuesto, para resolver la ecuación (I.12) es necesario hacer alguna conjetura acerca de la forma de la fuga neta transversal.

Como se ha hecho notar, tradicionalmente los métodos nodales estuvieron orientados al cálculo del flujo y fugas nodales promedios, y la ecuación (I.12) da un marco conveniente para lograr esquemas con este objetivo. Una consecuencia importante del uso de estos, es que la solución unidimensional da solo información concerniente a la forma del flujo unidimensional, y en general no es posible una reconstrucción rigurosa del flujo multidimensional usando solo la información de la ecuación (I.12) y sus análogas en las direcciones  $y$  y  $z$ . Sin embargo, han sido desarrolladas técnicas basadas en polinomios de alto orden para ajustar la información aportada por el cálculo nodal, y han demostrado reconstruir la forma del flujo en acuerdo con cálculos de diferencias finitas.

Es importante notar, que muchas veces se requiere la forma del flujo y/o potencia en el combustible heterogéneo. Esta información puede ser obtenida por medio de métodos de reconstrucción de potencia, ya sea modulando la solución nodal con la solución obtenida en el cálculo del elemento combustible, o bien por medio del método imbedded. Estos procedimientos se describen en varias publicaciones, entre las cuales se destacan Koebke y Wagner (1977), Koebke y Hetzelt (1984), Wagner y Koebke (1983), Rempe y Smith (1989), Zamonsky (2000). En el presente trabajo, se tratará este tema con detalle en el Capítulo III, en el cual se expone el desarrollo de dos métodos de reconstrucción de potencia y los resultados de la implementación de uno de ellos.

Utilizando el procedimiento de integración transversal, se han desarrollado dos líneas distintas de aproximaciones: la polinómica y la analítica. Las diferencias esenciales entre estas radica en si se incorpora o no la información obtenida de la solución analítica del problema de difusión en un nodo en el esquema numérico (Lawrence, 1986; Lawrence y Dorning, 1980). En la primera clase, se incluyen esquemas en los cuales los flujos unidimensionales son aproximados por un polinomio sin el uso de información analítica, mientras que los métodos analíticos, usan esta información.

### I.2.1.3. Métodos Polinómicos

Los flujos direccionales son aproximados por polinomios de forma general

$$\bar{\phi}_{gx}^k(x) \cong \bar{\phi}_g^k f_0(x) + \sum_{n=1}^N a_{gxn}^k f_n(x), \quad (I.14)$$

donde las funciones base satisfacen

$$\frac{1}{\Delta x} \int_{-\Delta x/2}^{\Delta x/2} f_n(x) dx = \begin{cases} 1, n=0 \\ 0, n=1, \dots, N \end{cases}. \quad (I.15)$$

El flujo promedio neutrónico satisface las condición de balance, ecuación (I.5), y la elección de las funciones de base y la forma de determinar los coeficientes  $a_{gxn}^k$  caracterizan los distintos métodos. Una característica común de los esquemas polinomiales es que además del flujo promedio nodal, son incluidas como incógnitas principales las corrientes parciales en las interfases. Las ecuaciones para las corrientes parciales pueden obtenerse insertando la ecuación (I.14) en la ley de Fick y evaluándola en la interfase considerada. Estas ecuaciones para las corrientes parciales son resueltas junto con la ecuación de balance nodal.

Como ejemplo de método polinómico, se considerará el *Nodal Expansion Method*, NEM (Finnemann et al., 1977; Wagner et al., 1977).

Para este método las funciones de base son:

$$\begin{aligned} f_0(x) &= 1, \\ f_1(x) &= \frac{x}{\Delta x} = \xi, \\ f_2(x) &= 3\xi^2 - \frac{1}{4}, \\ f_3(x) &= \xi(\xi - \frac{1}{2})(\xi + \frac{1}{2}), \\ f_4(x) &= (\xi^2 - \frac{1}{20})(\xi - \frac{1}{2})(\xi + \frac{1}{2}), \end{aligned} \quad (I.16)$$

y así sucesivamente. La solución de la ecuación (I.14) debe cumplir con dos condiciones de contorno sobre las caras. El NEM toma condiciones tipo *Dirichlet*, esto implica preservar los valores promedios de los flujos en las caras, es decir

$$\bar{\phi}_{gx}^k(\pm \Delta x / 2) = \phi_{gx\pm}^k.$$

Los coeficientes de la ecuación (I.14) son obtenidos usando restricciones apropiadas. El momento de orden cero  $\bar{\phi}_g^k$  (flujo medio nodal), el primer momento  $a_{gx1}^k$ , y el segundo momento  $a_{gx2}^k$ , son derivados aplicando a la ecuación (I.12) el método de los residuos ponderados:

$$\frac{1}{\Delta x} \int_{-\Delta x/2}^{\Delta x/2} f_p(x) \left[ -D_g^k \frac{d^2}{dx^2} \bar{\phi}_{gx}^k(r) + \Sigma_g^{r,k}(r) \bar{\phi}_{gx}^k(r) - \bar{Q}_{gx}^k(r) + \frac{1}{\Delta y} L_{gy}^k(x) + \frac{1}{\Delta z} L_{gz}^k(x) \right] dx \quad (I.17)$$

Donde, en el esquema de *Galerkin*,  $p=1, \dots, L-2$ .

Los momentos de orden superior, se obtienen a partir de los de menor orden. Las fugas en la ecuación (I.17) se aproximan mediante polinomios cuadráticos:

$$L_{gy}^k(x) \cong \sum_{n=0}^2 l_{gyn}^k f_n(x), \quad (I.18a)$$

$$L_{gz}^k(x) \cong \sum_{n=0}^2 l_{gzn}^k f_n(x). \quad (I.18b)$$

Utilizando las corrientes parciales promediadas en las interfases, como variables de acople para resolver el problema global, se obtiene un *esquema de matrices de respuesta*. Esto implica determinar la relación entre los momentos del flujo y las corrientes parciales entrantes y salientes de cada nodo, a partir de la solución del problema local. Dicha relación se llama ecuación de respuesta nodal. La derivación de esta ecuación parte de la ley de *Fick*:

$$J_{gx}^k(x) = -D_g^k \frac{d}{dx} \bar{\phi}_{gx}^k(x).$$

Combinando los resultados en el eje  $x$  con los análogos en las direcciones  $y$  y  $z$ , y usando información de la solución local se llega a la ecuación de respuesta nodal:

$$A_g^k \bar{J}_g^{k,out} = C_g^k \bar{J}_g^{k,in} + P_g^k \bar{\phi}_g^k, \quad (I.19)$$

donde:

$$\begin{aligned} \bar{J}_g^{k,out} &= \text{col}[J_{gx+}^{k,out}, J_{gx-}^{k,out}, J_{gy+}^{k,out}, J_{gy-}^{k,out}, J_{gz+}^{k,out}, J_{gz-}^{k,out}] \\ \bar{J}_g^{k,in} &= \text{col}[J_{gx+}^{k,in}, J_{gx-}^{k,in}, J_{gy+}^{k,in}, J_{gy-}^{k,in}, J_{gz+}^{k,in}, J_{gz-}^{k,in}] \\ \bar{\phi}_g^k &= \text{col}[\bar{\phi}_g^k, \phi_{gx1}^k, \phi_{gy1}^k, \phi_{gz1}^k, \phi_{gx2}^k, \phi_{gy2}^k, \phi_{gz2}^k] \end{aligned}$$

Las matrices  $A_g^k$ ,  $C_g^k$  y  $P_g^k$  contienen coeficientes nodales que dependen solo de la geometría y de los materiales.

#### 1.2.1.4. Métodos Analíticos

Buenos ejemplos de métodos analíticos son el *Analytical Nodal Method*, ANM (Smith y Rempe, 1988) y el *Nodal Green's Function Method*, NGFM (Lawrence y Dorning, 1980). En una dimensión, es posible obtener expresiones de acople exactas que relacionan la corriente neta superficial con el flujo volumétrico. La sustitución de estas relaciones exactas de acople en la condición de balance producen ecuaciones exactas en diferencias (3 puntos) para los flujos promedios. Las ecuaciones dependen del autovalor del sistema además de las secciones eficaces y el tamaño de malla, y por lo tanto deben

ser recalculados durante el procedimiento de iteraciones exteriores. Las estructura de las ecuaciones ANM multidimensionales dependen de la forma asumida para la fuga neta transversal.

Sin embargo, y a diferencia de los métodos de expansión nodal que pueden ser directamente generalizados a problemas multigrupo, la complejidad algebraica inherente en la evaluación de las expresiones de acople restringen efectivamente la formulación ANM a dos grupos. Además, la convergencia de la solución no debe estar comprometida por la discontinuidad en las propiedades nucleares y la aparición de puntos singulares. Esta dificultad califica mejor al ANM en aplicaciones que requieren interpolación de flujo o cálculos de productos bilineales del flujo (requeridos en teoría de perturbaciones, cálculos cuasiestáticos con dependencia temporal, etc.). Se obtiene un alto grado de precisión con códigos nodales avanzados del tipo ANM, que resultan del modelado directo de distribuciones de flujo grupales dentro del elemento combustible y del tratamiento apropiado de la heterogeneidades del mismo (Smith y Rempe, 1988), y en general son menos eficientes en tiempo de cálculo que los NEM.

#### *1.2.1.5. Geometría Hexagonal*

El análisis de reactores como ser Liquid-metal Fast Breeder Reactors (LMFBR), High-temperature Gas-cooled Reactors (HTGR), Pressurized-water Reactors soviéticos (VVER), y otros reactores (como por ejemplo, ATUCHA I y II, y el CAREM, de particular interés para nuestro país) de arreglo hexagonal, requieren la capacidad de resolver la ecuación de difusión en esa geometría. El cálculo de estos reactores, se hizo tradicionalmente utilizando métodos de diferencias finitas convencionales, aplicados a una grilla triangular introducida dentro de cada elemento combustible hexagonal. El exitoso desarrollo de los métodos nodales en geometría rectangular alentó a una formulación análoga en geometría hexagonal. Como en el caso de geometría cartesiana han sido desarrollados métodos polinómicos y analíticos (Wagner, 1989).

El método de integración transversal aplicado a geometría hexagonal tiene características que no aparecen en la geometría rectangular. En efecto, se torna más complicado debido a la aparición de singularidades del tipo función escalón y función delta de Dirac (Wagner, 1989; Chao, 1991; Chao y Shatilla, 1993) ya que la forma de la corriente neutrónica normal a los bordes del hexágono no es continua a través de los vértices de este. Para un nodo rectangular, los bordes en los cuales se define la fuga transversal, no contienen ningún vértice, pero sí, en el caso hexagonal. Por lo tanto, la fuga transversal no es continua en el nodo hexagonal, y la aproximación de esta por funciones suaves provoca errores significativos. Esto hace que un punto crucial en los métodos nodales de geometría hexagonal sea el tratamiento de los términos singulares de la fuga transversal.

Una forma propuesta por Lawrence (1986) para tratar estas singularidades, es aproximarlas con polinomios relativamente simples. Por otro lado, Wagner (1989) sugiere un método nodal hexagonal en el cual asume que la forma de la fuga transversal es suave, y está representada por un polinomio de segundo orden, y directamente ignora los términos singulares. Para esto es necesario forzar las ecuaciones de difusión integradas transversalmente para que cumplan el balance neutrónico global. Tanto la aproximación de Lawrence como la de Wagner conducen a una significativa pérdida de



precisión respecto de la obtenida en las soluciones de problemas de geometría rectangular.

Otro tratamiento de este problema con muy buenos resultados(Chao 1991, Chao y Tsoulfanidis, 1995, Chao y Shatilla, 1993/95) sugiere el uso de un mapeo conforme del nodo hexagonal a un nodo rectangular, para eliminar los términos singulares en la fuga transversal y, así, proveer de una base más rigurosa para el tratamiento de arreglos hexagonales (Fig.I.1).

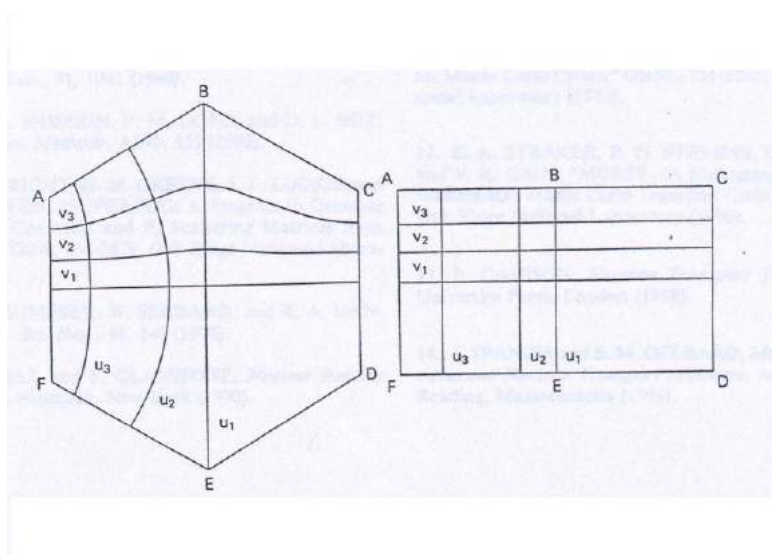


Figura I.1- Mapeo Conforme de un hexágono a un rectángulo

El mapeo conforme preserva los ángulos de intersección entre curvas y, por lo tanto, transforma un conjunto de coordenada curvilíneas ortogonales a otro de este tipo. Por otro lado, el operador diferencial Laplaciano es invariante bajo mapeos conformes. La ecuación de difusiones de neutrones es una ecuación diferencial del tipo Laplaciano. Así, la ortogonalidad entre el flujo y la corriente siempre es preservada a través de los mapeos conformes. Basándose en estas características, se argumenta que la ecuación de difusión para un nodo hexagonal homogéneo puede ser transformada a la ecuación de difusión para un nodo rectangular inhomogéneo. Esta inhomogeneidad puede ser representada por medio de una función de escala, de variación suave y depende solo de la geometría. Esta función está dada por:

$$g(u, v) = |dz / dw|$$

donde

$z = x + iy$  : es la coordenada compleja en el plano del hexágono.

$w = u + iv$  : es la coordenada compleja en el plano del rectángulo.

Una vez aplicado el mapeo conforme de hexágono a rectángulo, y aplicando el método de interacción transversal en esta ultima geometría, obtenemos las ecuaciones de difusión unidimensionales (Chao y Shatilla, 1995):

$$-D_g^k \frac{d^2}{dx^2} \bar{\phi}_{gx}^k(r) + \bar{g}^2(u) \Sigma_g^{r,k}(r) \bar{\phi}_{gx}^k(r) = \bar{g}^2(u) \bar{Q}_{gx}^k(r) - \frac{1}{\Delta y} L_{gy}^k(x) - \frac{1}{\Delta z} L_{gz}^k(x), \quad (I.20)$$

donde:

$$\bar{g}^2(u) = \frac{1}{b} \int_0^b g^2(u, v) dv \quad \text{y } b \text{ es la correspondiente arista del rectángulo.}$$

Esta es formalmente idéntica a la convencional en geometría cartesiana, exceptuando las funciones  $\bar{g}^2(u)$  y  $g(u, v)$ . Ambas funciones de escalas son simétricas en la variable  $u$  pueden ser evaluadas numéricamente, o aproximadas por polinomios o funciones racionales (Chao y Tsoulfanidis, 1995). La función  $g(u, 0)$  tiene una débil singularidad en  $u=0$  (del tipo  $u^{-1/3}$ ), la cual no trae mayores problemas. En Chao y Shatilla (1995) y en un tabajo posterior (Zimin y Baturin, 2001) se obtiene la solución de las ecuaciones direccionales (I.20) por medio del NEM. Sin embargo, la utilización del mapeo conforme no esta limitado a este tipo de método nodal, siguiendo a Chao, un mapeo conforme fue aplicado en la versión hexagonal del código PANTHER (Knight et al., 1995), el cual usa un método nodal analítico. Las validaciones numéricas del mapeo conforme en las referencias citadas, muestra excelentes resultados respecto de cálculos de diferencias finitas, y una precisión no degradada respecto de cálculos nodales en geometría rectangular.

### 1.2.2. RHENO frente a los actuales Códigos Nodales de Difusión

El objetivo principal del estudio preliminar consistió en determinar si el código RHENO era acorde con los actuales códigos nodales de núcleo, y si era viable continuar con su desarrollo, o bien era menester comenzar con el desarrollo de un nuevo código.

El código RHENO (Jatuff, 1988), como se ha mencionado, es un código nodal que resuelve la ecuación multigrupo de difusión en una, dos y tres dimensiones. Emplea un método nodal del tipo NEM, muy similar al descrito en la sección (I.2.1.3). Como funciones de base, utiliza los polinomios de Legendre. El orden de expansión de los flujos direccionales no está limitado. Los coeficientes de la ecuación (I.18a/b) para la fuga neta transversal pueden ser calculados de diferentes formas. La más básica de todas es la aproximación *Plana* (PLN), que supone una forma plana para la fuga en cada nodo e igual a su valor promedio nodal. La aproximación de nominada *Estándar* (STD) y la *Aproximación Parabólica* (APD) son similares; suponen una expansión cuadrática para la fuga. Otra de las aproximaciones es la *Expansión en Momentos Locales* (EML), en esta, se puede expandir la fuga hasta un orden igual o menor al orden del flujo. Las tres últimas aproximaciones, requieren una aproximación adicional sobre la forma del flujo. Esta aproximación es solo usada en el cálculo de la fuga neta transversal, y en el caso del RHENO (y en general en todos lo códigos que usan estas aproximaciones) se toma cuadrática. Esta aproximación se hace, debido a que se considera que el flujo multidimensional reconstruido a partir de los flujos direccionales (la suma de estos) es pobre, y sus errores se amplifican en el proceso de diferenciación necesario para el cálculo de la fuga neta transversal. No obstante, en el código RHENO fue implementada una expansión de flujo multidimensional que utiliza los flujos unidimensionales mas una

serie de términos cruzados que se calculan a partir de los valores de flujo en los vértices (caso de dos dimensiones) o bien, su valor promedio en la arista (caso de 3 dimensiones) (Fisher y Finnemann, 1981; Chang et al., 1989). A partir de esta reconstrucción de los flujos, se obtiene la quinta aproximación de la fuga neta transversal, denominada *MST* (Jatuff, 1991) la cual no implica ninguna aproximación adicional sobre el flujo; la fuga se calcula a partir de la solución del flujo. El RHENO utiliza una realimentación no lineal, la cual reduce las incógnitas a una por nodo por grupo. Un tratamiento detallado del desarrollo del código nodal utilizado en el RHENO se puede ver en Ferri (1986) y en Jatuff (1988/91).

El RHENO, tiene la posibilidad de estimar los errores del flujo medio nodal (Jatuff, 1997) y ha sido extendido para realizar cálculos cinéticos hasta en dos dimensiones (Jatuff y Villarino, 1996/97). Estas dos facultades del código RHENO, estimación de errores y cinética, han sido dejadas al margen del presente trabajo.

El mecanismo de investigación consistió en buscar en las bases de datos disponibles (principalmente INIS) información acerca de métodos nodales aplicados al cálculo de núcleo, tanto de difusión como de transporte. Aunque estos últimos se consideraron en un principio fueron descartados tempranamente al comprobar que la aproximación de difusión era utilizada en la mayoría de los códigos de núcleo, exceptuando algunos casos particulares, que en general, correspondían al cálculo de núcleos de reactores rápidos.

Se encontró una gran cantidad de publicaciones, parte de las cuales están citadas a lo largo de este trabajo. Muchas de estas corresponden a códigos de métodos nodales del tipo NEM, aplicados en formar casi idéntica o muy parecida al método nodal del código RHENO. Entre las publicaciones más destacadas de este tipo de método nodal se resaltan las referidas al Advance Nodal Code, ANC (Chung et al., 1996), desarrollado por Westinghouse; al NESTLE desarrollado por North Carolina State University y Los Alamos National Laboratory (Mosteller, 1997). Otras son las referidas al código francés HENART (Lesaint et al., 1994); al código MORSA de la JAERI (Okumura, 1998); al NEMO desarrollado por Framatome y B & W Fuel Company (Hobson y Aigle, 1994); al NEREUS de Toshiba Corporation (Iwamoto y Yamamoto, 1999); al POLY de la Tsinghua University, China (Shi, et al., 2002); etc.

La mayoría de los códigos nodales del NEM utiliza como funciones de base a los polinomios de Legendre, o bien, polinomios similares de las mismas propiedades. La mayoría de los códigos usan expansiones de cuarto orden, mientras que en el caso del RHENO, el orden de expansión es libre y puede ser mayor que cuatro. Sin embargo, algunos incluyen en la expansión, además de polinomios, funciones analíticas del tipo seno y coseno hiperbólico. De esta manera constituyen un híbrido entre NEMs polinómicos y analíticos (Shatilla et al., 1996; Iwamoto y Yamamoto, 1999). Otros usan una expansión polinomial para el flujo rápido y una expansión híbrida para el flujo térmico (Hobson y Aigle, 1994). Aparentemente, la inclusión de funciones hiperbólicas podría mejorar la exactitud de las soluciones.

Los trabajos sobre métodos nodales analíticos no abundan tanto como los de expansión nodal y en general se limitan a cálculos a dos grupos. Entre los códigos de métodos nodales analíticos podemos destacar al NODAN (Xuedong y Chengan, 2000) y al NOXER (Segev, 1988), del tipo ANM; al GNOMER (Trkov, et al., 1990) y al

ADMARC (Moon y Levine, 1990) del tipo NGFM. Los tres últimos códigos son comparados por Tavron (1996).

Bouamrène (1993), hace una comparación de métodos nodales de expansión polinómica (de cuarto orden) y métodos analíticos del tipo ANM, con el objetivo de optar por uno de los dos métodos. Finalmente se opta por el método polinómico, ya que es considerablemente más eficiente en tiempo de cálculo y poco menos preciso que el método analítico.

El método de integración transversal, que se usa en general en todos los métodos nodales modernos, permite resolver el problema tridimensional de difusión como tres problemas unidimensionales, lo que lleva a la reducción de los tiempos de cálculos. Sin embargo, puede tener algunas limitaciones. Una de estas, es que el término de la fuga neta transversal que aparece en el proceso de iteración transversal debe ser aproximado apropiadamente. Existen muchas aproximaciones, que se encuadran en las ya mencionadas del código RHENO. Aunque la más consistente sería la denominada MST, en la que se obtiene la fuga neta transversal de la reconstrucción tridimensional del flujo. Dicha reconstrucción se realiza a partir de los flujos direccionales y algunos cálculos del flujo en los vértices o aristas del nodo (Fisher y Finnemann, 1981; Chang et al., 1989; Jatuff, 1991). Otra de las limitaciones es el hecho de que, en principio, se dispone de los flujos direccionales, los cuales no son suficientes para poder realizar una reconstrucción de potencia. Por otro lado, trae los ya mencionados problemas en geometría hexagonal. Con el objetivo de superar estas limitaciones surgieron el Analitic Function Expansion Nodal (AFEN) method (Cho y Noh, 1995a; Noh y Cho, 1993/94; Cho et al., 1996), y el Polynomial Expansion Nodal (PEN) method (Noh y Cho, 1996; Cho y Noh, 1995b). Estos métodos, no aplican la iteración transversal a la ecuación de difusión, sino que resuelven directamente la ecuación de difusión tridimensional expandiendo la solución en fusiones de base no separables analíticas o polinómicas respectivamente. Estos métodos llevan a tener 9 o 13 incógnitas por grupo por nodo en los casos rectangular y hexagonal respectivamente, lo cual conduce a elevados tiempos de cálculo (Cho J.Y. et al., 1995), perdiendo la ventaja fundamental de los métodos nodales modernos de integración transversal, y sin dar resultados con precisión significativamente mayor.

Con el objetivo de mantener la gran eficiencia computacional de cálculo de los NEM y ganar en precisión, surgieron algunas propuestas que combinan distintos tipos de métodos, frecuentemente con poco eco. Una de estas es el denominado Green's Function Nodal Expansion Method, GNEM (Shen et al., 1995). Este se deriva de la base de los NEM y NGFM tratando de aprovechar las ventajas de cada uno. El flujo direccional (transversalmente integrado) dentro de cada nodo se representa por medio de un polinomio de cuarto orden. Sin embargo, los coeficientes de bajo orden de esta expansión no se obtienen vía ley de Fick sino por medio de una función de Green definida a partir del flujo y de la corriente neta media en las interfaces. Otra propuesta, más reciente, consiste en un híbrido entre los métodos NEM, ANM, y FDM (Lee et al., 2000), el método híbrido usaría el NEM y el ANM para cálculo nodal en la dirección axial  $z$ , mientras que el FDM se usaría en las direcciones transversales  $x$  e  $y$ . Este método pretende no realizar la homogeneización y luego la consecuente necesaria reconstrucción de potencia. Axialmente usaría el NEM excepto, en aquellas regiones donde el flujo varía drásticamente (por ejemplo en las regiones cercanas a las barras de control) y la aproximación de la fuga transversal es pobre, en cuyo caso usaría el ANM. Los diferentes métodos se acoplan consistentemente usando las corrientes en las interfaces de los nodos

y la fuga transversal. Ya que las direcciones  $x$  e  $y$ , se calculan con FDM, este método no tendría los problemas que presenta la integración transversal en geometría hexagonal.

En resumen, la tendencia más fuerte parece ser tratar de mejorar la precisión de los métodos nodales tipo NEM, manteniendo su superior eficiencia computacional. Para lograr el objetivo hay diferentes planteos, entre los cuales tenemos: mejorar el cálculo de la fuga neta transversal, para lo cual es necesario obtener una precisa reconstrucción tridimensional del flujo; agregar funciones analíticas en la expansión de los flujos direccionales; combinar el NEM con algún otro método que capte mejor las variaciones fuertes del flujo (como ser el ANM o el NGFM); teniendo siempre presente la necesidad de realizar reconstrucción de potencia por barra combustible.

### *1.2.3. Conclusiones del Estudio Preliminar y Objetivos del trabajo*

Del estudio preliminar se concluye que es conveniente continuar con el desarrollo del RHENO, ya que es acorde a las tendencias actuales y no tiene sentido comenzar con el desarrollo de un código nuevo. Con esto claro, se fijaron los siguientes objetivos del trabajo:

- Incluir el RHENO a una línea de cálculo.
- Extender el RHENO para realizar cálculo de quemado.
- Realizar el desarrollo necesario para reconstruir potencia por barras combustible.

Todo esto en un marco de validación.

Los dos primeros puntos se desarrollan en el capítulo siguiente, mientras que el último se desarrolla en el Capítulo III.

# Capítulo II- Línea de Cálculo - Quemado

---

## II.1. Integración del RHENO a una Línea de Cálculo

El código de núcleo tiene por objeto la determinación del flujo neutrónico y los ritmos de reacción en el núcleo de un reactor. Con estos, uno puede derivar de los parámetros de diseño tales como distribución de potencia, quemado de los combustibles y coeficientes de reactividad, para ser usados en el estudio dinámico del sistema. El input del problema, está constituido por un lado, por las bibliotecas de secciones eficaces y, por otro lado, por datos de ingeniería que describen la estructura y dimensiones del núcleo y de sus elementos combustibles; distribución, nivel de potencia, etc.

Como ya se mencionó en el capítulo anterior, la solución directa de la ecuación de transporte para el núcleo entero no es viable. Por este motivo, se procede en varios pasos, y al conjunto de todos estos pasos se lo conoce como línea de cálculo. La Fig.II.1 esquematiza un ejemplo de línea de cálculo (Villarino et al., 2002b). Esta tiene tres metodologías diferentes:

- Cálculo usando secciones eficaces macroscópicas. Esta metodología es usada para casi todos los parámetros neutrónicos. La distribución de quemado en el núcleo es el parámetro más importante.
- Cálculo usando secciones eficaces microscópicas. Esta metodología es usada para cálculo de parámetros cinéticos y cálculos dependientes del tiempo.
- Código Montecarlo. Esta metodología de cálculo es usada para la verificación de parámetros neutrónicos.

Las dos primeras metodologías están dividida en tres pasos:

- Generación de Bibliotecas
- Cálculo de Celda
- Cálculo de Núcleo

Las metodologías y sus interfases se muestran en la Fig.II.1. A continuación se da una breve descripción de los ítems más importantes.

- *Bibliotecas de Datos Nucleares*. Corresponde a la etapa de generación de bibliotecas ESIN. Son utilizadas dos diferentes fuentes de datos primarios para generarla, la WIM-ESIN (69 grupos) y la HELIOS-ESIN (190, 89 y 34 grupos).

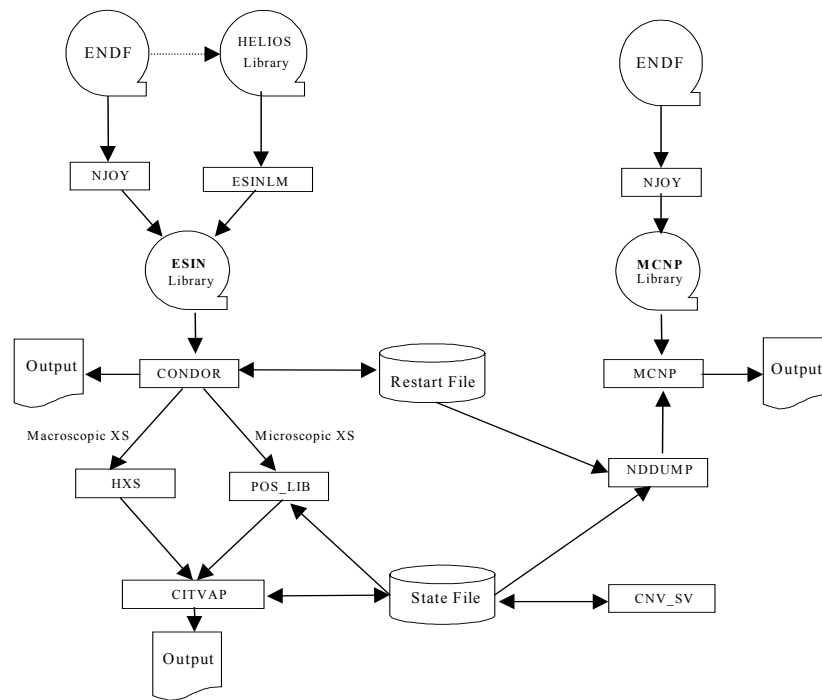


Figura II.1- Esquema de la Línea de Cálculo.

- *Código CONDOR*. Correspondiente a la etapa de código de celda. Realiza el cálculo neutrónico de elementos combustibles, barras de control, dispositivos de irradiación, tanto en una como en dos dimensiones. La distribución de flujo en cada región del sistema a ser calculado, puede ser obtenido a través del método de probabilidad de colisión (Villarino, 1990) o por medio del Heterogeneous Response Method, HRM (Villarino y Stamm'ler, 1984) en un esquema multigrupo de cálculo con varios tipos de condiciones de contorno.
- *Programa HXS*. Maneja las secciones eficaces macroscópica identificándolas por un nombre de biblioteca y una clave (key). Es una interfase entre el cálculo de celda y cálculo de núcleo.
- *Código CITVAP*. Corresponde a la etapa de cálculo de núcleo. Es un código para cálculo de núcleo. Resuelve la ecuación de difusión en 1, 2, o 3 dimensiones en geometría rectangular o cilíndrica. La discretización puede ser triangular o hexagonal. Puede recibir datos nucleares en forma de secciones eficaces macroscópicas o microscópicas.
- *Código Montecarlo MCNP*. Este es el código de transporte Montecarlo para cálculos de neutrones y gammas. Usa la biblioteca ENDF/B-VI y realiza cálculos en 3D. Es usado para verificar algunos parámetros neutrónicos con un método independiente.

El código RHENO, como ya se mencionó, es un código de la etapa de cálculo de núcleo. Al momento de iniciar el trabajo se encontraba como un código aislado. Las propiedades de los materiales, secciones eficaces macroscópicas, las leía de un archivo ASCII formateado, el cual se debía armar por tipeo. Esto limita mucho la capacidad de afrontar problemas reales por su poca practicidad.

El objetivo de esta etapa del trabajo fue introducir al RHENO a la línea de cálculo antes mencionada, de este modo queda como un código alternativo al CITVAP. El trabajo consistió en hacer compatible el código RHENO con el HXS. El HXS maneja las secciones eficaces macroscópicas en un formato propio. Fue diseñado con el objetivo de optimizar la interacción entre biblioteca - usuario y biblioteca – programa de núcleo.

Cada biblioteca posee un único número de grupos y espectro de fisión. Las bibliotecas pueden poseer parámetros termohidráulicos, que son necesarios cuando se realizan cálculos de núcleo con realimentación termohidráulica.

Cada juego de secciones eficaces es dependiente del quemado y está parametrizado con los siguientes datos:

- Densidad de potencia.
- Temperatura de refrigerante y de combustible.
- Densidad del refrigerante.
- La masa de metal pesado inicial por unidad de volumen.

Las secciones eficaces almacenadas son: Coeficiente de Difusión, sección eficaz de absorción,  $\nu$  por sección eficaz de fisión, sección eficaz de transporte, sección eficaz de fisión o bien sección eficaz de fisión por energía liberada por fisión, y finalmente la matriz de dispersión.

El programa es interactivo y permite ingresar y extraer datos, además de listar, borrar y renombrar claves, cambiar parámetros de claves, etc. Todas las opciones son manejadas por medio de menús, y los datos a ingresar poseen valores por defecto que minimizan la entrada de los mismos.

Los datos de secciones eficaces provienen de los códigos de celda y pueden ser ingresados en diversos formatos, por ejemplo, CONDOR, WIMS, HERMET, ANISN, GGTC, SEMACO, etc., y son extraídos para diversos códigos de núcleos, como por ejemplo el CITVAP, como es el caso de la línea de cálculo de la Fig.II.1.

Para lograr la compatibilidad del RHENO con el HXS, fue necesario programar un módulo con las rutinas necesarias para acceder directamente a los datos almacenados en la biblioteca (Villarino, 1991).

El módulo fue programado en FORTRAN77 standard y reemplaza al módulo que anteriormente se encargaba de leer las secciones eficaces. El esquema de la línea de cálculo en su estado actual, con el RHENO como código de núcleo, se muestra en la Fig.II.2. Las flechas con línea de trazos indican que con mínimas modificaciones se completaría la interfase.



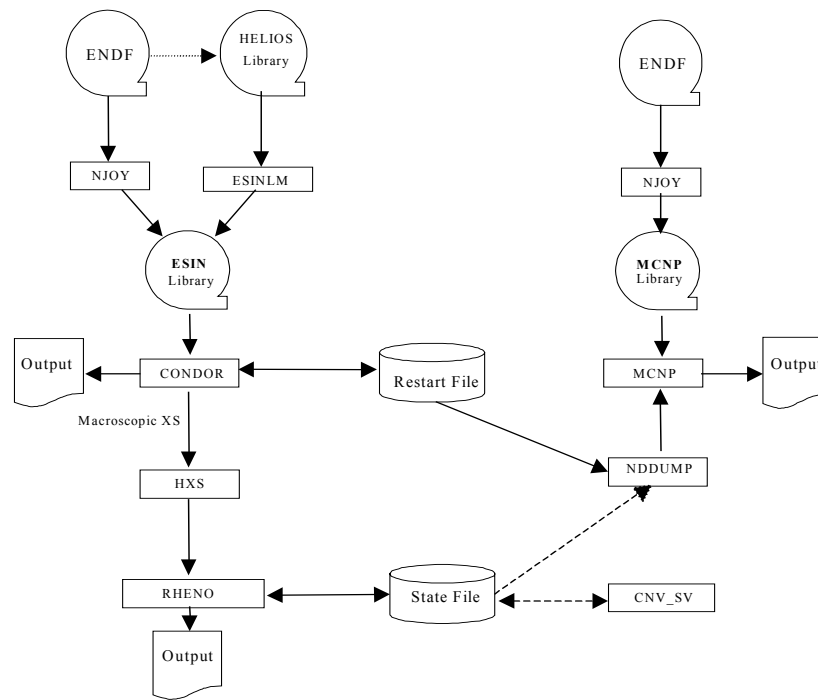


Figura II.2- Esquema de la Línea de Cálculo con el RHENO.

## II.2. Quemado

Durante la operación de un reactor nuclear la composición de sus materiales sufre cambios debido a su exposición al flujo neutrónico. Su influencia en materiales estructurales como ser de los combustibles y de los elementos de control, es marginal y puede no ser tenida en cuenta. Los efectos de pérdida de una fracción de material absorbente en los elementos de control es usualmente pequeña y poco significativa. Además, no están permanentemente presente en el núcleo ya que se retiran del mismo durante la operación. Así, el quemado de los elementos de control es generalmente despreciado, o a lo sumo tratado con métodos groseros (Stamm'ler y Abbate, 1983).

Desde el punto de vista de la economía neutrónica, son principalmente importantes los cambios en las concentraciones de combustible y de los venenos quemables. Los venenos quemables, son introducidos para controlar la mayor parte del exceso de reactividad cuando se insertan combustibles frescos después de un recambio, y de esta forma reducir la necesidad de elementos de control. Estos últimos producen fuertes gradientes en el flujo, y cuando se extraen o introducen, producen transitorios de potencia indeseables ya que pueden producir daño en los elementos combustibles. Los venenos quemables, por su parte, actúan más uniformemente y son gradualmente consumidos durante la operación del reactor.

Los cambios en la composición de combustible debidos al flujo neutrónico son denominados como quemado de combustible. La unidad de quemado es el MwD/T (megawatt día por tonelada de metal pesado inicial). Durante el quemado, los isótopos fisiles, tales como  $U^{235}$ , desaparecen por fisión o por captura neutrónica. El primer proceso produce la deposición de la energía de fisión, mientras que el segundo generalmente crea isótopos fisionables (pero no fisiles). Estos isótopos pueden contribuir a la cantidad total de fisiones (fisiones rápidas), o bien pueden capturar un neutrón, con lo cual aumenta la cantidad de isótopos fisiles de otro tipo que el primero. Estos son llamados isótopos fértiles. Los fragmentos resultantes de la fisión, así como también sus hijos reducidos por su posterior decaimiento radiactivo y /o captura neutrónica, son llamados productos de fisión. Esta es la pérdida neta de material fisil, que eventualmente causa la pérdida de exceso de reactividad del combustible y la necesidad de su reemplazo por combustibles frescos.

La cantidad de productos de fisión diferentes es enorme. Pero afortunadamente, solo unos pocos son importantes y necesitan un tratamiento explícito. La importancia de los productos de fisión tiene varias facetas: estos pueden ser fuertes absorbentes como el  $Xe^{135}$ , pueden decaer a fuertes absorbentes, pueden ser isótopos interesantes en cuanto al blindaje, etc.

El tratamiento del quemado de los materiales del núcleo y de los isótopos relevantes producto de las fisiones y los decaimientos, son tratados en detalle por el código de celda.

### II.2.1. Quemado de Elementos Combustibles

Los cálculos de elementos combustibles nos dan tablas de datos a pocos grupos (típicamente de 2 a 5 grupos) para varios quemados *Bu*. El código de núcleo debe interpolar entre estas tablas con el quemado como parámetro de interpolación. El cambio

en el quemado  $\Delta Bu$  de un nodo durante un paso de tiempo  $\Delta t$  del cálculo de núcleo puede ser hallado a partir de la relación:

$$\Delta Bu = \frac{1}{HM_{den}} DP \Delta t, \quad (II.1)$$

donde  $DP$  es la densidad de potencia en el nodo y  $HM_{den}$  es la densidad de metal pesado.

Es fundamental para la simulación de núcleos poder realizar quemado de núcleo, es decir, disponer de códigos capaces de calcular el quemado de los elementos combustibles y obtener las secciones eficaces interpoladas con el quemado como parámetro de interpolación. Esta actualización de las secciones eficaces, permite simular el comportamiento del núcleo en función del tiempo como una sucesión de estados estacionarios. De este modo, es posible obtener buenas predicciones del comportamiento del núcleo después de un determinado tiempo de operación a determinados niveles de potencia. Por otro lado, conociendo el quemado de los elementos combustibles, se puede planificar la estrategia de recambio de combustible. Una buena planificación permite extraer la máxima utilidad de combustible con su consecuente beneficio económico. Esto último es de principal importancia tanto en plantas nucleoelectricas, como en reactores de investigación.

### II.2.2. Extensión del RHENO para el quemado de combustibles

Al momento de iniciar este trabajo, el RHENO carecía de la facultad de realizar quemado de núcleo. Una vez adaptado el código para poder leer secciones eficaces del HXS, se realizaron las adaptaciones y se introdujeron las rutinas necesarias para poder calcular el quemado e interpolar con este, en las tablas de secciones eficaces calculadas por el código de celda y manipuladas por el HXS.

El quemado se calcula a partir de la ecuación (II.2) que puede escribirse como:

$$Bu_i = Bu_{i-1} + \frac{1}{HM_{den}} DP_{den} (t_i - t_{i-1}), \quad (II.2)$$

donde

$Bu_i$  : es el quemado al de tiempo  $t_i$ .

$Bu_{i-1}$  : es el quemado al paso de tiempo  $t_{i-1}$ .

Se programó (en FORTRAN 77 standard) un nuevo módulo destinado al cálculo del quemado a partir de la potencia media nodal y de los pasos de tiempo. Con este valor, se interpola en tablas de secciones eficaces para obtener el conjunto de las mismas que serán utilizadas en el paso siguiente. Los pasos de tiempos deben ser especificados en el input (Capítulo VI).

Este módulo, guarda los valores de quemado del último paso de cada nodo, en un archivo de estado, el cual puede ser leído, permitiendo iniciar nuevos cálculos a partir de un núcleo previamente quemado. Por otro lado, es posible modificar en el archivo de estado los quemados de los nodos, simulado de esta manera recambios de combustibles.

## II.3. Validación

La validación de lo desarrollado en este capítulo, se divide en dos secciones. La primera, presenta varios benchmark numéricos en dos y tres dimensiones, entre los cuales se encuentran el benchmark PWR de la IAEA en dos y tres dimensiones. Algunos de estos ya han sido calculados previamente por Jatuff (1997). El objetivo de estos cálculos es validar la nueva forma de entrada de datos de secciones eficaces desde el HXS. En la segunda sección, se valida el quemado con dos benchmarks, uno puramente numérico, el caso de un CANDU 600; y otro que, si bien es numérico, está acompañado de algunos datos experimentales de calibración de barras de control, es el caso del reactor de investigación MPR (*Multi-Purpose Reactor*) construido por INVAP S.E. en la República de Egipto.

### II.3.1. Casos sin quemado

Se realizaron cuatro benchmarks numéricos. Los dos primeros corresponden al caso de los benchmarks *IAEA2D* y *IAEA3D*, los siguientes corresponden a los benchmarks *Biblis* (problema bidimensional), y por último un caso en tres dimensiones de un reactor tipo *BWR*. La Tabla II.1 resume los resultados de estos casos.

#### *Caso IAEA 2D/3D*

Es un problema benchmark muy utilizado. Consiste en dos modelos, 2D (con corrección por buckling) y 3D, de un reactor tipo LWR. Las secciones eficaces de los materiales están dadas a dos grupos de energía. Hay cuatro tipo de materiales distintos: dos combustibles, un combustible con absorbente insertado y homogeneizado, y un reflector (agua). La geometría del problema y los valores de secciones eficaces se pueden encontrar en Jatuff (1988/97), aunque la referencia original es Argonne (1997). Para el caso del modelo en 2D la solución de referencia da un  $keff=1,029585$ , mientras que el RHENO dio un valor de  $keff=1,029201$ . hay una diferencia de solo 30 pcm.

El modelo tridimensional tiene barras de control parcialmente insertadas. Para este caso el valor de referencia es de  $keff=1,02903$ , mientras que el cálculo del RHENO convergió a  $keff=1,029709$ , lo que significa una diferencia de 64 pcm.

#### *Caso BIBLIS*

El segundo caso 2D se trata del *Biblis* (Nakata y Martin, 1983), es un LWR, que presenta la dificultad de poseer un núcleo de tipo tablero de ajedrez, debido a la estrategia de recambio de combustible. Tiene ocho tipos de materiales distintos con secciones eficaces a dos grupos de energía. Siete de los materiales tienen combustible, el restante es el reflector. La solución de referencia presenta un  $keff=1,025106$ , mientras que el valor obtenido por el RHENO fue de  $keff=1,02497$ , solo difiere en 13 pcm.

### Caso BWR

Las dimensiones del problema y las secciones eficaces macroscópicas de sus materiales fueron extraídas de Langenbuch (1977). Consiste en un modelo de reactor tipo BWR a dos grupos de energía y tres dimensiones. El modelo fue armado para el análisis de un transitorio. Se ha calculado solo la configuración crítica, la cual tiene barras parcialmente insertadas. En esta configuración el cálculo de RHENO convergió a un valor de  $k_{eff}=1,000329$ , de modo que difieren en solo 33 pcm de reactividad respecto de la situación crítica.

Tabla II.1- Casos sin quemado.

| Caso    | $k_{eff}$ (referencia) | $k_{eff}$ (RHENO) | $\Delta\rho$ [pcm] |
|---------|------------------------|-------------------|--------------------|
| IAEA 2D | 1,029585               | 1,029201          | 30                 |
| IAEA3D  | 1,029030               | 1,029709          | 64                 |
| BIBLIS  | 1,025106               | 1,024970          | 13                 |
| BWR     | Crítico                | 1,000329          | 33                 |

### II.3.2. Casos con quemado

A continuación se detallan los problemas de validación del quemado para los dos casos, *CANDU* y *MPR*.

#### Caso *CANDU 600*

Los datos del elemento combustible tipo *CANDU*, las dimensiones y la configuración del núcleo fueron extraídas del documento IAEA TECDOC-887 (1996). La validación se realizó contra el cálculo del CITVAP. Se consideró al núcleo con todas las barras extraídas y con todos sus combustibles frescos. Se quemó al núcleo durante 160 días en pasos de 10 días. Los valores de  $k_{eff}$  calculados por CITVAP y RHENO durante el quemado se muestran en la Fig.II.3. Es notable el acuerdo de los valores obtenidos por ambos códigos. La diferencia en reactividad se puede apreciar en el gráfico de la Fig.II.4.

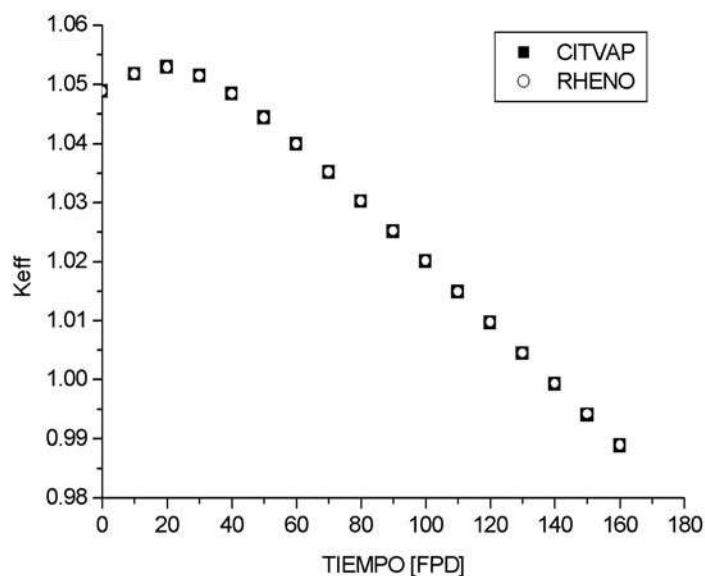


Figura II.3-  $k_{eff}$  calculado por CITVAP y RHENO.

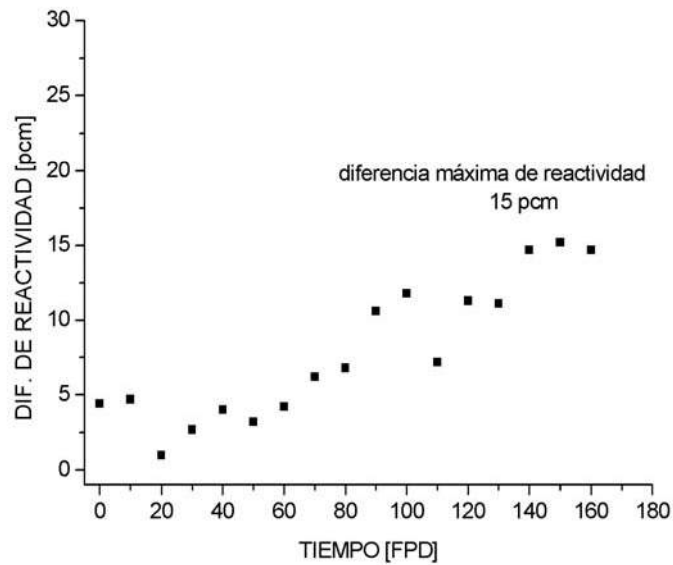


Figura II.4- Diferencia de reactividad entre los cálculos de CITVAP y RHENO.

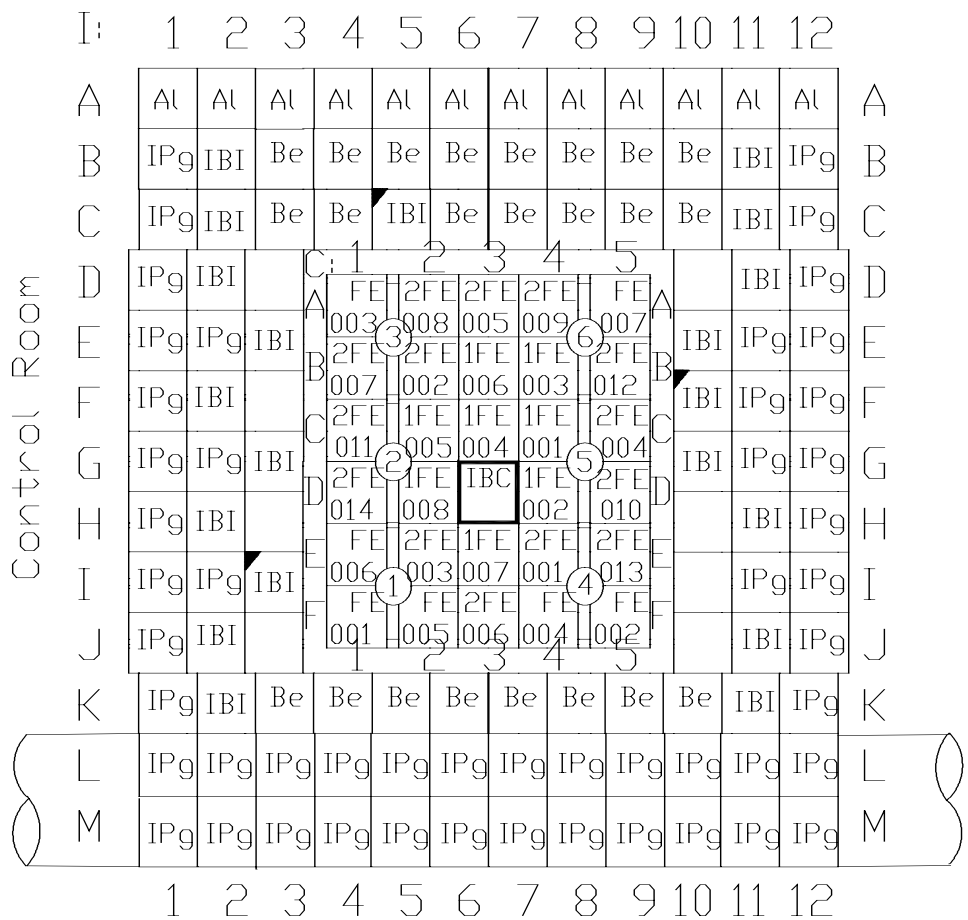
La diferencia en tiempos de cálculo de los dos códigos es importante. El tiempo de cálculo del RHENO fue un orden de magnitud menor que el del CITVAP.

#### Caso MPR

Este problema se trata del MPR (*Multi-Purpose Reactor*), construido por INVAP S.E. en la República de Egipto entre los años 1994 y 1997. El núcleo del MPR es un arreglo de elementos combustibles, reflectores, barras absorbentes, chimenea y dispositivos de irradiación. Básicamente la geometría en el plano  $x-y$ , consiste en un arreglo de  $8,1 \times 8,1 \text{ cm}^2$  (Villarino, 1996; Matzkin, 1996). Esto da una idea de lo complejo que es el modelado para un código nodal de núcleo como el RHENO (que está orientado por su naturaleza al cálculo de núcleos grandes), ya que tenemos nodos pequeños y materiales muy diferentes, y el sistema en sí no es grande.

Se calcularon varias configuraciones diferentes de núcleo (que incluyen tres recambios de combustibles), quemados sucesivamente a lo largo de 47,05 días de plena potencia. Los quemados que se realizaron no fueron propuestos al azar, sino que corresponde al quemado real que se realizó en el núcleo (o bien que se realizará en el futuro, como ocurren en el quemado del último núcleo). Estos cálculos fueron realizados con las barras de control extraídas. Por último, con la configuración final de núcleo, se realizó una calibración de barras. Todas las configuraciones, tanto a potencia cero (frío) como a plena potencia (22 Mw, caliente), se validaron respecto a cálculos del CITVAP, excepto la calibración de barras en la que también se compara con datos experimentales.

### Thermal Column



### Auxiliary Pool

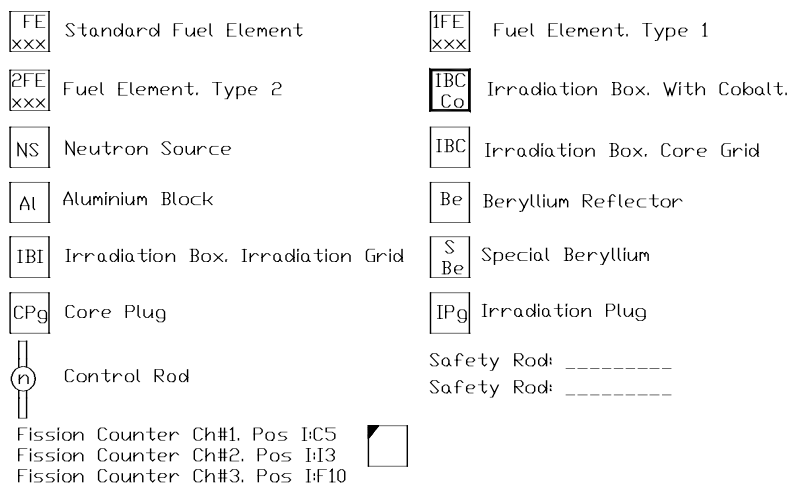
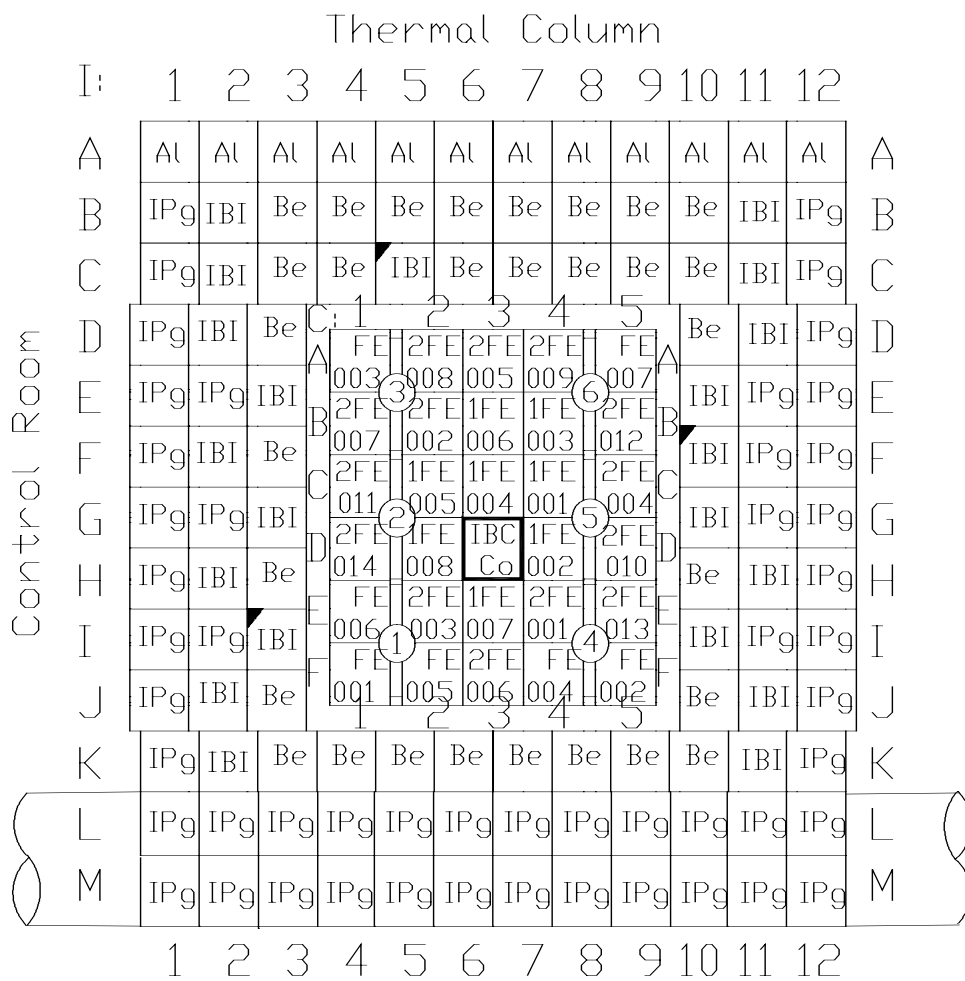


Figura II.5- MPR configuración 198.



### Auxiliary Pool

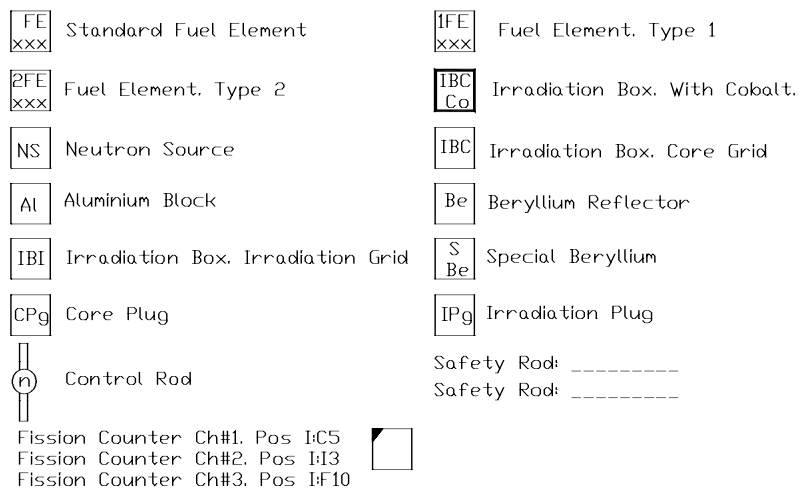


Figura II.6- MPR configuración 398.



La primera configuración de núcleo se denominó 198. La Fig.II.5 muestra esta configuración, en la que se puede apreciar que la grilla de los elementos combustibles no coincide con la del reflector. Esto naturalmente complica el modelado, ya que modelar un núcleo con el RHENO, hay que tener en cuenta que cada cara de los nodos del sistema debe limitar tan solo con un nodo, es decir tenemos un nodo vecino por cara. Como es natural proceder, se respetó la grilla de los elementos combustibles, tomando un nodo por cada uno de ellos. Con lo cual es necesario homogeneizar algunas regiones que rodean a la región de combustibles, en los casos que un nodo abarca regiones de materiales diferentes. El nodo de menor tamaño fue de  $1,6 \times 3,25 \text{ cm}^2$ .

El núcleo 198 fue calculado en frío y en caliente. El cálculo de CITVAP a potencia cero acusa un  $k_{eff}$  de 1,06396, mientras que el cálculo del RHENO convergió a un valor de 1,06623. lo que significa una diferencia de 200 pcm, que es un buen resultado teniendo en cuenta las dificultades del problema.

El primer quemado se realizó en esta configuración, y fue de 0,2466 días. La diferencia en reactividad entre el cálculo de CITVAP y de RHENO durante el quemado fue de 200 pcm.

Una vez realizado este quemado, se modifica el núcleo agregando en la caja de irradiación ubicada en el centro del núcleo 16 barras de cobalto de  $0,3412 \times 0,3412 \text{ cm}^2$ . Esto se modela en el RHENO homogeneizando toda la caja de irradiación, lo cual empeora el modelo. Además de esta modificación, se hace otra en el reflector del núcleo reemplazando, en algunas zonas, agua por berilio. A la nueva configuración se la denominó 398, y se puede apreciar en la Fig.II.6. Esta se calculó tanto en frío como en caliente. Los valores de  $k_{eff}$  de CITVAP y RHENO a potencia cero, fueron respectivamente 1,06902 y 1,07030, que difieren en 100 pcm. Pese a la mayor complejidad de este núcleo respecto al 198, el resultado es muy bueno.

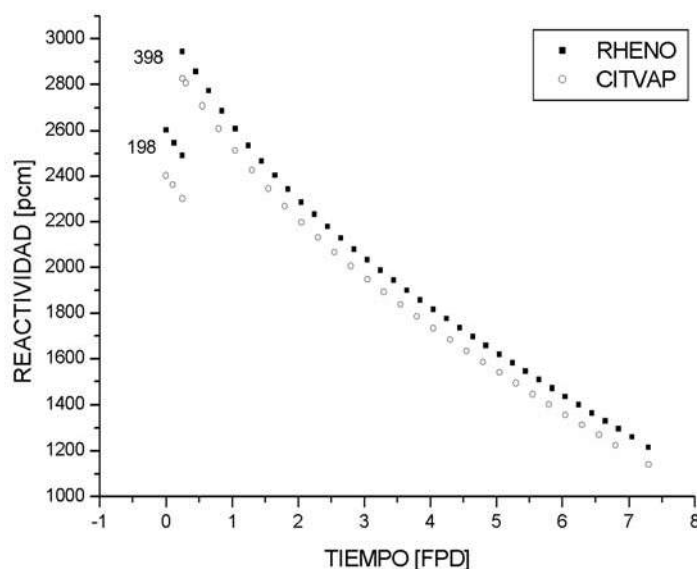


Figura II.7- Reactividad en función del tiempo de quemado [FPD] para los núcleos 198 y 398.

El núcleo 398 se quemó a partir del quemado anterior durante 7,3 días. La diferencia en reactividad durante este quemado fue de 120 pcm.

Los valores de reactividad (calculada con RHENO y CITVAP) de las dos configuración en función del tiempos de quemado se pueden ver en el gráfico de la Fig.II.7.

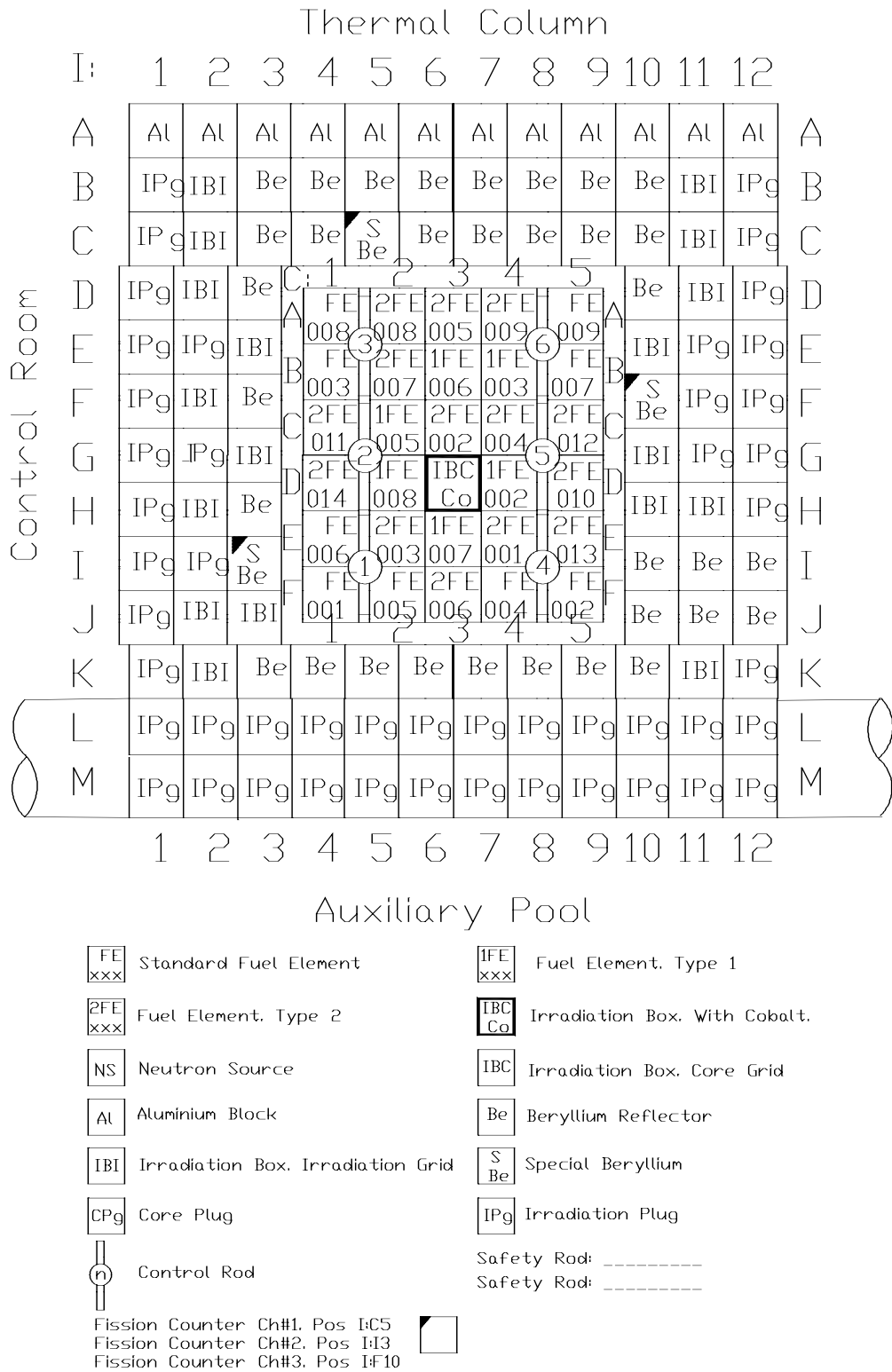


Figura II.8- MPR configuración RF191.

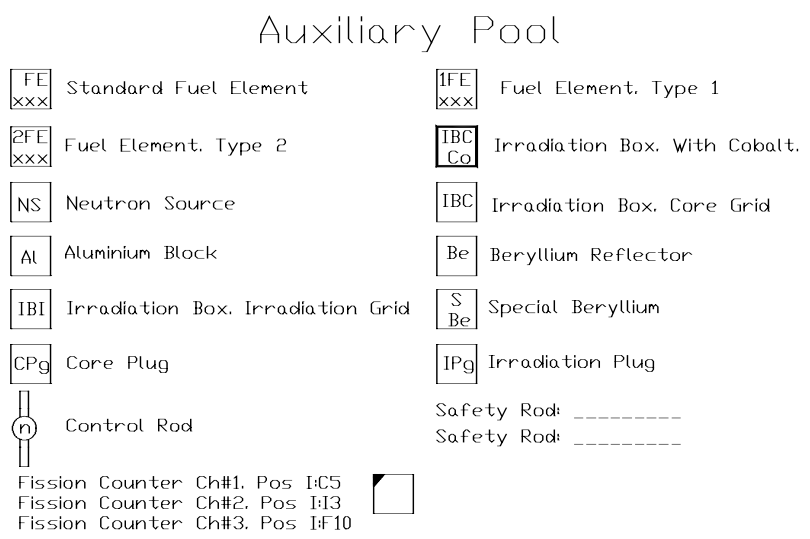
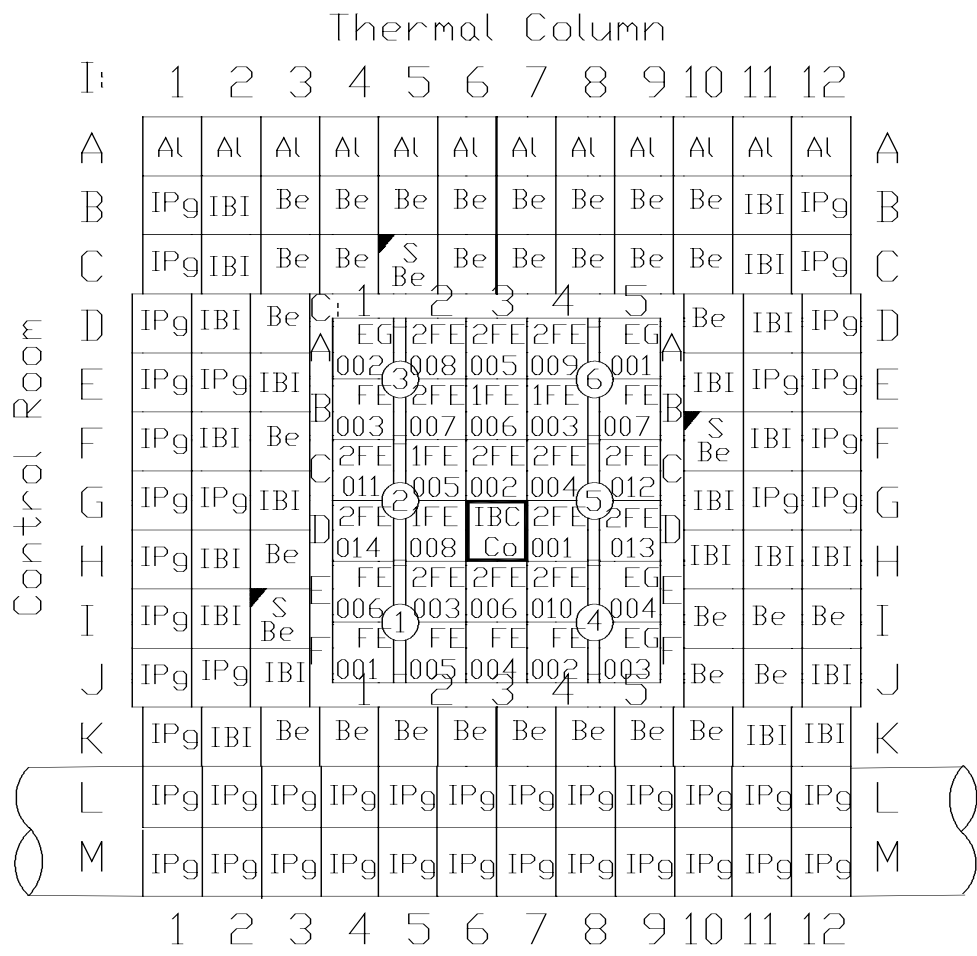


Figura II.9- MPR configuración RF193.

Finalizado el quemado de 7,3 días del núcleo 398, se procedió al primer recambio de combustible. Se introdujeron dos combustibles frescos, se extrajeron dos quemados, y se rotaron algunos elementos combustibles dentro del núcleo.

El recambio fue el siguiente:

**FE fresco a FE número C:A1 → C:B1 → C:B2 → C:C3 fuera**  
**FE fresco a FE número C:A5 → C:B5 → C:C5 → C:C4 fuera**

A esta nueva configuración se la denominó RF191 y está representada gráficamente en la Fig.II.8. Además del recambio de combustibles, la configuración RF191 varía respecto de la 398 en que se han agregado y redistribuido algunos berilios del reflector.

El núcleo RF191 se quema durante un período de 16 días de plena potencia. La diferencia máxima de reactividad en esta oportunidad fue de 60 pcm.

Una vez terminado el quemado, se procede al segundo recambio de combustible:

**FE fresco a FE número C:F5 → C:F4 → C:F3 → C:E3 fuera**  
**FE fresco a FE número C:E5 → C:D5 → C:E4 → C:D4 fuera**

Esta nueva configuración se denomina RF193 y está representada gráficamente en la Fig.II.9. El quemado de este núcleo fue de 13,75 días de plena potencia, y la diferencia máxima de reactividad durante ese periodo fue de 95 pcm.

Por último, se realiza el tercer recambio de combustible, que consiste en:

**FE fresco a FE número C:F1 → C:F2 → C:E2 → C:D2 fuera**  
**FE fresco a FE número C:A2 → C:A3 → C:B3 → C:C3 fuera**

La nueva configuración se denomina RF201. Esta ha sido armada recientemente y no se ha quemado. Igualmente para este núcleo se planteó un quemado de 10 días de plena potencia. La diferencia máxima de reactividad en ese período fue de 60 pcm.

El gráfico de la Fig.II.10, 11 y 12, muestra la reactividad en función del tiempo de quemado de los núcleos RF191/193/201, calculados con RHENO y CITVAP. De la gráfica se ve que RHENO sobrestima a reactividad en todos los casos respecto del cálculo de CITVAP. La Fig.II.13 muestra los quemados de todos los núcleos (198, 398, RF191/193/201) calculados por el RHENO.

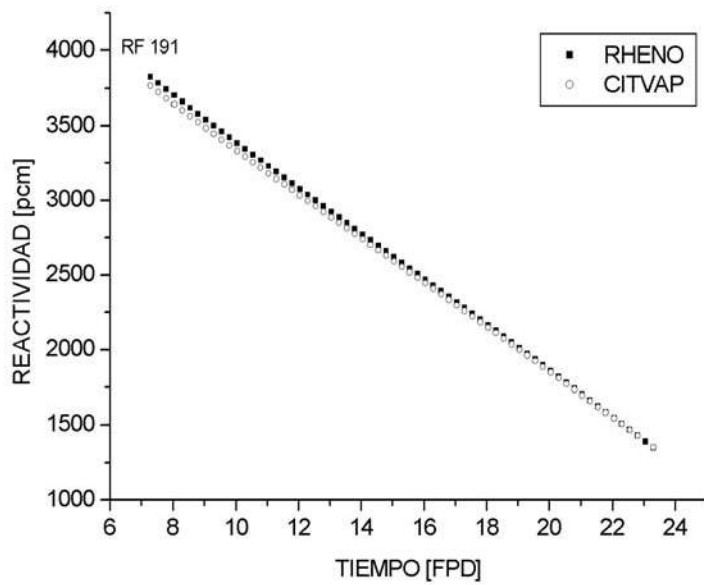


Figura II.10- Reactividad en función del tiempo de quemado [FPD] para el núcleo RF191.

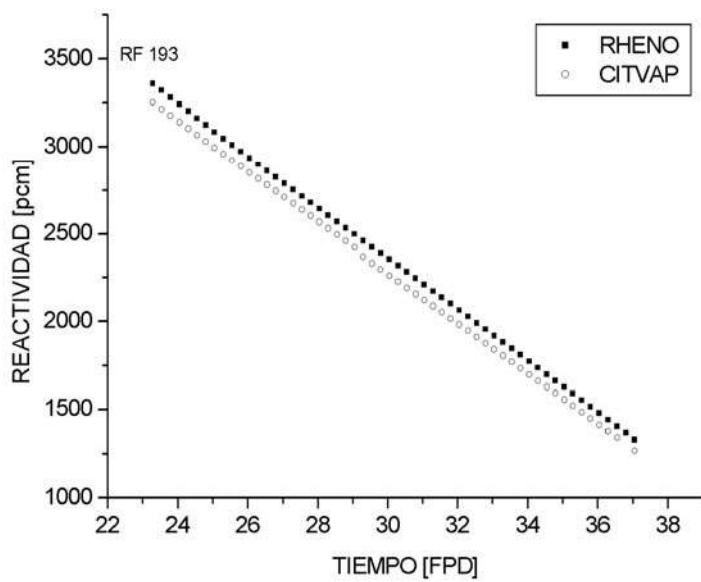


Figura II.11- Reactividad en función del tiempo de quemado [FPD] para el núcleo RF193.

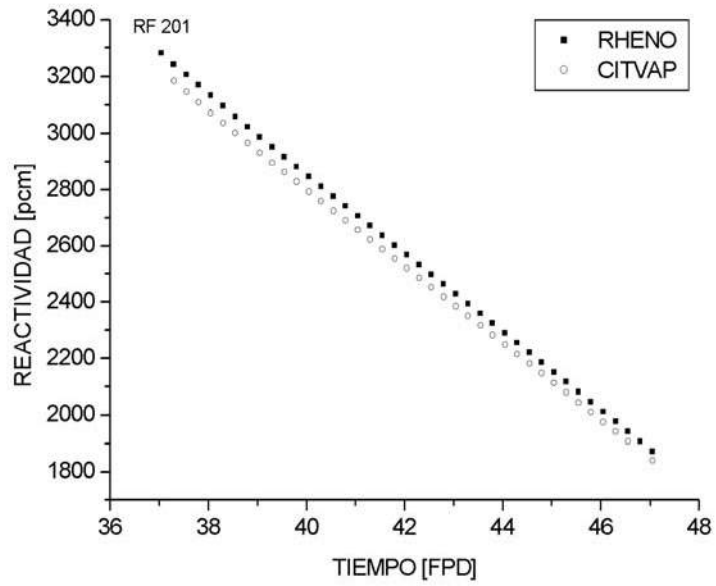


Figura II.12- Reactividad en función del tiempo de quemado [FPD] para el núcleo RF201.

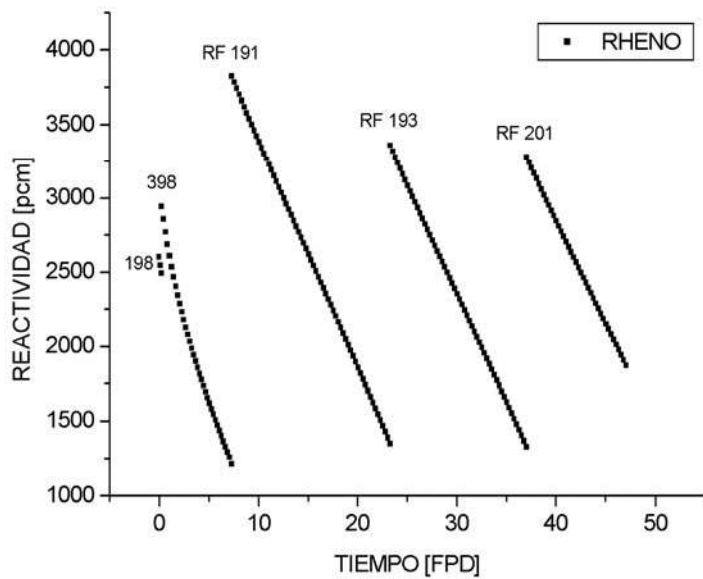


Figura II.13- Reactividad en función del tiempo de quemado [FPD] todos los casos.

La validación final del modelo RHENO del MPR se realizó contra datos empíricos de la puesta a crítico del núcleo fresco RF201 (núcleo frío). Los datos de referencia corresponden a la calibración de las barras 1 y 6, y algunas posiciones de la barra 4. Las posiciones de estas barras se dan en la en porcentaje de extracción en la Tabla II.2, junto con los valores de reactividad calculados por el RHENO para estas posiciones. La posición de las demás barras permanece fija durante toda la calibración.

Tabla II.2- Reactividad calculada por el RHENO para las distintas posiciones críticas (datos empíricos) de las barras 1, 4 y 6\* (valores en porcentaje de extracción).

| CR-1                               | CR-6   | CR-4  | $\rho$ [pcm] |
|------------------------------------|--------|-------|--------------|
| 100,00                             | 49,00  | 0,00  | 70           |
| 87,00                              | 55,90  | 0,00  | 72           |
| 75,20                              | 63,00  | 0,00  | 29           |
| 66,40                              | 70,50  | 0,00  | 25           |
| 57,70                              | 77,90  | 0,00  | -16          |
| 44,10                              | 9,50   | 0,00  | -3           |
| 42,40                              | 100,00 | 0,00  | 22           |
| 30,20                              | 100,00 | 26,80 | 101          |
| 21,80                              | 100,00 | 32,00 | 103          |
| 0,00                               | 100,00 | 36,80 | 122          |
| Valor Medio de Reactividad (RHENO) |        |       | 52           |
| Desviación estándar                |        |       | 41           |

\*Las posiciones de las barras 2, 3 y 5 son 0, 100 y 100 respectivamente.

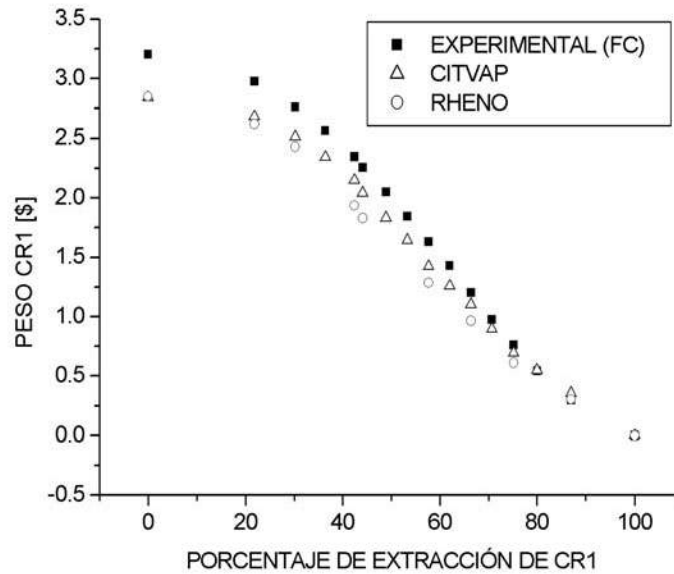


Figura II.14- Peso de la CR1 medida experimentalmente, y calculada por CITVAP y RHENO.

La Fig.II.14 muestra el peso en reactividad de la barra de control nro.1, medida experimentalmente, calculada por el CITVAP, y calculada por el RHENO.

# Capítulo III- Reconstrucción de Potencia

---

## III.1. Técnicas para la Reconstrucción de potencia

Los métodos nodales de expansión (NEM) nos dan los valores de flujo neutrónico y potencia promedios para cada nodo y grupo, con gran eficiencia y precisión.

Sin embargo una limitación inherente a los métodos nodales es la pérdida de información detallada dentro de cada nodo.

En el diseño de reactores es necesario tener información directa de la distribución de potencia en los elementos combustibles heterogéneos, es decir la potencia en cada barra combustible de un elemento. Este interés puede no ser del mismo peso en todo el núcleo del reactor, sino que en general se está interesado en determinadas regiones del reactor. En efecto, interesan en particular el detalle de la distribución de potencia barra por barra combustible en regiones donde la densidad de potencia global del reactor es máxima, o bien en elementos combustibles que sean de particular interés por algún otro motivo. Otro ejemplo, es la necesidad de tener valores precisos de potencia en las regiones donde existen detectores *in-core*, posiciones o canales de irradiación, etc. Por esta razón, una vez obtenida la solución nodal del problema global del reactor, es de fundamental importancia, en un paso siguiente, obtener los valores de potencia del combustible heterogéneo, teniendo en cuenta su ubicación en el núcleo.

Muchos métodos han sido desarrollados para “reconstruir” las densidades de potencia por barra combustible (*pin power reconstruction*) usando información del cálculo nodal. Estos métodos pueden clasificarse en dos grandes categorías: métodos de modulación y métodos imbedded (Koebke y Wagner, 1977; Wagner y Koebke, 1983; Rempe y Smith, 1989; Zamonsky, 2000). En este trabajo se han desarrollado ambos tipos de métodos, aunque solo se concluyó la implementación del método de modulación.

En el método de modulación aquí implementado, la distribución homogénea intranodal de potencia se multiplica por los factores de forma de potencia en las barras precalculados (*pin power form factors*, PPF) en el cálculo heterogéneo del elemento combustible (código de celda).

El denominado como método imbedded, más preciso que el de modulación, si bien ha sido desarrollado, su implementación no se ha concluido todavía. En este, se calcula la distribución de flujo en el elemento combustible heterogéneo a partir de información ya precalculada en el código de celda y en el código de núcleo.

### III.1.1. Código de Celda

El código de celda que se utiliza es el CONDOR, el cual usa el *Heterogeneous Response Method* (HRM) bidimensional con dependencia angular de las corrientes de



acople (Villarino y Stamm'ler, 1984; 1991; Villarino, 2002a). En el caso del código CONDOR, un elemento combustible (de barras o placas) es dividido en elementos que coinciden en general con cada pin (o placa). La dependencia angular de las corrientes de acople está dada por la discretización en sectores azimutales iguales de una media esfera en las interfases.

La dependencia polar de las corrientes de acople no se incluye ya que incrementa considerablemente el tiempo de cálculo (Villarino y Stamm'ler, 1992). Para tratar la dependencia energética del flujo se usa el método multigrupo; solo se va a describir las ecuaciones de un grupo.

Como se dijo, el sistema, usualmente un arreglo combustible, está dividido espacialmente en elementos heterogéneos. Cada uno de estos a su vez está dividido en regiones homogéneas (con índices  $i$  o  $j$ ) en las cuales se aplica la aproximación de flujo plano. La superficie externa está arbitrariamente particionada en segmentos en los cuales se calcula la corriente de acople plana, y cada segmento es a su vez, está particionado en sectores azimutales (con índices  $s$  o  $t$ ).

Para el cálculo del flujo del sistema se usa el HRM (Villarino y Stamm'ler, 1984), y la ecuación expresada en forma matricial tiene la forma:

$$\phi = XQ + Yj^- \quad (III.1)$$

donde

$\phi$ : es el vector de flujo integrado.  $\phi_i$  es el flujo integrado en la región  $i$ .

$X$ : es la matriz de flujo de respuesta de fuente.  $X_{ij}$  es el flujo integrado en la región  $i$  debido a una fuente unitaria e isotópica en la región  $j$ .

$Q$ : es el vector de fuente integrada.  $Q_j$  es la fuente integrada en la región  $j$ .

$Y$ : es la matriz de flujo de respuesta de corriente entrante.  $Y_{is}$  es el flujo integrado en la región  $i$  debido a una corriente unitaria entrante por el sector  $s$ .

$j^-$ : es el vector de corrientes entrantes.  $j^-_s$  es la corriente entrante por el sector  $s$ .

$X$  e  $Y$  son matrices diagonales por bloques. Cada bloque es una matriz local de un elemento espacial.

Los flujos de respuesta y las corrientes son obtenidos del HRM. Este define dos problemas:

-Problema Global, para calcular las corrientes de interfaces o de acople  $j^-$  de los elementos.

-Problema Local, para calcular los flujos de respuesta  $X$  e  $Y$ , y las probabilidades de múltiples colisiones de los elementos espaciales.

En el problema global, las  $j^+$  son resueltas usando la siguiente ecuación (Stamm'ler y Abbate, 1983):

$$j^+ = T j^- + E Q \quad (III.2)$$

donde

$j^+$  es el vector de corriente saliente.  $J_s^+$  la corriente saliente por el sector  $s$ .  
 $T$  es la matriz de transmisión de múltiples colisiones.  $T_{st}$  es el número de neutrones que se salen a través de  $s$  debido a una corriente entrante unitaria por el sector  $t$ .  
 $E$  es la matriz de probabilidad de escape de múltiples colisiones.  $E_{si}$  es el número de neutrones que se escapan a través de  $s$  debido a una fuente unitaria en la región  $i$ .

$T$  y  $E$  son matrices diagonales por bloques y son calculadas, junto con  $X$  e  $Y$ , en el problema local.

Para resolver iterativamente las corrientes entrantes (iteraciones internas), existe una relación geométrica entre las corrientes salientes y entrantes la cual esta dada por la matriz  $H$ :

$$j^- = H j^+ \quad (\text{III.3})$$

### III.1.2. Código de Núcleo y Expansión del Flujo

En contraste con el método de los elementos finito, donde se hacen aproximaciones explícitas para la distribución de flujo local en dos o tres-dimensiones dentro de cada elemento finito, los métodos nodales usan aproximaciones polinómicas solo para la distribución en una dimensión y en cada una de las dos o tres direcciones, obtenidas del método de integración transversal aplicado al flujo. De modo que el detalle de flujo intranodal que está a priori disponible de la solución nodal son los flujos direccionales para cada una de las tres direcciones. El flujo tridimensional dentro de cada nodo no es separable por direcciones, y una precisa distribución de flujo no puede obtenerse por la superposición de los perfiles unidimensionales. La forma más común de proceder para obtener esta distribución es suponer una expansión polinómica no separable usando la información disponible de la solución nodal para obtener los coeficientes de los términos cruzados. Esto es eficiente, ya que la solución nodal provee estimaciones muy precisas de los parámetros nodales, y el proceso complicado de determinar la parte no separable de la distribución de flujo intranodal se realiza solo después de convergida la solución nodal, no durante el proceso iterativo, como es el caso en el método de los elementos finitos.

El código RHENO tiene implementada la siguiente expansión de flujo no separable:

$$\phi_{(x,y,z)}^g \cong \sum_{l=0}^4 \sum_{m=0}^{4-l} \sum_{n=0}^{4-l-m} \phi_{lmn}^g P_{l(x)} P_{m(y)} P_{n(z)} + \sum_{l=5}^L (\phi_{l00}^g P_{l(x)} + \phi_{0l0}^g P_{l(y)} + \phi_{00l}^g P_{l(z)}) \quad (\text{III.4})$$

donde  $P_{k(u)}$  es el  $k$ -ésimo polinomio de Legendre (con  $k=l,m,n$  y  $u=x,y,z$ ). Una expansión similar fue usada antes por Rohach (1986/87).

Los coeficientes no cruzados en las variables espaciales de la expansión de flujo se determinan a partir las cantidades nodales, flujo promedio nodal y corrientes parciales, y son los momentos de las expansiones de los flujos direccionales. Para determinar los coeficientes cruzados son necesarias más ecuaciones que salen postulando la continuidad del flujo en los vértices del nodo, en el caso de dos dimensiones; o bien postulando la continuidad del flujo promediado en las 12 aristas, en caso el caso de tres dimensiones (Fisher y Finnemann, 1981; Chang et al., 1989). La determinación del flujo en los

vértices o el flujo promedio en las aristas. Para el caso de dos dimensiones se ha solucionado el problema planteando la ecuación de balance en una región infinitesimal que contiene al vértice (Chang, 1989), y por otro lado, se han reportado soluciones satisfactorias promediando el valor del flujo en los vértices de cuatro nodos adyacentes (Fisher, 1981). Esta aproximación es fácilmente extensible al caso de tres dimensiones promediando los cuatro valores de flujo promedios en las cuatro aristas de nodos adyacentes.

Una vez obtenida la expansión de flujo es simple obtener la distribución de potencia homogénea dentro de cada nodo.

### III.1.3. Método de modulación

A partir de la expansión de flujo intranodal de la ecuación (III.4) es simple obtener la expansión para la potencia en el nodo. Esta se obtiene de la sumatoria en todos los grupos del producto de la expansión para el flujo por la sección eficaz macroscópica de fisión y por la energía liberada por fisión:

$$P_{(x,y,z)}^{ho} \cong \sum_g \left( \sum_{l=0}^4 \sum_{m=0}^{4-l} \sum_{n=0}^{4-l-m} \phi_{lmn}^g P_{l(x)} P_{m(y)} P_{n(z)} + \sum_{l=5}^L (\phi_{l00}^g P_{l(x)} + \phi_{0l0}^g P_{l(y)} + \phi_{00l}^g P_{l(z)}) \right) E_g \Sigma_{fg} \quad (III.5)$$

De esta resulta que los momentos de la expansión para la potencia están dados por la sumatoria en todos los grupos de el producto de los correspondientes momentos de la expansión del flujo por la secciones eficaces macroscópicas de fisión y por la energía liberada por fisión. La expansión para la potencia queda:

$$P_{(x,y,z)}^{ho} \cong \sum_{l=0}^4 \sum_{m=0}^{4-l} \sum_{n=0}^{4-l-m} p_{lmn} P_{l(x)} P_{m(y)} P_{n(z)} + \sum_{l=5}^L (p_{l00} P_{l(x)} + p_{0l0} P_{l(y)} + p_{00l} P_{l(z)}) \quad (III.6)$$

donde

$$p_{lmn} = \sum_g \phi_{lmn}^g E_g \Sigma_{fg} \quad (III.7)$$

Por otro lado, de la solución del cálculo heterogéneo con corriente neta nula en el contorno de la celda combustible, se tienen los factores de forma de la potencia para cada barra combustible o pin power form factors (PPFF), que están dados por:

$$f_{(x,y)} = P_{(x,y)}^{het,J=0} / \bar{P}, \quad (III.8)$$

donde

$P_{(x,y)}^{het,J=0}$ : es la distribución de potencia en el elemento combustible, con la heterogeneidad representada explícitamente pero obtenida de un cálculo con corriente neta nula en el contorno.

$\bar{P}$ : es la potencia media en el elemento combustible en las mismas condiciones anteriores.

El método de modulación asume que si la expansión para la potencia en el nodo es suficientemente buena, el producto de su valor en las posiciones de cada barra, por los PPF es una buena aproximación de la potencia real que tendrá un combustible heterogéneo en alguna posición del núcleo.

$$P_{(x,y,z)}^{het} = f_{(x,y)}^{het} P_{(x,y,z)}^{ho} \quad (III.9)$$

Esto no es del todo cierto en aquellos lugares donde los gradientes del flujo son importantes ya que los PPF son obtenidos del cálculo de un arreglo infinito de elementos combustibles, y es esperable que, en estas regiones, el método de modulación no de buenos resultados. Esto se suma, a que la expansión tridimensional del flujo es pobre en las regiones con grandes variaciones de flujo. Sin embargo, este método es particularmente atractivo porque es computacionalmente muy eficiente, ya que no requiere un nuevo cálculo de transporte del elemento combustible heterogéneo.

La Fig.III.1 muestra un esquema del procedimiento de cálculo en el método de modulación.

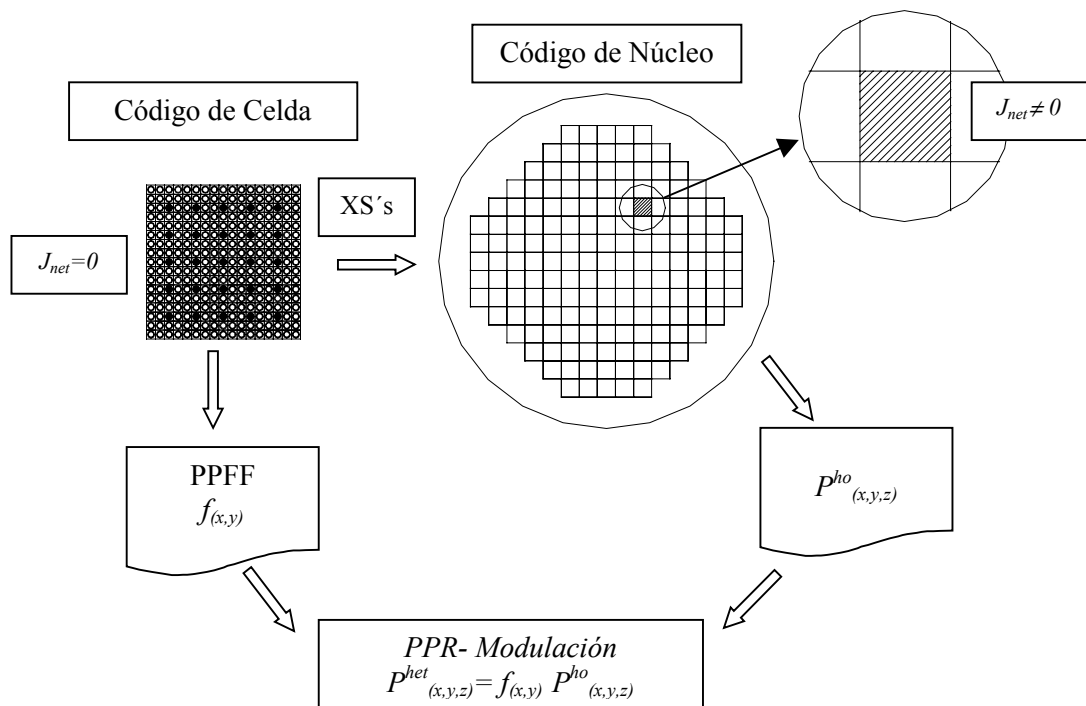


Figura III.1- Esquema de la Reconstrucción de Potencia por Barra con el Método de Modulación.

#### III.1.4. Método imbedded

En este método la idea consiste realizar nuevamente el cálculo del elemento combustible heterogéneo pero con las condiciones de contorno obtenidas en el cálculo nodal global del reactor, y tratado como un problema de fuente fija. El factor de multiplicación efectivo  $keff$  y las corrientes entrantes por las caras de la celda combustible son las obtenidas de la solución global.

Las forma de la corriente entrante sobre cada cara de la celda es obtenida directamente de la expansión intranodal del flujo según la relación:

$$j_{g(x,y,z)}^{\pm} = \frac{1}{4} \phi_{g(x,y,z)} \pm \frac{1}{2} J_{g(x,y,z)} \quad (\text{III.10})$$

Donde  $J_{g(x,y,z)}$  es obtenida vía ley de Fick a partir de la expansión tridimensional del flujo de la ecuación (III.4). La Fig.III.2 muestra un esquema del procedimiento de cálculo en el método imbedded.

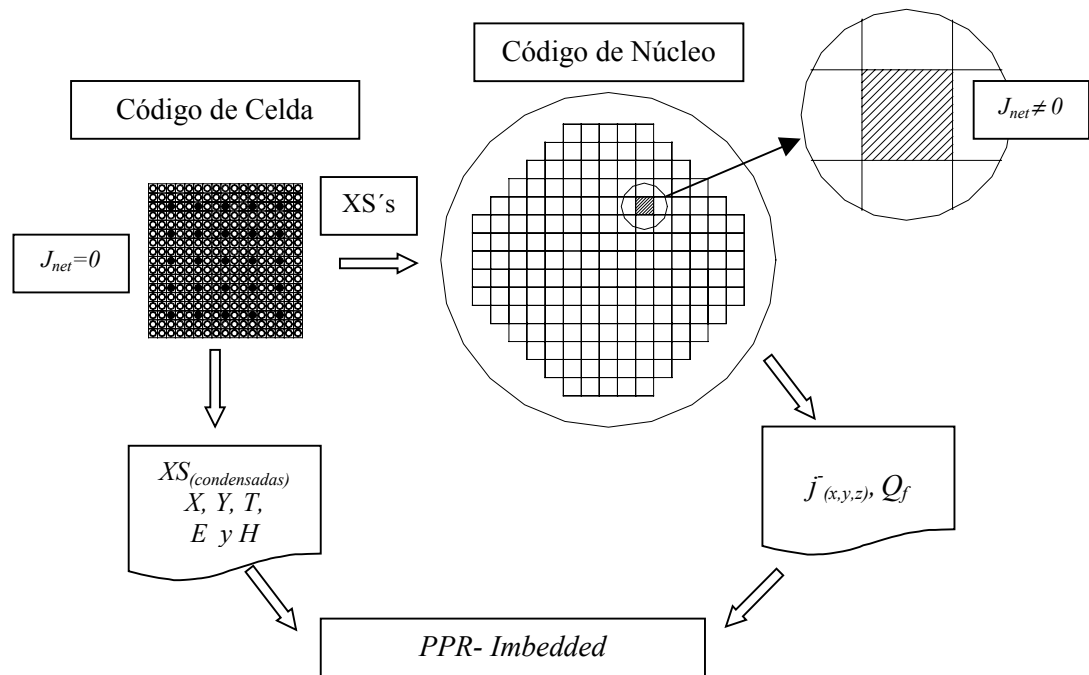


Figura III.2- Esquema de la Reconstrucción de Potencia por Barra con el Método Imbedded.

La distribución heterogénea de potencia obtenida por medio del método imbedded es muy precisa. Sin embargo, la aplicación directa de este método es muy “cara” desde el punto de vista computacional, ya que requiere resolver de nuevo una problema de transporte de malla fina (probabilidad de colisión). En el presente trabajo, se desarrollo el método imbedded de modo de incrementar su eficiencia. Para esto, no se recalcula la celda combustible nuevamente con el código de celda, sino que se usa información dada por este código a un número de grupos igual al usado en el cálculo del código de núcleo.

El código de celda CONDOR, provee los flujos de respuesta  $X$  e  $Y$ , la transmisión de múltiples colisiones  $T$ , la probabilidad de escape de múltiples colisiones  $E$ , y la matriz  $H$ . Estas matrices no dependen de las condiciones de contorno de la celda combustible, que en la etapa del código de celda son corriente neta nula, mientras que ahora son las corrientes entrantes obtenidas en el cálculo nodal. De esta manera, se evita recalcular el problema local correspondiente al código de celda. Es importante resaltar que las matrices deben estar dadas al número de grupos del código de núcleo y que el código de celda las requiere al número de grupos de la biblioteca utilizada (por ejemplo 69 grupos).

Por otro lado, el código de celda debe dar, para cada material del elemento combustible heterogéneo, la sección eficaz de fisión por el  $\nu$  y por la energía liberada por fisión, y la matriz de dispersión; todas estas al número de grupos del cálculo nodal. De modo que estas secciones eficaces son condensadas (no homogeneizadas).

El programa que reconstruye potencia debe tener un algoritmo similar al del código de celda. El algoritmo desarrollado comienza con la inicialización del flujo en todas las regiones y todos los grupos ( $\phi_g$ ). Luego comienza el lazo multigrupo donde primero se calcula la fuente debida a las fisiones:

$$Q_f^i = \sum_{g'} \nu \Sigma_{fg'}^i \phi_{g'}^i,$$

la cual se normaliza a la fuente nodal dada por el RHENO. Con esta, se calcula la fuente total:

$$Q_g^i = \chi_g Q_f^i + \sum_{g' \neq g} \Sigma_{sg'}^i \phi_{g'}^i.$$

Con el valor de la fuente total en cada región de cada elemento, se calcula la corriente saliente de este por cada uno de los sectores azimutales  $s$  de los segmentos  $S$ , en los que se particionó la superficie externa del elemento. Esta corriente saliente por el sector  $s$  debida a la fuente está dada por:

$$j_{gF}^{+s} = \sum_i E_g^{si} Q_g^i.$$

Para el caso en que  $s$  pertenece a la superficie externa del elemento combustible calculado, en vez de imponer la condición de contorno reflejada, como ocurre en el código de celda, se impone le impone la corriente que entra por ese sector según lo calculado en la ecuación (III.10). El segmento en el cual se encuentra el sector  $s$  en general no coincide con una cara del elemento combustible, de modo que la ecuación (III.10) debe ser, además de promediada en  $z$ , integrada en la dirección  $x$  o  $y$  según corresponda a lo largo del segmento  $S$ . Para un segmento contenido en una cara paralela al eje  $x$  o  $y$  se tiene respectivamente:

$$j_{gRH}^{+s} = \frac{1}{\Delta z} \int_{x \in S} \int_z j_{g(x,y_b,z)}^+ dz dx \quad \text{con } y_b \in S$$

$$j_{gRH}^{+s} = \frac{1}{\Delta z} \int_{y \in S} \int_z j_{g(x_b,y,z)}^+ dz dy \quad \text{con } x_b \in S$$

La corriente saliente por cada sector del segmento es el valor de la corriente así calculada, dividida por el número de sectores.

Una vez obtenido el término de la corriente debida a la fuente, se calcula la corriente total saliente sumando el término de transmisión de las corrientes entrantes:

$$j_g^{+s} = j_{gF}^{+s} + \sum_t T_g^{st} j_g^{-t}$$

Esto implica un lazo iterativo (interior) ya que, la corriente entrante esta dada por la ecuación (III.3):

$$j^- = H j^+$$

Con los valores de las corrientes convergidos y con la fuente se calcula el flujo en cada región de cada elemento a partir de la ecuación:

$$\phi_g^i = \sum_j X_g^{ij} Q_g^j + \sum_s Y_g^{is} j_g^{-s}$$

Con el nuevo valor de flujo se calcula la nueva fuente y se continúa con el lazo iterativo externo hasta la convergencia.

Implementado de este modo, se espera que este método sea comparable en eficiencia con el método de modulación, teniendo una precisión considerablemente mayor.

### III.2. Validación

Para la validación del método de reconstrucción de potencia por modulación, se realizaron dos benchmark numéricos a partir de dos combustibles tipo PWR de 17x17 barras, con un pitch de 12,5984 mm. La Fig.III.3, muestra la geometría de estos elementos combustibles. Estos solo difieren en el valor de enriquecimiento del combustible. Para el elemento combustible F1 es de 3,23% y para el elemento combustible F2 es de 5,37%. Poseen una barra central con agua y varias barras con venenos quemables.

La validación se realizó contra MCNP en los dos casos.

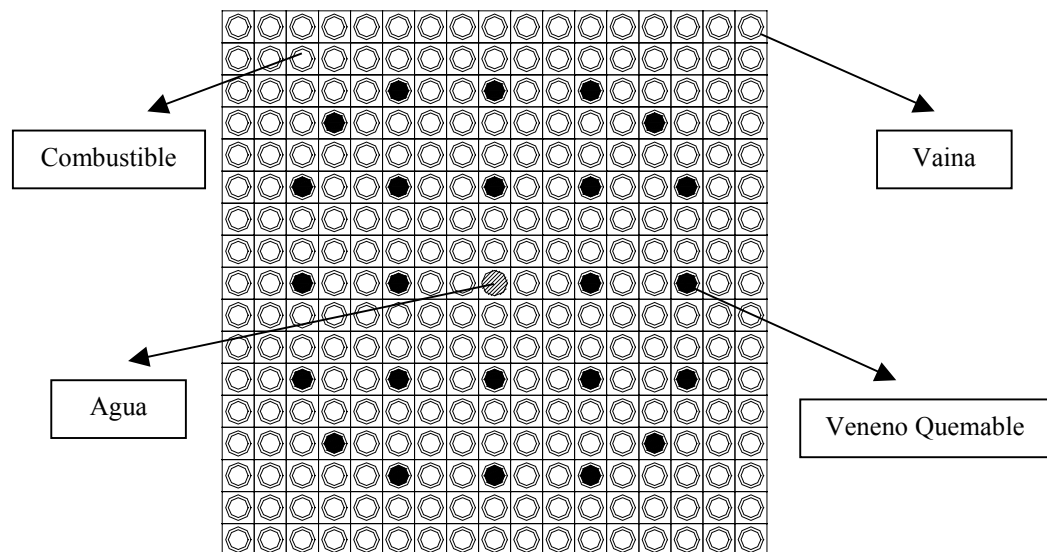


Figura III.3- Esquema de los elementos combustibles.

A continuación se describen los dos problemas con sus resultados en la reconstrucción de potencia por modulación (RHENO/M).

### III.2.1.Caso 1: Arreglo infinito

El primer caso corresponde a un arreglo infinito de la configuración de la FigIII.4, la cual se simula con condiciones de contorno con corriente neta nula en los contornos de esta configuración. Este caso tiene como anomalía la presencia de combustibles tipo F2 en la esquinas de la configuración.

Es esperable que el método de modulación de buenos resultados, ya que los PPF que usa el método están calculados a partir de los arreglos infinitos de cada uno de los combustibles.

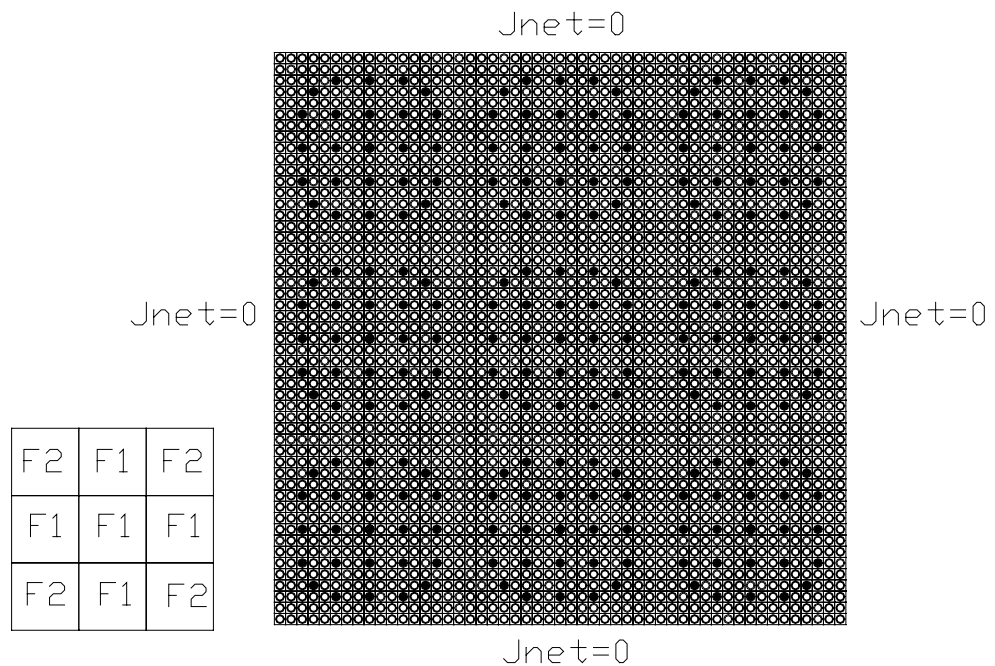


Figura III.4- Esquema del Caso 1.

Los resultados de la reconstrucción de potencia para este caso con el Método de Modulación fueron de muy buen acuerdo con lo calculado con MCNP.

El esquema de la Fig.III.5 muestra una comparación de los factores de potencia medios por elemento combustible calculados por MCNP y por RHENO/M.



|   |   |                         |                         |                         |
|---|---|-------------------------|-------------------------|-------------------------|
| <div style="border: 1px solid black; padding: 5px; width: fit-content; margin: 0 auto;">           MCNP<br/>RHENO/M<br/>ERR%         </div> | 1,147<br>1,138<br>1,91%   | 0,889<br>0,895<br>1,77% | 1,147<br>1,138<br>1,91% |                         |
|   | <div style="border: 1px solid black; padding: 2px; width: fit-content; margin: 0 auto;"> <math>ERR\% = \frac{MCNP - RHENO/M}{MCNP} \times 100</math> </div> | 0,889<br>0,895<br>1,77% | 0,865<br>0,871<br>1,00% | 0,889<br>0,895<br>1,77% |
|   | 1,147<br>1,138<br>1,91%   | 0,889<br>0,895<br>1,77% | 1,147<br>1,138<br>1,91% |                         |

Figura III.5- Factores de potencia medios por elemento combustible (Caso 1).

Los gráficos de las Figs.III.6 y 7, muestran los factores de potencia de cada barra calculados con MCNP y RHENO/M, y nos dan el error relativo porcentual respecto del cálculo con MCNP. Se tomaron las barras que se encuentra en la dirección vertical que pasa por el centro y en dirección diagonal del arreglo de la Fig.III.4.

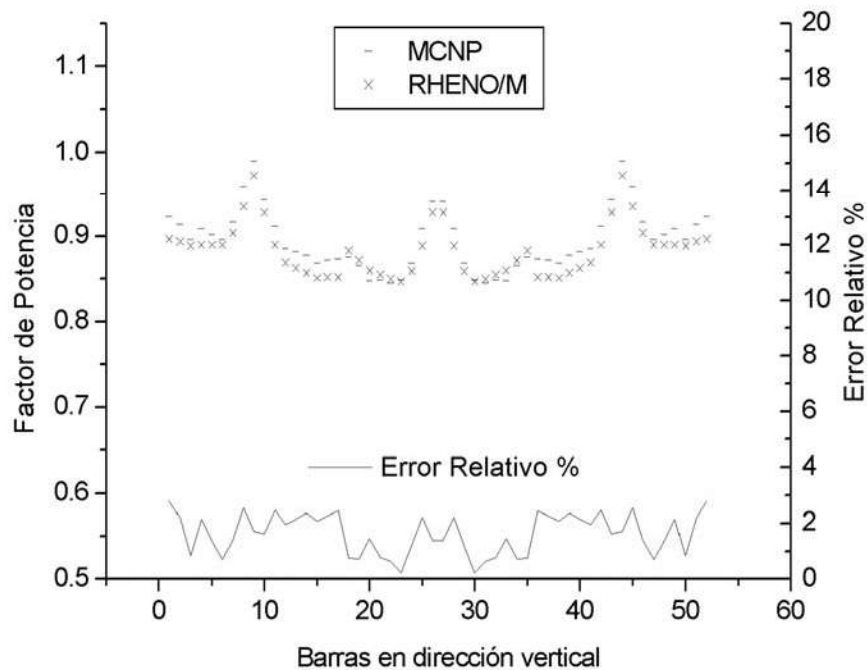


Figura III.6- Factores de potencia en las barras sobre la dirección vertical central del arreglo.

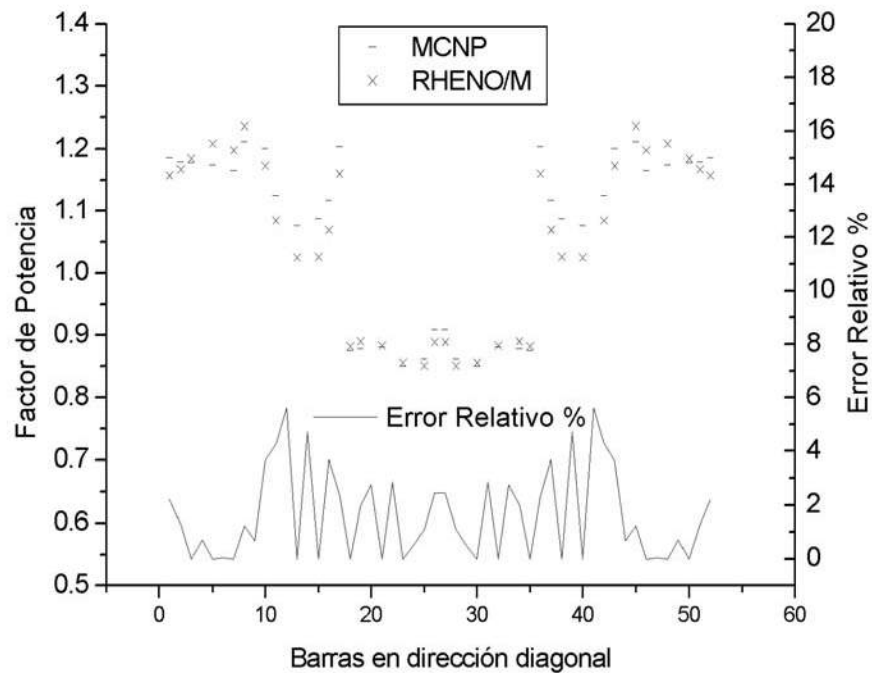


Figura III.7- Factores de potencia en las barras sobre la dirección diagonal del arreglo.

La dirección vertical central del arreglo solo toma barras de combustibles tipo F1. En la Fig.III.6 se pueden ver claramente los tres picos debidos a la presencia de las barras con agua, y los valles producidos por la presencia de venenos quemables. El error relativo porcentual no supera el 3%.

En el caso de la dirección diagonal se tiene combustibles F1 y F2. El cambio en los factores de potencia en la interfase entre los combustibles de diferente tipo es drástico, sin embargo el RHENO/M sigue bien este brusco cambio. El error relativo porcentual no supera el 6%.

### III.2.2. Caso 2: Con reflector

En el segundo caso, se rodea un arreglo de 6x6 combustibles F1 con 20 cm de agua en todas las caras (incluso las axiales). La Fig.III.8 muestra el esquema de este caso. Axialmente, el problema está dividido en seis trozos. Los resultados aquí presentes corresponden a uno de los trozos centrales.

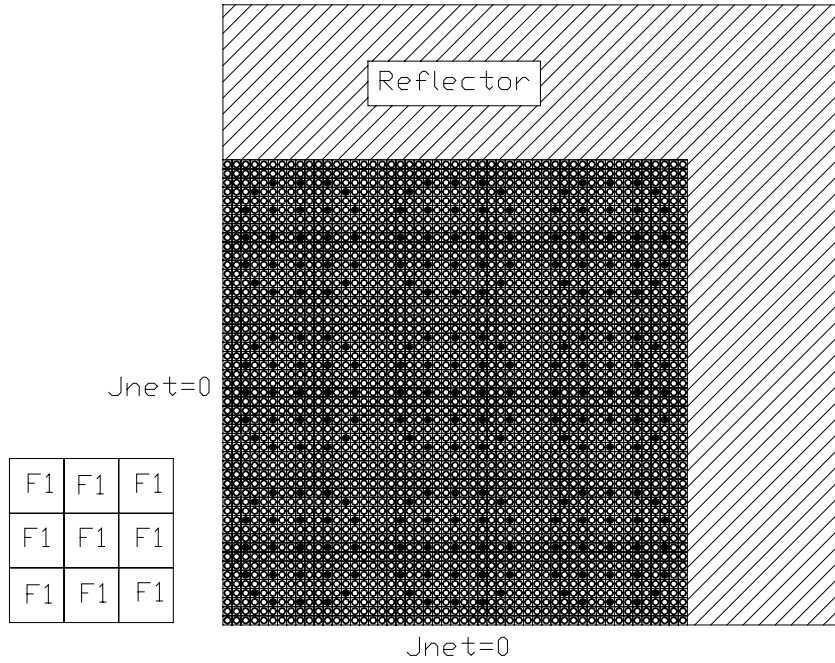


Figura III.8- Esquema del Caso 2.

El esquema de la Fig.III.9 muestra una comparación de los factores de potencia medios por elemento combustible calculados por MCNP y por RHENO/M.

|  |         |       |       |       |         |       |        |        |       |       |       |       |       |       |       |
|--|---------|-------|-------|-------|---------|-------|--------|--------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| <table border="1"> <tr> <td>MCNP</td> <td>1,081</td> <td>0,862</td> <td>0,498</td> </tr> <tr> <td>RHENO/M</td> <td>1,065</td> <td>0,847</td> <td>0,478</td> </tr> <tr> <td>ERR%</td> <td>1,45%</td> <td>2,29%</td> <td>3,96%</td> </tr> </table> | MCNP    | 1,081 | 0,862 | 0,498 | RHENO/M | 1,065 | 0,847  | 0,478  | ERR%  | 1,45% | 2,29% | 3,96% | 1,081 | 0,862 | 0,498 |
|  | MCNP    | 1,081 | 0,862 | 0,498 |         |       |        |        |       |       |       |       |       |       |       |
|  | RHENO/M | 1,065 | 0,847 | 0,478 |         |       |        |        |       |       |       |       |       |       |       |
| ERR%   | 1,45%   | 2,29% | 3,96% |       |         |       |        |        |       |       |       |       |       |       |       |
| 1,065  | 0,847   | 0,478 |       |       |         |       |        |        |       |       |       |       |       |       |       |
| 1,45%  | 2,29%   | 3,96% |       |       |         |       |        |        |       |       |       |       |       |       |       |
| <table border="1"> <tr> <td>1,872</td> <td>1,494</td> <td>0,862</td> </tr> <tr> <td>1,888</td> <td>1,494</td> <td>0,847</td> </tr> <tr> <td>-0,86%</td> <td>0,04%</td> <td>2,29%</td> </tr> </table>   | 1,872   | 1,494 | 0,862 | 1,888 | 1,494   | 0,847 | -0,86% | 0,04%  | 2,29% | 1,872 | 1,494 | 0,862 |       |       |       |
|  | 1,872   | 1,494 | 0,862 |       |         |       |        |        |       |       |       |       |       |       |       |
|  | 1,888   | 1,494 | 0,847 |       |         |       |        |        |       |       |       |       |       |       |       |
| -0,86%   | 0,04%   | 2,29% |       |       |         |       |        |        |       |       |       |       |       |       |       |
| 1,888  | 1,494   | 0,847 |       |       |         |       |        |        |       |       |       |       |       |       |       |
| -0,86%   | 0,04%   | 2,29% |       |       |         |       |        |        |       |       |       |       |       |       |       |
| <table border="1"> <tr> <td>2,354</td> <td>1,872</td> <td>1,081</td> </tr> <tr> <td>2,392</td> <td>1,888</td> <td>1,065</td> </tr> <tr> <td>-1,58%</td> <td>-0,86%</td> <td>1,45%</td> </tr> </table>  | 2,354   | 1,872 | 1,081 | 2,392 | 1,888   | 1,065 | -1,58% | -0,86% | 1,45% | 2,354 | 1,872 | 1,081 |       |       |       |
|  | 2,354   | 1,872 | 1,081 |       |         |       |        |        |       |       |       |       |       |       |       |
|  | 2,392   | 1,888 | 1,065 |       |         |       |        |        |       |       |       |       |       |       |       |
| -1,58%   | -0,86%  | 1,45% |       |       |         |       |        |        |       |       |       |       |       |       |       |
| 2,392  | 1,888   | 1,065 |       |       |         |       |        |        |       |       |       |       |       |       |       |
| -1,58%   | -0,86%  | 1,45% |       |       |         |       |        |        |       |       |       |       |       |       |       |

Figura III.9- Factores de potencia medios por elemento combustible (Caso 2).

Los gráficos de las Figs.III.10 y 11, comparan los factores de potencia de cada barra calculados por MCNP y RHENO/M y nos dan el error relativo porcentual respecto de MCNP. Se tomaron las barras que se encuentran en la dirección vertical próxima a la cara

izquierda de reflexión, y las barras en la dirección vertical próxima al centro de la primer columna de combustibles del arreglo de la Fig.III.8.

En ninguno de los casos las direcciones atraviesan barras de agua o venenos quemables. Las barras que se encuentra en la dirección vertical próxima a la cara izquierda de reflexión (Fig.III.10), están lejos de las barras con agua y en el gráfico no se visualiza ningún pico en los factores de potencia debido a su presencia. Si se observan suaves elevaciones y valles del valor de factor de potencia, en las regiones más alejadas y más próximas a los venenos quemables respectivamente. En el gráfico de la Fig.III.11, las barras corresponden a la columna izquierda inmediata a la central, de la primer columna de combustibles. En esta se observan los picos de factor de potencia debidos a la presencia de barras con agua.

En los dos casos el error relativo porcentual se mantiene bajo (menor al 3%) para los 16 elementos combustibles centrales; mientras que para los que se encuentran en la periferia, este error crece hasta alcanzar valores cercanos al 17%. No obstante, en esta región, los errores absolutos son bajos, ya que los valores de factor de potencia son mucho menores que el valor medio y máximo, y en general no es una región crítica desde el punto de vista del diseño termohidráulico.

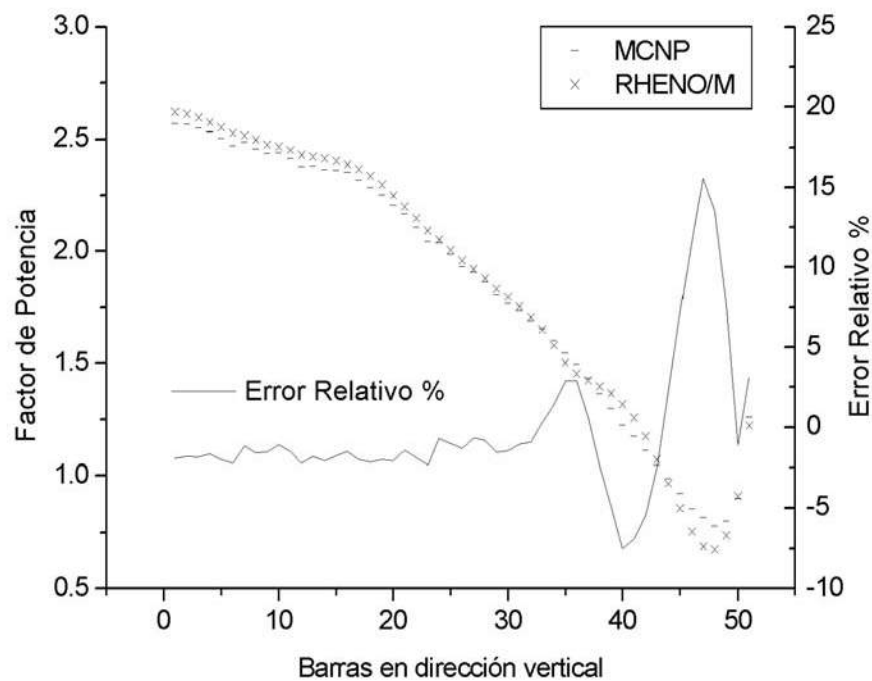


Figura III.10- Factores de potencia en las barras en dirección vertical en la cara izquierda de reflexión.

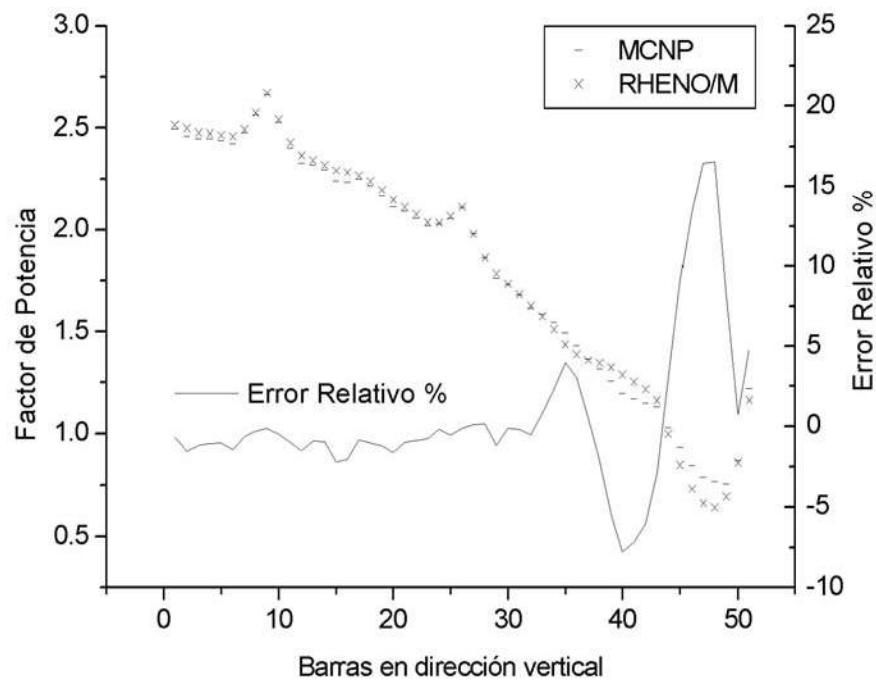


Figura III.11- Factores de potencia en las barras en dirección vertical en los primeros combustibles.

Los gráficos de las Figs.III.12 y 13, realizan la misma comparación que las anteriores, pero tomando las barras sobre las direcciones diagonales, la centrada y la contigua, que van desde el centro del arreglo de la Fig.III.8 a un vértice del mismo. La diagonal centrada atraviesa barras de agua y venenos quemables, mientras que la contigua no. Los factores de potencia de las barras que están sobre esta última, se pueden observar en la Fig.III.12, donde se ven claramente los picos debidos a la presencia de barras con agua, y suaves depresiones en las regiones próximas a venenos quemables. El comportamiento en el caso de las barras sobre la diagonal centrada es muy similar. En la Fig.III.13 se muestran los factores de potencia y se indica las posiciones ocupadas por el agua y los venenos quemables.

El error en estos casos se comporta de manera muy similar al de los dos casos anteriores. El error relativo porcentual se mantiene bajo (menor al 3%) para los 16 elementos combustibles centrales; mientras que para los que se encuentran en la periferia este error crece hasta alcanzar, en esta oportunidad, valores cercanos al 65%. Aunque, en estas regiones, los errores absolutos son muy bajos y no presentan un problema serio para el diseño.

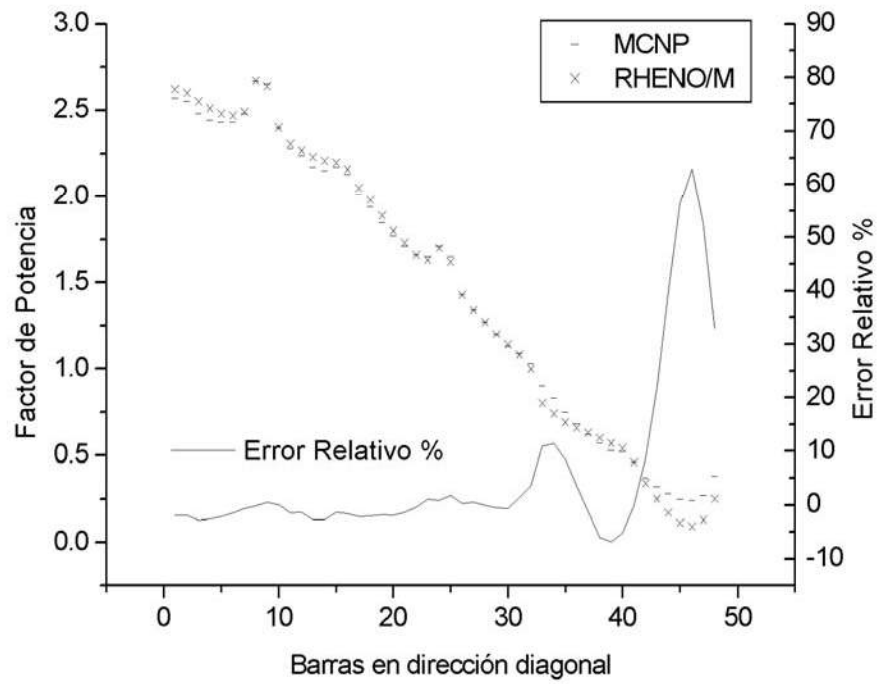


Figura III.12- Factor de potencia en las barras en dirección diagonal descentrada.

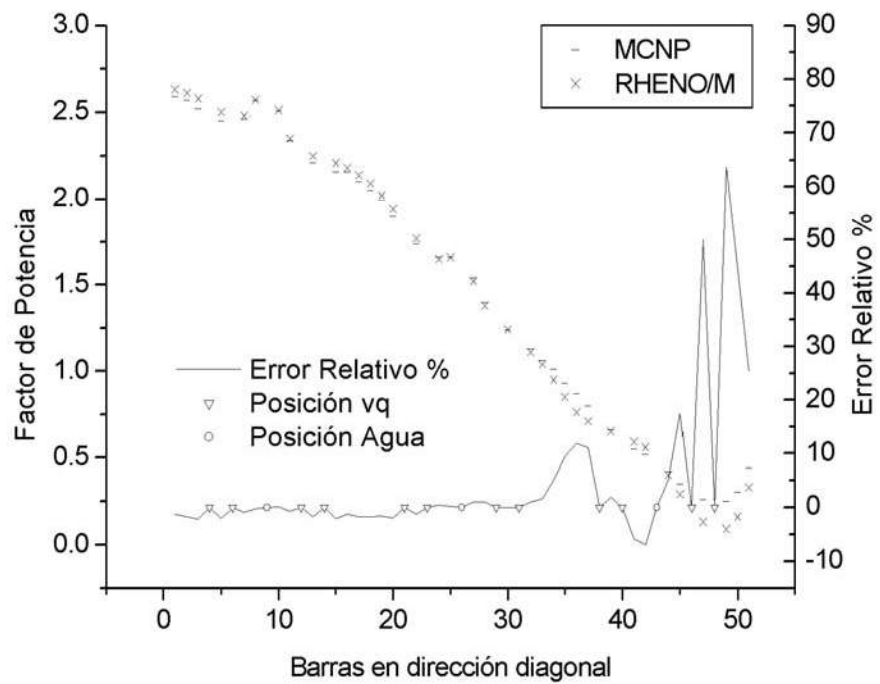


Figura III.13- Factor de potencia en las barras en dirección diagonal centrada.

# Capítulo IV- Manual del Usuario

---

## V.1. Manual del Usuario

El código RHENO cuenta con tres vías de entrada de datos a través de archivos, estas son:

- el archivo de entrada principal, en adelante se hará referencia a el como “input”,
- los archivos de bibliotecas de secciones eficaces
- el archivo de estado.

La existencia de los dos primeros es fundamental para el cálculo, mientras que la del último es optativa.

El input es una archivo de extensión .REI y se basa en la segunda versión del paquete de rutinas de lectura con formato libre (Villarino, 1986). Dicho paquete tiene las siguientes características:

- El paquete de rutinas está escrito en FORTRAN IV standard, con excepción de dos rutinas que utilizan la sentencia LOGICAL\*1 del FORTRAN IV no standard para manejar variables de un byte de longitud.
- Las tarjetas de datos son de 80 caracteres como máximo. Estas se dividen en tres campos:
  - 1- Los primeros caracteres, que deben incluir el primer caracter de la tarjeta, y que están reservados para una palabra o conjunto de palabras que identifican el tipo de datos que se leerán a continuación. En lo siguiente, dicha palabra o conjunto de ellas se denominará clave o “keyword”.
  - 2- Los caracteres restantes, hasta un caracter punto y como “;”, que se reserva para los datos propiamente dichos. Este espacio se denominará “campo de formato libre”.
  - 3- Desde el caracter punto y como “;” hasta el caracter 80 es el espacio destinado a comentarios.

Puede no darse el caracter “;” para la finalización del campo del formato libre. En este caso, el campo de formato libre concluye en el caracter 80 incluido, coma si en el caracter 81 hubiese un “;”, pero no hay lugar para comentarios.

### *Caracteres especiales*

- El caracter como “;” indica que la información continúa en la próxima tarjeta, en la cual, no hace falta la clave. La única restricción es no utilizar el primer caracter de la tarjeta, reservada para la clave

- El caracter barra inclinada “/” indica que ha concluido la lectura de n conjunto de datos, pero habilita la continuación de la lectura en la misma tarjeta.
- Existen las siguientes facilidades en la lectura de secuencias de números, ya sean reales o enteros:

‘\*’ : es el caracter repetición. El número natural que antecede a este caracter indica la cantidad de veces que debe leerse el número que lo sucede.

$n*x$  equivale a  $x, x, x, x, x, \dots, x$  hasta  $n$  repeticiones de  $x$ .

‘(...)’ : son paréntesis de repetición. El numero natural que antecede al paréntesis abierto ‘(’ indica la cantidad de veces que debe leerse lo que se encuentra dentro de los paréntesis.

$n(x, y, z)$  equivale a  $x, y, z, x, y, z, x, y, z, \dots, x, y, z$  hasta  $n$  repeticiones de  $x, y, z$ .

‘:’ : permite variar un dato numérico entre dos limites y con un cierto paso. Actúa como separador de datos numéricos. La sintaxis es:

$x1:x2:x3$  donde  $x1$  puede ser entero o real,  $x1$  y  $x2$  indican los limites de variación, mientras que  $x3$  indica el paso (por defecto,  $x3=1$ ).

“ ” : es el caracter blanco que actúa como separados de datos numéricos y de palabras.

‘<...>’ : caracter de operación. Permite realizar las operaciones matemáticas de suma, resta, multiplicación y división mediante los caracteres +, -, \*, /. Posee las facultades de FORTRAN y cuatro niveles de paréntesis.

### Claves

El código RHENO posee claves para el input que se componen de dos palabras cada una de 12 caracteres como máximo. Para especificar en una tarjeta una clave (en este caso hasta dos palabras), no es necesario la longitud total de cada palabra, sino un número mínimo de caracteres.

La organización del input del código posee cuatro conjuntos, cada uno de los cuales es leído a través de claves típicas. No obstante, la entrada de datos puede tener una secuencia aleatoria de claves, con la única restricción de que la ultima tarjeta sea la de finalización de entrada de datos.

Se describe a continuación estas tres partes con sus claves.

- 1- Datos generales. En esta parte es posible dar información acerca de, por ejemplo, título, órdenes de expansión polinómica, tipo de aproximación para la fuga, la potencia del caso calculado, número de grupos, periodicidad de los modos fundamentales de rebalance, etc. Las claves para esta conjunto son:

TITLE  
GENERAL DATA  
ITERATION PARAMETERS



OPTIONAL OUTPUTS  
BOUNDARY CONDITIONS  
TIME STEP

- 2- Propiedades Neutrónicas de los Materiales. Aquí, se asocia a cada material sus secciones eficaces, es decir se da el nombre del archivo de la biblioteca de secciones eficaces y la clave correspondiente. Las claves de este conjunto son:

MATERIAL CONSTANTS  
FUEL ELEMENTS  
MATERIAL ELEMENTS

- 3- Geometría del sistema. Aquí se introducirán las dimensiones de cada uno de los nodos mediante la especificación de una malla. También se especificara el material correspondiente a cada malla del sistema. Las claves de este conjunto son:

PLANE GEOMETRY  
AXIAL GEOMETRY  
ASSEMBLER CONFIGURATION  
CORE CONFIGURATION  
AXIAL LAYOUT

- 4- Para finalizar la entrada de datos, hace falta una de las dos posibles claves, la primera de las cuales indica la finalización del presente caso, y la segunda indica la finalización total de la corrida. Ellas son:

READY  
END

Se describe a continuación cada una de las claves por separado.

---

**CLAVE: TITLE**

**TITLE** text

text : es un texto que identifica al caso, puede ocupar la totalidad de los caracteres del campo de formato libre de la tarjeta no ocupados por la clave,  
teniendo en cuenta que los caracteres “;” y “/” dan por finalizado el texto.

---

**CLAVE: GENERAL DATA**

**GENERAL DATA**                   specif1 [data1], specif2 [data2],..., specifn [datan]

**specifn** : es un conjunto de dos palabras como máximo que pueden por si mismas brindar información, o bien necesitar de uno o varios números que viene a continuación.

**datan** : es el dato que eventualmente completa la información de specifn.

Toda esta clave puede prescindirse, en cuyo caso se toman, para cada ítem, los valores default que da el código. Solo se modifican estos default en caso de aparecer en la tarjeta la especificación correspondiente. Los significados que puede tomar specifn son:

**POLYNOMIAL ORDER**\_/default 4/\_ especifica el orden de expansión polinómica que se desea para las expansiones de los semimomentos del flujo, de la fuente y de la expansión multidimensional del flujo nodal. Requiere un número natural a continuación. El valor default es cuatro. El orden de expansión debe ser mayor o igual a tres. Si no es así, el código abortará con un mensaje de error.

**LEAKAGE**\_/default EML 2/\_ determina el tipo de aproximación deseada para la fuga neta transversal. Luego de la palabra Leakage, hace falta una palabra adicional que especifica el tipo de fuga, las posibles son:

**APD**, si se desea la aproximación parabólica directa;

**STD**, si se desea la aproximación estandar;

**PLN**, si se desea la aproximación parabólica;

**EML datan**, si se desea la expansión en momentos locales. El datan indica el orden de expansión en momentos locales de la fuga neta transversal, el cual no debe ser mayor que el orden de expansión del flujo, en cuyo caso el código abortará con un error.

**MST datan**, si se quiere que la fuga neta transversal sea calculada directamente de la expansión multidimensional del flujo. En este caso datan, es un número natural que indica el número de iteración exterior a partir del cual se aplica la fuga MST. Hasta esa iteración se aplica la aproximación PLN.

**ACCELERATION**\_/default sin aceleración/\_ con esta se especifica que se desea el conjunto de aceleraciones mencionadas que el Capítulo II. No se requiere ningún dato extra.

**POWER**\_/default 100.0/\_ determina la potencia del núcleo. Se requiere un número real adicional que exprese el valor de la potencia del núcleo o fracción del mismo expresada en megawattios.

**FRAGMENTS**\_/default 0/\_ indica la cantidad de trozos o fragmentos en que se discretizará el elemento combustible. Se requiere un número natural adicional igual al número de trozos.

**BUCKLING**\_/default 0.0/\_ para casos 2D se puede simular el término de la fuga axial sumándola a la sección eficaz de absorción, convirtiendo la

en una sección eficaz efectiva de absorción. Requiere un número real igual al buckling en la dirección z.

---

**CLAVE: ITERATION PARAMETERS**

**ITERATION PARAMETERS** specif1 [data1], specif2 [data2],..., specifn [datan]

specifn : es un conjunto de palabras que especifica el tipo de datos que se leerá a continuación.

datan : es el número o conjunto de números que completa la información especificada por el calificador specifn.

Esta clave permite cambiar los valores de los parámetros de iteración del código. Las diversas posibilidades de specifn son:

**INNER ITERATIONS**\_/default 100/\_ esta especificación indica que se desea dar un número máximo de iteraciones interiores. La cantidad deseada esta dada por el numero natural datan.

**OUTER ITERATIONS**\_/default 130/\_ esta especificación indica que se desea dar un número máximo de iteraciones exteriores. La cantidad deseada esta dada por el número natural datan.

**CHEBYSHEV**\_/default 0/\_ con esta especificación indicamos que las iteraciones interiores deben ser efectuadas con el método de Chebyshev detallado en, Stamm'ler y Abbate (1983). En este caso datan es el máximo número de iteraciones de Chebyshev. En caso de omitir esta especificación, el modo default consiste en realizar la iteraciones sobrerelajando.

**INNER OMEGA**\_/default 1.2/\_ a través de esta especificación indicamos que el datan (número real) que viene a continuación es el factor de relajación para las iteraciones interiores. En caso de haber optado por el método de Chebyshev, el código ignora ignora esta información.

**OUTER OMEGA**\_/default 1.2/\_ con esta especificación indicamos que el datan que viene a continuación (número real) es el facto de relajación para las iteraciones exteriores.

**EIGENVALUE**\_/default 1.0/\_ en caso de haber seleccionado el método de Chebyshev, el datan (número real) que sigue a esta especificación indica el autovalor recomendado para las iteraciones de Chebyshev. En caso contrario es ignorada.

**GAMA FACTOR**\_/default 0.985/\_ en caso de haber seleccionado el método de Chebyshev, el datan (número real) que sigue a esta especificación indica el factor gamma para las iteraciones de Chebyshev. En caso contrario es ignorada.

**NODAL ACCURACY**\_/default 0.001/\_ con esta especificación indicamos que datan es la precisión en la solución de las variables nodales, en las iteraciones interiores.

**KEFF ACCURACY**\_/default 0.00005/\_ con esta especificación indicamos que datan es la precisión en el cálculo del factor de multiplicación.

**FLUX ACCURACY**\_/default 0.0005/\_ con esta especificación indicamos que el datan es la precisión deseada en el cálculo de los flujos.

---

**CLAVE: OPTIONAL OUTPUTS**

**OPTIONAL OUTPUTS** specif1, specif2,..., specifn

specifn : un conjunto de palabras que determina la especificación deseada.

Toda la clave puede ser omitida, en cuyo caso el código solo brinda un conjunto de resultados sintéticos, a saber: un listado de la tarjetas del input, dimensiones y discretización del sistema, el factor de multiplicación, el tiempo de procesamiento, número de iteraciones exteriores hasta la convergencia y la distribución de potencia.

**DIFFUSION COEFFICIENTS**\_ este calificador indica que se desea una salida de los coeficientes de difusión, en todos los grupos y para todos los materiales.

**REMOTION CROSS SECTIONS**\_ este calificador indica que se desea una salida de las secciones eficaces de remoción, en todos los grupos y para todos los materiales.

**NUFISSION CROSS SECTION**\_ este calificador indica que se desea una salida de las secciones eficaces de fisión por el número medio de neutrones nacidos por fisión, en todos los grupos y para todos los materiales.

**FISSION CROSS SECTIOS**\_ este calificador indica que se desea una salida de las secciones eficaces de fisión, en todos los grupos y para todos los materiales.

**EFISSION CROSS SECTION**\_ este calificador indica que se desea una salida de las secciones eficaces de fisión por la energía medio liberada por fisión, en todos los grupos y para todos los materiales.

**ABSORTION CROSS SECTION**\_ este calificador indica que se desea una salida de las secciones eficaces de absorción, en todos los grupos y para todos los materiales.

**SCATTERING MATRIX \_** este calificador indica que se desea una salida de las matrices de secciones eficaces de dispersión, en todos los grupos y para todos los materiales.

**INNER ITERATION REPORT\_** esta especificación indica que se desea el reporte de las iteraciones interiores, a través del cual puede verse la tendencia en la convergencia de dichas iteraciones.

**OUTER ITERATION REPORT\_** esta especificación indica que se desea el reporte de las iteraciones exteriores, a través del cual puede verse la tendencia en la convergencia de dichas iteraciones.

**NODAL VOLUMES\_** con este calificador se solicita que se listen los volúmenes de todos los nodos.

**NODAL LENGTHS\_** con este calificador se solicita que se listen las dimensiones de todos los nodos.

**FISSION SPECTRUM\_** este calificador indica que se requiere el listado del espectro de fisión.

**AVERAGED FLUX\_** esta especificación, indica que se desea un listado de los flujos nodales promedios, para todos los nodos y en todos los grupos.

**SIDE FLUX\_** esta especificación, indica que se desea un listado de los flujos promedios en las caras de los nodos, para todos los nodos y en todas las caras.

---

**CLAVE: BOUNDARY CONDITIONS**

**BOUNDARY CONDITIONS**    bou1 / word1  
                                  bou2 / word2  
                                  ...  
                                  boun / wordn

boun : es una palabra alfa numérica de hasta cuatro caracteres que a partir de ahora significará la condición de borde especificada a continuación. Es a elección del usuario, con la condición de que no sea para identificar ningún material o elemento combustible.

wordn : una palabra o conjunto de palabras que indican un cierto tipo de condición de borde.

Esta clave es la necesaria para definir las condiciones de borde que va a poseer el sistema. En el caso de omisión de esta clave, la opción default es una condición de borde vacío para todo el sistema.

Las condiciones de borde posibles son:

**VACUUM\_** esta indica que el boun que antecede será tratado como un nodo exterior al sistema que representa la condición de borde de vacío o superficie libre.

**REFLECTION\_** esto indica que el boun que antecede será tratado como un nodo exterior al sistema que representa la condición de borde reflejado.

**ZERO FLUX\_** esto indica que el boun que antecede será tratado como un nodo exterior al sistema que representa la condición de borde flujo nulo.

---

**CLAVE: TIME STEP**

**TIME STEP** sequ

sequ : secuencia de números reales que indican los pasos de tiempo con los cuales se quemará el núcleo. Pueden ser usados los caracteres de repetición "\*" y ("...").

---

**CLAVE: MATERIAL CONSTANTS**

**MATERIAL CONSTANTS** mat1 / bib1 key1  
mat2 / bib2 key2  
...  
matn / bibn keyn

matn : es una palabra alfanumérica de hasta cuatro caracteres. Identifica a un material, es decir esta asociada a un conjunto de secciones eficaces.

bibn : es una palabra alfanumérica de hasta cuarenta caracteres que corresponde al nombre de la biblioteca en la cual están almacenadas las secciones eficaces del material matn.

keyn : es la clave que identifica el conjunto de secciones eficaces del material matn dentro de la biblioteca bibn.

Esta es la clave para asignar una conjunto de propiedades neutrónicas a un cierto material. Este material será utilizado en la clave ASSEMBLER CONFIGURATION.

---

**CLAVE: ASSEMBLER CONFIGURATION**

**ASSEMBLER CONFIGURATION**      assm1 / sequ1 /  
   assm2 / sequ2 /  
   ...  
   assmn / sequn /

assmn : es una palabra alfa numérica de hasta ocho caracteres. Identifica a una determinada configuración de materiales que va a representar un elemento combustible.

sequn : es una secuencia de matn (de MATERIAL CONSTANT) que nos da la distribución de materiales en el arreglo combustible representado por assmn. Si existe, debe incluir al reflector en la dirección axial.

Con esta clave se describe la configuración axial de materiales del sistema a calcular. Hacen falta tantos assmn como configuraciones axiales diferentes existan.

---

**CLAVE: FUEL ELEMENTS**

**FUEL ELEMENTS**            fuel1 / assm1 /  
   fuel2 / assm2 /  
   ...  
   fueln / assmn /

fueln : es una palabra alfa numérica de hasta cuatro caracteres. Identifica a un dado elemento combustible con su configuración axial de materiales que lo representa.

assmn : corresponde a ASSEMBLER CONFIGURATION.

Con esta clave indicamos que el sistema posee al menos un material que es elemento combustible. Tiene que existir al menos una de estas claves, de lo contrario el programa aborta con un error.

---

**CLAVE: MATERIAL ELEMENTS**

**MATERIAL ELEMENTS**      mat1 / assm1 /  
   mat2 / assm2 /  
   ...  
   matn / assmn /

matn : es una palabra alfa numérica de hasta cuatro caracteres. Identifica a un nombre con su configuración axial de materiales.

assmn : corresponde a ASSEMBLER CONFIGURATION.

Con esta clave relacionamos una distribución axial de materiales con un nombre, el cual va a ser usado posteriormente para describir la distribución de materiales en el plano transversal del sistema.

---

**CLAVE: PLANE GEOMETRY**

**PLANE GEOMETRY**    RECTANGULAR      char1 sequ1  
   char2 sequ2

**RECTANGULAR\_** indica que los nodos tendrán discretización rectangular.

charn : puede ser el caracter "X" o el caracter "Y", que indica que la secuencia de números reales que siguen es la discretización de la malla en esa dirección.

sequn : secuencia de números reales.

A través de esta clave, damos las definiciones geométricas en el plano transversal del sistema. Esta clave es imprescindible para el desarrollo del código.

---

**CLAVE: AXIAL GEOMETRY**

**AXIAL GEOMETRY**    Z sequ1

sequn : secuencia de números reales que indica la discretización en la dirección axial del sistema.

Esta clave indica que el sistema es tridimensional. Su ausencia indica que el sistema a resolver tiene una o dos dimensiones.



---

**CLAVE: CORE CONFIGURATION**

**CORE CONFIGURATION**    cci1, sequ1, ccd1  
                                  cci2, sequ2, ccd2  
                                  ...  
                                  ccin, sequn, ccdn

ccin : condición de contorno izquierda (ver BOUNDARY CONDITIONS).

ccdn : condición de contorno derecha (ver BOUNDARY CONDITIONS).

sequn : secuencia de matn (de MATERIAL ELEMENTS) o de alguna condición de contorno exterior al sistema (ver BOUNDARY CONDITIONS).

Esta clave nos da la distribución de los elementos materiales definidos en MATERIAL ELEMENTS en el plano transversal del sistema. El número n debe ser igual a la cantidad de divisiones en el eje Y mas dos que corresponden a las condiciones de contorno superior en inferior (en el plano x-y). La cantidad palabras que componen a sequn debe ser igual a la cantidad de divisiones en el eje X.

---

**CLAVE: AXIAL LAYOUT**

**AXIAL LAYOUT**            ccsup, CORE, ccinf

ccsup : es la condición de contorno superior en la dirección axial(ver BOUNDARY CONDITIONS).

ccinf : es la condición de contorno inferior en la dirección axial(ver BOUNDARY CONDITIONS).

Con esta clave se arma la configuración axial del sistema especificando las condiciones de contorno axiales. CORE especifica al núcleo definido por ASSEMBLER CONFIGURATION y CORE CONFIGURATION.

---

**CLAVE: READY**

**READY**

Con esta clave indicamos que finaliza la entrada de datos del caso.

Esta clave debe aparecer al final del conjunto de tarjetas. Todas las tarjetas pueden estar desordenadas en el input, con excepción de esta tarjeta y END, que debe ir al final del conjunto.

Esta clave habilita la lectura y corrida de otro caso, cuya entrada de datos comienza en la tarjeta que sigue a esta.

---

**CLAVE: END**

**END**

Esta clave indica que finaliza el archivo de entrada de datos. Debe ir al final del conjunto de tarjetas.

---

## Capítulo V- Conclusiones Generales

---

En el presente trabajo, en primer lugar, se determinó que la continuación del código RHENO era conveniente, ya que este es acorde al actual “estado de arte” de los códigos nodales de difusión. Además se investigó sobre el tratamiento de la geometría hexagonal para la aplicación satisfactoria del método de integración transversal.

En segundo lugar, se adaptó satisfactoriamente el RHENO para leer secciones eficaces macroscópicas del HXS, y se lo integró a una línea de cálculo.

Se facultó el RHENO para realizar quemado. Esto fue validado intensivamente con dos problemas benchmark. Uno de ellos (MPR), es particularmente interesante por su complejidad, a pesar de la cual, el RHENO dio excelentes resultados. También se verificó que los tiempos de procesamiento son muy bajos comparados con los requeridos por códigos que utilizan diferencias finitas.

Se investigó sobre los métodos de reconstrucción de potencia por barra combustible, modulación e imbedded. Se implementó el método de modulación. Los casos de validación muestran que el método da muy buenos resultados. Solo en las regiones donde el flujo varía dramáticamente (por ejemplo, en la región próxima al reflector) se observa un crecimiento significativo de los errores relativos (aunque el error absoluto se mantiene bajo). No obstante, en la región próxima al reflector las densidades de potencia son generalmente bajas y no es una región importante para el diseño.

El marco actual permite numerosas extensiones. En primer lugar, se puede finalizar la implementación del método de reconstrucción de potencia imbedded, el cual daría resultados más precisos en las regiones donde el flujo tiene fuertes variaciones. En cuanto a la reconstrucción de potencia por modulación, se puede trabajar con la expansión tridimensional del flujo, en parte responsable de los errores en las regiones con fuertes variaciones de flujo.

Por otro lado, es necesario tener capacidad de cálculos en arreglo hexagonal. Arreglo que presentan muchos tipos de reactores como ser: VVER, HTGR, etc. y en particular ATUCHA I y II, y CAREM, estos últimos de particular interés para el país. Para superar los problemas del método de integración transversal en cálculo en arreglo hexagonal, se puede implementar el mapeo de geometría hexagonal a rectangular.

Otra de las extensiones posibles puede consistir en el acoplamiento del código de celda con el código de núcleo para la obtención de quemado de combustible barra por barra. Dejando atrás la clásica separación entre el código de celda y el código de núcleo, se puede pensar en un código en el cual interactuen ambas partes, de modo que el quemado del combustible sea calculado por el código de celda según las condiciones de contorno de cada elemento combustible en el núcleo.

Un camino posible puede consistir en el desarrollo de algoritmos que permitan la realización de cálculos cinéticos. Esto probablemente implicará el desarrollo de nuevos algoritmos más eficientes y precisos que los corrientemente utilizados. Por otro lado, no se puede pensar un código de núcleo sin las debidas realimentaciones termohidráulicas (en el nivel de núcleo) sobre las secciones eficaces. Teniendo cinética y estas realimentaciones termohidráulicas se puede pensar en un primer acercamiento a la dinámica del núcleo.

## AGRADECIMIENTOS

A muchos tengo que agradecer el haber terminado este trabajo.

A mi director, el Dr. Eduardo A. Villarino, más conocido como el “Men”, que me brindó todos los conocimientos necesarios y orientación para realizar el trabajo, además de su calidez.

A Carlos “Átomo” Lecot, que sin ser oficialmente Co-Director, fue más que eso.

A toda la DIN, que me cobijó durante el año y medio de trabajo.

A INVAP, que me permitió realizar el trabajo en sus instalaciones.

A Fabian E. Jatuff, que nos facilitó los fuentes del código RHENO y todo el apoyo que la distancia permitió.

A las bibliotecarias del instituto y a Hugo, siempre dispuestos a ayudar en todo.

Al Dr. Victor Hugo Ponce, por haber depositado su confianza en mí.

A Pablo o kaluzap, el Tucu, Ale, José, Iñaki, Lucho, Roberto, al Pipi, al enano, a Fernando, y a muchas otras personas que me acompañaron durante estos cuatro años en el instituto.

A mis amigos el “Pampa” Torroba y “Cheto” Urdapilleta, con los cuales viví durante mucho tiempo, y que además de prestarme siempre mucha ayuda para “sobrevivir” en el instituto, me dieron su amistad.

A mi papá y a mi mamá, a mis hermanos, por infinitos motivos. También a mi tía Alicia, al tío Nino, y la Nona, por sus oraciones y el aliento permanente.

A Mari y al bebé que lleva en su pancita, que son mi pequeña nueva familia, y le dan sentido a mi vida.

A la Virgen Maria, a San José y a San José de Cupertino, sin palabras.

Finalmente a mi Señor, porque como dice el salmista:

*Si el Señor no construye la casa,  
en vano se cansan los albañiles;  
si el Señor no guarda la ciudad,  
en vano vigilan los centinelas.*

*Es inútil que madruguéis,  
que veléis hasta muy tarde,  
que comáis el pan de vuestros sudores:  
¡Dios lo da a sus amigos mientras duermen!*

*La herencia que da el Señor son los hijos;*

*su salario, el fruto del vientre:  
son saetas en manos de un guerrero  
los hijos de la juventud.*

*Dichoso el hombre que llena  
con ellas su aljaba:  
No quedará derrotado cuando litigue  
con su adversario en la plaza.  
(Salmo 127)*

## REFERENCIAS

- Argonne Code Center, *Benchmark Problem Book*, ANL 7416, Supo. II (1997).
- Bell G. I., y Glasstone S., *Nuclear Reactor Theory*, Van Nostrand Reinhold Co. (1970).
- Bouanrirene A., *Etude Comparative des Methodes Nodales Polynomiales et Analitiques*, Direction, Electricite de France (EDF), (1993).
- Chang M. H., Moon K.S., Noh J. M. y Kim S. H., *A Nodal Expansion Method with Spatially Coupled Effects Incorporated into the Transverse Leakage Aproximation*, *Nucl. Sci. Eng.*, 103, 343 (1989).
- Chao Y. A., *Comments on the Treatment of Transverse Leakage in Advanced Nodal Codes for Hexagonal Nodes*, *Nucl. Sci. Eng.*, 109, 423 (1991).
- Chao Y. A. y Shatilla Y. A., *A Nodal Expansion Method Using Conformal Mapping for Hexagonal Geometry*, *Transactions of the American Nuclear Society*, 69, 465 (1993).
- Chao Y. A. y Shatilla Y. A., *Conformal Mapping and Hexagonal Nodal Methods-II: Implementation in the ANC-H Code*, *Nucl. Sci. Eng.*, 121, 210 (1995).
- Chao Y. A. y Tsoulfanidis N., *Conformal Mapping and Hexagonal Nodal Methods-I: Mathematical Foundation*, *Nucl. Sci. Eng.*, 121, 202 (1995).
- Cho J. Y., Lee H. C. y Kim C. H., *Blind intercomparison of coarse-mesh triangular diffusion theory methods in hexagonal geometry*, *Trans. Am. Nucl. Soc.*, 72, 161 (1995).
- Cho N. Z., Kim Y. H. y Park K. W., *Extension of Analytic Function Expansion Nodal Method to Multigroup Problems in Hexagonal-Z Geometry*, *Nucl. Sci. Eng.*, 126, 35 (1996).
- Cho N. Z. y Noh J. M., *Analytic Function Expansion Nodal Method for Hexagonal Geometry*, *Nucl. Sci. Eng.*, 121, 245 (1995a).
- Cho N. Z. y Noh J. M., *Hybrid of AFEN and PEN Methods for Multigroup Diffusion Nodal Calculation*, *Trans. Am. Nucl. Soc.*, 73, 438 (1995b).
- Chung S. K., Hah C. J., Lee H. C., Kim Y. H., Cho N. Z., *A Comparison of Two Noda Codes: Advanced Nodal Code (ANC) and Analytic Function Expansion Nodal (AFEN) Code*, *PHYSOR 1996* (1996).
- Duderstadt J. J., Hamilton L. J., *Nuclear Reactor Analysis*, John Wiley & Sons, Inc. (1976).
- Ferri A. A., *Métodos Nodales con Realimentación No-Lineal para la Solución de la Ecuación Multigrupo de Difusión*, Tesis Doctoral, Instituti Balseiro (1986).

- Finnemann H., Bennewitz F. y Wagner M.R., *Interface Current Techniques for Multidimensional Reactor Calculations*, *Atomkernenergie*, 30, 123 (1977).
- Fisher H. D. y Finnemann H., *The Nodal Integration Method- A Diverse solver for Neutron Diffusion Problems*, *Atomkernenergie*, 39, 229 (1981).
- Henry A. F., *Nuclear Reactor Analysis*, The MIT Press (1975).
- Hobson G. H. y Aigle R. C., *Nodal Code Developments at Framatome/BWFC, Topical Meeting on Advances in Reactor Physics*, I, 2 (1994).
- IAEA - TECDOC – 887, *In core fuel management benchmark for PHWRs*, The IAEA Press, (1996).
- INIS, *International Nuclear Information System*.
- Iwamoto T. y Yamamoto M., *Advanced Nodal Methods of the Few-Group BWR Core Simulator NEREUS*, *J. Nucl. Sci. and Technol.*, 36, 996 (1999).
- Jatuff F. E., *Código de Cálculo Neutrónico RHENO: Rectangular Hexagonal Nodal Code*, *Tesis de la Carrera de Ing. Nuclear, Instituto Balseiro* (1988).
- Jatuff F. E., *Multidimensional Spatially Coupled Transverse Leakage Approximation for Nodal Expansion Diffusion Codes*, *ENFIR 1991* (1991).
- Jatuff F. E. y Villarino E. A., *Multidimensional Nodal Expansion Diffusion Code Applied to Research Reactor Transient Analysis*, *Progress Report-RC-8788/R0* (1996).
- Jatuff F. E., *Observación de errores y Adaptación para el Problema de Difusión de en Reactores Nucleares*, *Tesis de la Carrera de Doctorado en Ing. Nuclear, Instituto Balseiro* (1997).
- Jatuff F. E. y Villarino E. A., *Multidimensional Nodal Expansion Diffusion Code Applied to Research Reactor Transient Analysis*, *Final Report-RC-8788/R0* (1997).
- Knight M., Hutt P., Lewis I., *Comparison of PANTHER Nodal Solutions in Hexagonal-z Geometry*, *Nucl. Sci. Eng.*, 121, 254 (1995).
- Koebke K. y Wagner M. R., *The Determination of the Pin Power Distribution in a Reactor Core on the Basis of Nodal Coarse Mesh Calculations*, *Atomkernenergie*, 30, 136 (1977).
- Koebke K. y Hetzelt L., *On the Reconstruction of Local Homogeneous Neutron Flux and Current Distributions of Light Water Reactors from Nodal Schemes*, *Nucl. Sci. Eng.*, 91, 123 (1984).
- Lamarsh J. R., *Introduction to Nuclear Reactor Theory*, Addison-Wesley Publishing Co. (1966).



- Langenbuch S., Maurer W. y Werner W., *Coarse-Mesh Flux-Expansion Method for the Analysis of Space-Time Effects in Large Light Water Reactor Cores*, *Nucl. Sci. Eng.*, 63, 437 (1977).
- Lawrence R. D. y Dorning J. J., *A Nodal Green's Function Method for Multidimensional Neutron Diffusion Calculations*, *Nucl. Sci. Eng.*, 76, 218 (1980).
- Lawrence R. D., *Progress in Nodal Methods for the Solution of the Neutron Diffusion and Transport Equations*, *Prog. Nucl. Energy*, 17, 271 (1986).
- Lesaint P., Noceir S, y Verwaerde D., *A Hennart Method for the Diffusion Equation*, *Nucl. Sci. Eng.*, 119, 139 (1994).
- Lee D., Kim Y., y Kim Y., *A Consistent Coupling of Nodal Expansion Method, Analytic Nodal Method, and Finite Diference Method for 3-Dimensional Reactor Core Analisis*, *PHISOR 2000* (2000).
- Matzkin S., *Update of data for Neutronic Calculation line, Informe interno de INVAP 0767 0740 3TANU 132 2B* (1996).
- Mosteller R. D., *Static Benchmarking of the NESTLE Advanced Nodal Code, Presentation at the Join Inter. Conf. on Math. Meth. and Supercomputing for Nucl. Appl.*, (1997).
- Nakata H., y Martin W. R., *The Finite Element Response Matrix Method*, *Nucl. Sci. Eng.*, 85, 289 (1983).
- Noh J. M. y Cho N. Z., *A New Diffusion Nodal Method Based on Analytic Basis Function Expansion*, *Trans. Am. Nucl. Soc.*, 69, 462 (1993).
- Noh J. M. y Cho N. Z., *A New Approach of Analytic Basis Function Expansion to Neutron Diffusion Nodal Calculation*, *Nucl. Sci. Eng.*, 116, 165 (1994).
- Noh J. M. y Cho N. Z., *A Multigroup Diffusion Nodal Scheme in Rectangular and Hexagonal Geometries: Hybrid of AFEN and PEN Methods*, *PHISOR 96* (1996).
- Okumura K., *MORSA-Light- high speed three-dimensional nodal diffusion code for vector computers*, *Japan Atomic Energy Research Inst.*, (1998).
- Rempe K. R. y Smith K. S., *SIMULATE-3 Pin Power Reconstructio: Methodology and Benchmarking*, *Nucl. Sci. Eng.*, 103, 334 (1989).
- Rohach A. F., *A Legendre Polynomial Nodal Model for 2-D Diffusion Problems*, *Ann. Nucl. Energy*, 13, 549 (1986).
- Rohach A. F., *A Legendre Polynomial Nodal Model for 3-D Diffusion Problems*, *Ann. Nucl. Energy*, 14, 653 (1987).
- Shatilla Y. A., Chao Y. A. y Tahara Y., *Theory of Westinghouse Advance Nodal Code for MOX Applications*, *Trans. Am. Nucl. Soc.*, 72, 168 (1996).

- Shen W., Zhongsheng X. y Yin B., *The Green's Function Nodal Expansion Method for Light Water Reactor Diffusion Calculations*, *Nucl. Sci. and Eng.*, 121, 130 (1995).
- Shi G., Hu Y., Lee J., *A Nonlinear Iteration Method Based on Node Expansion*, *PHYSOR 2002* (2002).
- Smith K. S., y Rempe K. R., *Testing and Applications of the QPANDA Nodal Model*, *Nucl. Sci. Eng.*, 100, 324 (1988).
- Stamm'ler R. J. J., y Abbate M., *Methods of Steady-State Reactor Physics in Nuclear Design*, Academic Press (1983).
- Tavron B., *A Comparison of Nodal Methods in Neutron Diffusion Calculations*, *Israel Nucl. Society*, 149, (1996).
- Villarino E. A. y Stamm'ler R. J. J., *The Heterogeneous Response Method in Slab Geometry*, *Ann. Nucl. Energy*, 11, 429 (1984).
- Villarino E. A., *Biblioteca de Rutinas de Lectura con Formato Libre*, (1986).
- Villarino E. A., *CONDOR: Neutronic code for cluster fuel elements*, AATN, Buenos Aires (1990).
- Villarino E. A., *Descripción del Programa HXS 4.0, Informe Interno de INVAP 0758 1010 2IAIN 109 10* (1991).
- Villarino E. A., Stamm'ler R. J. J., Ferri A. A. y Casal J. J., *HELIOS: Angularly-dependent Collision Probabilities*, *Nucl. Sc. Eng.*, 112, 16, (1992).
- Villarino E. A., *Initial Report Core Database, Informe interno de INVAP 0767 0700 3TANU 135 2A* (1996).
- Villarino E. A., *Condor Calculation Package*, *PHYSOR 2002*, (2002a).
- Villarino E. A., Korochinsky S., Hergenreder D., *Neutronic Design and Characteristics of the RRR*, *ENFIR 2002* (2002b).
- Wagner M. R., Finnemann H., Koebe K. y Winter H. J., *Validation of the Nodal Expansion Method and the Depletion Program MEDIUM-2 by Benchmark Calculations and Direct Comparison with Experiment*, *Atomkernenergie*, 30, 129 (1977).
- Wagner M. R. y Koebe K., *Progress in Noddal Reactor Analysis*, *Atomkernenergie*, 43, 117 (1983).
- Wagner M. R., *Three-Dimensional Nodal Diffusion and Transport Theory Methods for Hexagonal-z Geometry*, *Nucl. Sci. Eng.*, 103, 377 (1989).

- Xuedong F. y Chengan L., *A Steady-State Nonlinear Analytic Nodal Method for Two-Group Multi-Dimensional Neutron Diffusion Calculations*, China Nucl. Inf. Center Atomic Energy Press, (2000).
- Zamonsky O. M., *Reconstrucción de potencia por barra combustible en el reactor CAREM para la línea de cálculo CONDOR-CITVAP*, Documento interno de INVAP 0758 1010 2IAKN 173 10 (2000).
- Zimin V. G. y Baturin D. M., *Polynomial nodal method for solving neutron diffusion equations in hexagonal-z geometry*, *Ann. Nucl. Energy*, 29, 1105 (2001)