

UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE MEXICO

FACULTAD DE CIENCIAS



"CALCULO DE LA MASA CRITICA, FLUJO DE NEUTRONES Y
DISTRIBUCION DE TEMPERATURAS EN EL NUCLEO DE
UN REACTOR DE POTENCIA, PWR"

T E S I S

Que para obtener el título de

F I S I C O

p r e s e n t a

JOAQUIN ANTONIO MORALES BOLIO

México, D. F.

1974

A LA MEMORIA DE MI PADRE

A MI MADRE

A MIS MAESTROS

A MIS COMPAÑEROS Y AMIGOS.

Quiero expresar mi agradecimiento al Dr. Arnulfo Morales Amado, por su valiosa ayuda y paciencia, sin las que este trabajo hubiera sido mucho más difícil de realizar; asimismo, al Instituto Nacional de Energía Nuclear por todas las facilidades otorgadas para el uso de las instalaciones - del Centro Nuclear de México y por el apoyo económico recibido durante la elaboración del presente trabajo.

I N D I C E

PROLOGO	PAG.
CAPITULO I	1
I-1 LA ECUACION DE TRANSPORTE	
I-2 LA APROXIMACION P_1	
I-3 LA ECUACION DE DIFUSION EN EL GRUPO TERMICO	
I-4 LA ECUACION CRITICA DEL SISTEMA EN LA TEORIA DE UN GRUPO DE ENERGIAS	
CAPITULO II	19
II-1 GENERALIDADES	
II-2	
a) ECUACION GENERAL DE CONDUCCION DE CALOR	
b) SOLUCION DE LA ECUACION GENERAL DE CONDUCCION DE CALOR EN EL CASO DE UN REACTOR NUCLEAR	
II-3 TRANSFERENCIA DE CALOR DE LOS ELEMENTOS COMBUSTIBLES AL REFRIGERANTE	
CAPITULO III	33
III-1 GENERALIDADES	
III-2 EL COEFICIENTE DE TRANSFERENCIA DE CALOR, h	
III-3 PARAMETROS SIGNIFICATIVOS EN LA TRANS- FERENCIA DE CALOR POR CONVECCION.	

III-4 ANALISIS DIMENSIONAL PARA LA TRANSFERENCIA DE ENERGIA POR CONVECCION.

III-5 RELACIONES PARA LA TRANSFERENCIA DE CALOR POR CONVECCION.

CAPITULO IV

44

IV-1 CARACTERISTICAS DEL REACTOR PROPUESTO

IV-2 SOLUCION DEL PROBLEMA PROPUESTO

a) DETERMINACION DE LA MASA CRITICA

b) DETERMINACION DE LA FORMA DEL FLUJO DE NEUTRONES TERMICOS

c) DETERMINACION DE LA DISTRIBUCION DE TEMPERATURAS EN EL NUCLEO DEL REACTOR.

COMENTARIOS Y CONCLUSIONES

101

APENDICE I

111

APENDICE II

141

REFERENCIAS

145

INDICE DE TABLAS

No.		PAG.
IV-1	Tabulación de la variación de la ecuación IV-34 en función de r_2 para diferentes valores de r_1 y r_3 fija.	74
IV-2		75
IV-3		76
IV-4		77
IV-5		78
IV-6		79
IV-7		80
IV-8		81
IV-9		82
IV-10		83
IV-11	Tabulación de la variación de la ecuación IV-34 en función de r_2 para diferentes valores de r_3 con r_1 fija	84
IV-12		85
IV-13		86
IV-14		87
IV-15		88
IV-16		89
IV-17		90
IV-18	Valores del flujo de neutrones térmicos como función del radio.	91-92
IV-19	Tabulación de las temperaturas en el refrigerante para cada región	93-96
IV-20	Tabulación de las temperaturas máximas en el combustible para cada región	97-100

INDICE DE GRAFICAS

No.	T I T U L O	Pag.
IV-1	Variación de la ecuación IV-34 en función de r_2 para diferentes valores de r_1 con r_3 fijo	56
IV-2	Variación de la ecuación IV-34 en función de r_2 para $r_1 = 60$ cm. y $r_3 = 94.908$ cm.	57
IV-3	Flujo de neutrones (calculado)	61
IV-4	Temperatura en el refrigerante	72
IV-5	Temperatura en el combustible.	74
1	Flujo de neutrones (publicado)	102

PROLOGO

El hombre, de todas las épocas, se ha preocupado por encontrar respuestas al problema de obtener fuentes de energía más eficientes y de mayor duración. Una de las últimas y más recientes respuestas han sido los descubrimientos de la fisión nuclear por los alemanes Hahn y Strassman en el año de 1939 y el de Joliot-Curie, Hulsb y Kowarski, que consistió en encontrar la posibilidad de una reacción en cadena y que culminaron en diciembre de 1942, cuando un grupo de científicos bajo la dirección del físico Enrico Fermi demostró, construyendo el primer reactor nuclear en la Universidad de Chicago, que no sólo era posible obtener una reacción de fisión en cadena automantenida, sino que, y aún más importante, ésta podía regularse.

El propósito de este trabajo consiste en hacer un cálculo, simplificado, de algunos de los parámetros de importancia en el diseño de un reactor nuclear. Dichos parámetros son: masa crítica, flujo de neutrones y distribución de temperaturas dentro del núcleo del reactor. Es importante dejar asentado que este trabajo no pretende hacer un diseño riguroso de un sistema nuclear, sino ejemplificar de una manera más o menos sencilla los cálculos necesarios para la obtención de los valores de los parámetros antes mencionados.

La forma en la que se ha organizado el presente trabajo, es la siguiente:

En el Capítulo I se presenta la teoría de los reactores, haciéndose, a continuación, algunas simplificaciones para lle

gar a la llamada ecuación de difusión en un grupo de energías (térmicas), que nos proporciona, en una primera aproximación, la solución al problema de encontrar la distribución de neutrones dentro del núcleo del reactor.

El siguiente capítulo establece y resuelve la ecuación que gobierna la transferencia de calor en el núcleo del reactor.

En el capítulo III se presentan las correlaciones empíricas que se han propuesto para la obtención del coeficiente de transferencia de calor, en el caso específico de los reactores nucleares.

El Capítulo IV contiene la solución del problema propuesto.

Es también finalidad de este trabajo el que sea de utilidad para aquellos que se inician en el campo de los reactores nucleares.

CAPITULO I

I.-1 LA ECUACION DE TRANSPORTE

El comportamiento de un reactor nuclear esta gobernado por la distribución en el espacio \underline{r} , en la dirección de desplazamiento $\underline{\Omega}$, en la energía E y en el tiempo t , de los neutrones en el sistema. Esta distribución a su vez está determinada por todos los materiales que forman el reactor, su ubicación dentro del mismo y las diferentes proporciones en las que se encuentran.

Uno de los problemas centrales dentro de la teoría de los reactores es el de predecir esta distribución; la determinación de dicha distribución puede hacerse, en principio, resolviendo la ecuación de transporte para neutrones, conocida como la ecuación de Boltzman, debido a su parecido con la expresión obtenida por L. Boltzman en conexión con la teoría cinética de los gases; esta ecuación en su forma básica es - la siguiente ⁽¹⁾:

$$\frac{\partial n(\underline{r}, \underline{\Omega}, E, t)}{\partial t} + \underline{v} \cdot \underline{\Omega} \phi(\underline{r}, E, \underline{\Omega}, t) + \sum_t (\underline{r}, E) \phi(\underline{r}, E, \underline{\Omega}, t) = \iint_{\underline{E}' \underline{\Omega}'} \sum_s (\underline{r}, E') \phi'(\underline{r}, E', \underline{\Omega}', t)$$

$$F(\underline{E}', \underline{\Omega}', E, \underline{\Omega}) dE' d\Omega' + S(\underline{r}, E, \underline{\Omega}, t)$$

donde $n(\underline{r}, \underline{\Omega}, E, t) dV d\Omega dE$, es el número esperado de neutrones en el elemento de volumen dV alrededor de \underline{r} con energías en

donde $\underline{\Omega}$ es el vector unitario en la dirección del movimiento de los neutrones.

dE alrededor de E , viajando en direcciones $d\Omega$ alrededor de $\underline{\Omega}$ al tiempo t ; $F(E', \underline{\Omega}'; E, \underline{\Omega})$, es la probabilidad condicionada a que los neutrones que viajaban con energía E' y dirección $\underline{\Omega}'$ después de sufrir una colisión dispersiva, y como consecuencia de ella, resultarán viajando con energías dE alrededor de E y direcciones $d\Omega$ alrededor de $\underline{\Omega}$; $\phi(\underline{r}, \underline{\Omega}, E, t) \equiv v n(\underline{r}, \underline{\Omega}, E, t)$ con v la magnitud de la velocidad de los neutrones, a la función $\phi(\underline{r}, \underline{\Omega}, E, t)$ se le conoce con el nombre de flujo angular; $S(\underline{r}, E, \underline{\Omega}, t)$ representa la distribución en el espacio, la dirección, la energía y el tiempo de las fuentes de neutrones y $\Sigma_t(\underline{r}, E)$ y $\Sigma_s(\underline{r}, E)$ son las secciones macroscópicas total y de dispersión para neutrones, respectivamente.

El problema de encontrar la distribución de neutrones puede ser resuelto introduciendo en la ecuación de transporte el conjunto completo de las secciones apropiadas, que representan las probabilidades de interacción, junto con el arreglo geométrico de los materiales del sistema, pudiendo obtenerse entonces, para algunos casos específicos, soluciones analíticas o numéricas mediante procedimientos de computación adecuados.

Sin embargo, la práctica ha demostrado que, en general, no es posible debido a dos razones: 1° las secciones y su dependencia con la energía de los neutrones son muy complicadas y no totalmente conocidas, y 2° los arreglos geométricos de los materiales son tan complejos que la ecuación de transporte, excepto en casos muy sencillos, no puede ser resuelta en un tiempo razonable, aún con el empleo de computadoras.

I.-2 LA APROXIMACION P_1

Debido a las dificultades antes mencionadas, es usual -

hacer algunas simplificaciones que hacen a la ecuación de transporte más accesible. Son varias las aproximaciones que se han utilizado para resolver dicha ecuación, en este trabajo lo haremos utilizando el método de los momentos direccionales o aproximación P_1 ⁽²⁾, que consiste en:

a).- Integrar la ecuación de transporte a todas las direcciones, y

b).- Multiplicar la ecuación de transporte por $\underline{\Omega}$ e integrar a todas las direcciones. Esto es

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \int_{\underline{\Omega}} n(\underline{r}, \underline{\Omega}, E, t) d\Omega = -\nabla \cdot \int_{\underline{\Omega}} \underline{\Omega} \phi(\underline{r}, \underline{\Omega}, E, t) d\Omega - \int_{\underline{\Omega}} \Sigma_t(\underline{r}, E) \phi(\underline{r}, \underline{\Omega}, E, t) d\Omega \\ + \int_{\underline{\Omega}} S(\underline{r}, E, \underline{\Omega}, t) d\Omega + \int_{\underline{\Omega}} \int_{\underline{E}} \int_{\underline{\Omega}'} \Sigma_s(\underline{r}, E') \phi'(\underline{r}, E', \underline{\Omega}', t) F(E', \underline{\Omega}', E, \underline{\Omega}) dE' d\Omega' d\underline{r} \end{aligned} \quad \text{I-1}$$

$$\text{Y} \quad \frac{\partial}{\partial t} \int_{\underline{\Omega}} \underline{\Omega} n(\underline{r}, \underline{\Omega}, E, t) d\Omega = - \frac{\partial}{\partial X_s} \int_{\underline{\Omega}} \Omega_s \underline{\Omega} \phi(\underline{r}, \underline{\Omega}, E, t) d\Omega \quad \text{I-2}$$

$$\begin{aligned} + \int_{\underline{\Omega}} \underline{\Omega} S(\underline{r}, E, \underline{\Omega}, t) d\Omega - \int_{\underline{\Omega}} \Sigma_t(\underline{r}, E) \underline{\Omega} \phi(\underline{r}, \underline{\Omega}, E, t) d\Omega + \int_{\underline{E}} \int_{\underline{\Omega}'} \Sigma_s(\underline{r}, E') \phi(\underline{r}, \underline{\Omega}', E', t) dE' \\ d\Omega' \int_{\underline{\Omega}} \underline{\Omega} F(E', \underline{\Omega}', E, \underline{\Omega}) d\Omega \end{aligned}$$

tomaremos, para ilustrar el método de cálculo, el último término de la ecuación I-2.

$$I = \int_{E_0}^{\infty} \int_{\Omega} S(r, E', \Omega; E, \Omega', \mu, t) F(E', \Omega', \mu) d\Omega' d\mu dE'$$

Tomando como aproximación que las colisiones son elásticas, de mecánica clásica sabemos que dadas las energías inicial y final de la partícula incidente, el ángulo de dispersión es único y está dado por:

$$\mu = \cos \theta = \frac{M+m}{2} \sqrt{\frac{E_f}{E_i}} - \frac{M-m}{2} \sqrt{\frac{E_i}{E_f}}$$

En donde si tomamos

$M = A$ (número de masa), $m = 1$ (por ser un neutrón),

$E_f = E$ y $E_i = E'$

$$\mu = \frac{A+1}{2} \sqrt{\frac{E}{E'}} - \frac{A-1}{2} \sqrt{\frac{E'}{E}} \quad I-3$$

Por lo tanto es posible sustituir la dependencia en F de Ω' y Ω por μ en el término

$$I_1 = \int_{\Omega} F(E', \Omega'; E, \Omega) d\Omega$$

y entonces podemos escribir $I_1 = \int_{\Omega} F(E', E; \mu) \Omega d\Omega$

Expandiendo F en términos de los Polinomios de Legendre,

$$F(E', E, \mu) = \sum_e \frac{2e+1}{4\pi} F_e(E', E) \cdot P_e(\mu)$$

y substituyendo lo anterior queda:

$$I_1 = \sum_e \frac{2e+1}{4\pi} F_e(E', E) \int_{\underline{\Omega}} P_e(\mu) d\Omega$$

Si expresamos

$$\underline{\Omega} = \cos\theta \hat{i} + \sin\theta \sin\phi \hat{j} + \cos\theta \hat{k}$$

y tomamos $\hat{k} = \underline{\Omega}'$, se llega a:

$$I_1 = \sum_e \frac{2e+1}{4\pi} F_e(E', E) \int_0^{2\pi} \int_0^\pi (\cos\theta \hat{i} + \sin\theta \sin\phi \hat{j} + \cos\theta \underline{\Omega}') P_e(\mu) \sin\theta d\theta d\phi$$

Integrando con respecto a ϕ

$$I_1 = \sum_e \frac{2e+1}{4\pi} F_e(E', E) \int_0^\pi 2\pi \cos\theta P_e(\mu) \sin\theta d\theta$$

que en términos de μ queda como:

$$I_1 = \sum_e \frac{2e+1}{4\pi} F_e(E', E) 2\pi \int_{-1}^1 \mu^e P_e(\mu) d\mu$$

Efectuando la integral y simplificando

$$I_1 = F_1(E, E') \underline{\Omega}'$$

Por lo tanto I se puede escribir como:

$$I = \int_{E'} \int_{\underline{\Omega}'} \left[\sum_s \phi(\underline{r}, \underline{\Omega}', E', t) F_1(E, E') \underline{\Omega}' dE' d\Omega' \right]$$

y puesto que por definición

$$\underline{J}(\underline{r}, E, t) = \int_{\underline{\Omega}} \underline{\Omega} \phi(\underline{r}, \underline{\Omega}, E, t) d\Omega$$

donde a $\underline{J}(\underline{r}, E, t)$ se le conoce como la corriente de neutrones, llegamos a

$$I = \int_{E'} \left[\sum_s (\underline{r}, E') \underline{J}(\underline{r}, E', t) F_1(E, E') dE' \right] \quad \text{I-4}$$

Análogamente se puede demostrar que:

$$\int_{\underline{\Omega}} n(\underline{r}, E, \underline{\Omega}, t) d\Omega = n_0(\underline{r}, E, t) \quad \text{I-5}$$

$$\int_{\underline{\Omega}} \phi(\underline{r}, E, \underline{\Omega}, t) d\Omega = \phi_0(\underline{r}, E, t) \quad \text{I-6}$$

$$\int_{\underline{\Omega}} \underline{S}(\underline{r}, E, \underline{\Omega}, t) d\underline{\Omega} = S_0(\underline{r}, E, t) \quad \text{I-7}$$

$$\int_{\underline{\Omega}} \underline{F}(\underline{E}', \underline{\Omega}', E, \underline{\Omega}) d\underline{\Omega} = F_0(\underline{E}', E) \quad \text{I-8}$$

$$\int_{\underline{\Omega}} \underline{\Omega} \underline{S}(\underline{r}, E, \underline{\Omega}, t) d\underline{\Omega} = S_1(\underline{r}, E, t) \quad \text{I-9}$$

$$\frac{\partial}{\partial x_s} \int_{\underline{\Omega}} \underline{\Omega}_s \underline{\phi}(\underline{r}, \underline{\Omega}, E, t) d\underline{\Omega} = \frac{1}{3} \nabla \phi_0(\underline{r}, E, t) \quad \text{I-10}$$

Hacemos notar que para obtener I-10 es necesario aceptar la aproximación de que la distribución de neutrones sea casi isotrópicas.

La relación I-9 se puede simplificar si suponemos que las fuentes de neutrones son isotrópicas, lo que generalmente es cierto, con lo que obtenemos que:

$$S_1(\underline{r}, E, t) = 0 \quad \text{I-11}$$

Sustituyendo I-4, I-5, I-6, I-7, I-8, I-10 y I-11 en I-1 y I-2, llegamos a las ecuaciones del cero y primera orden

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \phi_0(\underline{r}, E, t)}{\partial t} + v \cdot \underline{J}(\underline{r}, E, t) + \int_t(\underline{r}, E) \phi_0(\underline{r}, E, t) = S_0(\underline{r}, E, t) + \int_{E'} \int_s(\underline{r}, E') \phi_0(\underline{r}, E', t) F_0(E', E) dE' \quad \text{I-12}$$

$$\text{Y}$$

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \underline{J}(\underline{r}, E, t)}{\partial t} + \int_t(\underline{r}, E) + \frac{1}{3} \phi_0(\underline{r}, E, t) = \int_{E'} \int_s(\underline{r}, E') \underline{J}(\underline{r}, E', t) F_1(E', E) dE' \quad \text{I-13}$$

La primera de estas ecuaciones es exacta, mientras que la segunda es aproximada, donde las aproximaciones que se utilizan son las siguientes:

- i).- Se supone que la dispersión es elástica
- ii).- las fuentes son isotrópicas, y
- iii).- la distribución de los neutrones es casi isotrópica.

Siguiendo con las aproximaciones antes mencionadas, es posible demostrar que

$$F_1(E', E) = \frac{\mu}{(1-\alpha)E'} \quad \text{I-14}$$

donde

$$\alpha = \left(\frac{A-1}{A+1} \right)^2 \quad \text{I-15}$$

Y

$$\mu = \frac{A+1}{2} \sqrt{\frac{E}{E'}} - \frac{A-1}{2} \sqrt{\frac{E'}{E}} \quad \text{I-16}$$

Sustituyendo I-14 en I-13 obtenemos:

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \underline{J}(\underline{r}, E, t)}{\partial t} + \underline{\Sigma}_t(\underline{r}, E) + \frac{1}{3} \nabla \phi_0(\underline{r}, E, t) = \int_{E'} \underline{\Sigma}_s(\underline{r}, E') \underline{J}(\underline{r}, E', t) \left[\frac{A+1}{2} \sqrt{\frac{E}{E'}} - \frac{A-1}{2} \sqrt{\frac{E'}{E}} \right] \frac{dE'}{(1-a)E}$$

I-17

haciendo el cambio de variable $u = \frac{E_0}{E}$, en la ecuación I-17, donde a u se le conoce con el nombre de letargia, y tomando la aproximación de que las densidades de colisión $\underline{\Sigma}_s(u') \phi_0(\underline{r}, u', t)$ son funciones que varían lentamente en u, para la gama de valores cubiertos por la integral, lo que permite expandir la función $\underline{\Sigma}_s(u') \underline{J}(\underline{r}, u', t)$ en serie de Taylor y que darse con los dos primeros términos; la ecuación I-17 se puede escribir como:

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \underline{J}(\underline{r}, u, t)}{\partial t} + \underline{\Sigma}_t(\underline{r}, u) \underline{J}(\underline{r}, u, t) + \frac{1}{3} \nabla \phi_0(\underline{r}, u, t) = \underline{\Sigma}_s(\underline{r}, u) \underline{J}(\underline{r}, u, t) \bar{u}$$

I-18

donde $\bar{u} = \frac{2}{3A}$. Si ahora consideramos el estado estacionario, es decir que no existe dependencia de las funciones ϕ_0 y \underline{J} con el tiempo, obtenemos de I-18

$$\underline{J}(\underline{r}, u) = - D_1 \nabla \phi_0(\underline{r}, u)$$

I-19

con

$$D_1(\underline{r}, u) = \frac{1}{3(\underline{\Sigma}_t(\underline{r}, u) - \bar{u} \underline{\Sigma}_s(\underline{r}, u))}$$

I-20

A estas expresiones se les conoce como la Ley de Fick y el coeficiente de difusión, respectivamente.

I.-3 LA ECUACION DE DIFUSION EN EL GRUPO TERMICO.

Como es bien sabido los neutrones producidos por fisión son bastante energéticos (del orden de 2 Mevs. en promedio), sin embargo las energías a las cuales dichos neutrones son capaces de inducir nuevas fisiones son varios órdenes de magnitud menores, por ejemplo, en el caso de reactores térmicos los neutrones deben ser moderados a energías llamadas térmicas para que sean capaces de inducir nuevas fisiones en el combustible. Esto sugiere dividir la gama de energías de los neutrones en un reactor térmico en dos regiones definidas por la energía de separación $E_m \approx 1$ ev. El escoger esta energía como nivel de separación, se debe fundamentalmente al hecho de que arriba de E_m los núcleos que forman el sistema se pueden suponer libres, lo que permite de una manera relativamente simple calcular el flujo de neutrones dependiente de la energía; en cambio cuando los neutrones tienen energías por debajo de E_m , ya no es posible despreciar los efectos producidos por los enlaces químicos, junto con el hecho de que al interaccionar los neutrones con una molécula pueden ser dispersados coherentemente o producir diferentes modos de excitación (vibracionales, rotacionales o translacionales). Además, debido a que cuando la energía del neutrón es menor que E_m , las energías térmicas de los núcleos del sistema ya son comparables con las energías de los neutrones, por lo que el neutrón puede ganar energía, de la misma manera como puede perderla, dispersión hacia arriba o hacia abajo, respectivamente.

Realmente, la forma cualitativa del espectro de neutrones

nes a energías hasta de $5\sigma T$ (σ la constante de Boltzman y T la temperatura absoluta del medio) está determinada fundamentalmente por la presencia de la dispersión hacia arriba. Es a este rango de energías, $0 \leq E \leq 5\sigma T$, al que se le llama re
gión térmica o cuasi Maxwelliana⁽³⁾.

Si dividimos ahora a las energías de los neutrones en dos regiones, esto es, una térmica ($E \leq E_T = 5\sigma T$) y una rápida ($E \geq E_T$) y suponemos un sistema homogéneo en el estado es
tacionario en el que cumple que $\frac{\partial \phi}{\partial t} = 0$ y regresamos a la va
riable E , la ecuación I-12 se puede escribir como:

$$\nabla \cdot \underline{J}(\underline{r}, E) + \int_t(\underline{r}, E) \phi(\underline{r}, E) = S(\underline{r}, E) + \int_{E'} \int_s(\underline{r}, E') \phi(\underline{r}, E') F_0(E', E) dE' \quad \text{I-21}$$

en donde se han omitido los subíndices a ϕ y S , ya que de las ecuaciones I-6 y I-7 es evidente que son el flujo total y la distribución de fuentes en el punto \underline{r} dependiente de la energía.

De la ecuación I-21 podemos eliminar la dependencia en la energía en la región térmica si la integramos entre 0 y E_T , esto es:

$$\int_0^{E_T} \left[\nabla \cdot \underline{J}(\underline{r}, E) + \int_t(\underline{r}, E) \phi(\underline{r}, E) \right] dE = \int_0^{E_T} S(\underline{r}, E) dE + \int_0^{E_T} dE \int_0^\infty \int_s(\underline{r}, E') \phi(\underline{r}, E') F_0(E, E') dE' \quad \text{I-22}$$

normalmente las fuentes de neutrones en estas energías valen

cero, lo que implica que

$$\int_0^{E_T} S(\underline{r}, E) dE = 0$$

Si ahora descomponemos la integral sobre E' en dos partes, una de 0 a E_T y otra de E_T a ∞ y cambiamos el orden de integración, llegamos a que la ecuación I-22 se puede escribir como:

$$\int_0^{E_T} \left[\nabla \cdot \underline{J}(\underline{r}, E) + \sum_t (\underline{r}, E) \phi(\underline{r}, E) \right] dE = \int_0^{E_T} \sum_s (\underline{r}, E') \phi(\underline{r}, E') dE' \int_0^{E_T} F_0(E', E) dE + \int_0^{E_T} dE \int_{E_T}^{\infty} \sum_s (\underline{r}, E') \phi(\underline{r}, E') F_0(E', E) dE'$$

Utilizando el hecho de que

$$\int_0^{E_T} F_0(E', E) dE = 1$$

y tomando en cuenta que en esta región de energías ya se tiene equilibrio térmico, podemos escribir:

$$\int_0^{E_T} \left[\nabla \cdot \underline{J}(\underline{r}, E) + \sum_t (\underline{r}, E) \phi(\underline{r}, E) \right] dE = \int_0^{E_T} \sum_s (\underline{r}, E') \phi(\underline{r}, E') dE' +$$

$$+ \int_0^{E_T} dE \int_{E_T}^{\infty} \left[\sum_s(\underline{r}, E') \phi(\underline{r}, E') F_0(E', E) dE' \right]$$

puesto que $\sum_t(\underline{r}, E) - \sum_s(\underline{r}, E) = \sum_a(\underline{r}, E)$ y definiendo

$$\bar{\sum}_a(\underline{r}) = \frac{\int_0^{E_T} \sum_a(\underline{r}, E) \phi(\underline{r}, E) dE}{\phi_T(\underline{r})}$$

donde

$$\phi_T(\underline{r}) = \int_0^{E_T} \phi(\underline{r}, E) dE$$

llegamos a

$$\int_0^{E_T} \nabla \cdot \underline{J}(\underline{r}, E) dE + \bar{\sum}_a(\underline{r}) \phi_T(\underline{r}) = \int_0^{E_T} dE \int_{E_T}^{\infty} \left[\sum_s(\underline{r}, E') \phi(\underline{r}, E') \right]$$

I-23

$$\int F(E', E) dE' \equiv q_T(\underline{r})$$

A $q_T(\underline{r})$ se le conoce con el nombre de densidad de moderación a las energías térmicas y representa el número de neutrones por unidad de volumen que en \underline{r} sus energías caen por debajo de E_T ⁽⁴⁾. Sustituyendo en la ecuación I-23 la ecuación I-19, obtenemos:

$$\int_0^{E_T} \nabla \cdot \left(-D_1(\underline{r}, E) \nabla \phi(\underline{r}, E) \right) dE + \bar{\sum}_a(\underline{r}) \phi_T(\underline{r}) = q_T(\underline{r})$$

que se puede escribir, suponiendo que D_i no es función de la posición como:

$$-\int_0^{E_T} D_i(E) \nabla^2 \phi(\underline{r}, E) dE + \bar{\Sigma}_a(\underline{r}) \phi_T(\underline{r}) = q_T(\underline{r})$$

Definiendo

$$\bar{D}_i = \frac{\int_0^{E_T} D_i(E) \nabla^2 \phi(\underline{r}, E) dE}{\int_0^{E_T} \nabla^2 \phi(\underline{r}, E) dE} = \frac{\int_0^{E_T} D_i(E) \nabla^2 \phi(\underline{r}, E) dE}{\nabla^2 \phi_T(\underline{r})}$$

podemos escribir

$$-\bar{D}_i \nabla^2 \phi_T(\underline{r}) + \bar{\Sigma}_a(\underline{r}) \phi_T(\underline{r}) = q_T(\underline{r}) \quad \text{I-24}$$

El término q_T de la ecuación I-24 se puede considerar como una fuente de neutrones térmicos, S_T , con lo que la ecuación I-24 se puede expresar

$$-\bar{D}_i \nabla^2 \phi_T(\underline{r}) + \bar{\Sigma}_a(\underline{r}) \phi_T(\underline{r}) = S_T(\underline{r}) \quad \text{I-25}$$

ecuación que se conoce con el nombre de ecuación de difusión en el grupo de energías térmicas y en donde las barras indican los promedios térmicos y el subíndice T se refiere al -

flujo térmico.

En forma análoga puede obtenerse la ecuación correspondiente a la región rápida, pero puesto que sólo consideraremos, como una primera aproximación el grupo térmico, el hacerlo queda fuera del propósito de este trabajo.

Debido a que la ecuación I-25 es una ecuación diferencial parcial, tiene un número infinito de posibles soluciones, sin embargo, los problemas físicos sólo tienen una posible solución que represente correctamente al flujo de neutrones; para determinar cuál de éstas es la correcta, es necesario imponer ciertas restricciones, de acuerdo a consideraciones físicas, las llamadas condiciones a la frontera, que en el caso de la ecuación de difusión térmica en el estado estacionario son las siguientes (5):

1.- En la frontera de la región en la que ϕ_T satisface la ecuación diferencial se debe especificar, ya sea ϕ_T , o la derivada normal de ϕ_T , ó una combinación lineal de ellas; tanto ϕ_T como su derivada normal no pueden especificarse independientemente.

2.- Condiciones a la frontera en superficies:

a)
$$\frac{1}{\phi_T} \frac{d\phi_T}{dn} = - \frac{1}{d}$$

donde $\frac{d\phi_T}{dn}$ = derivada normal al flujo

y d = parámetro conocido como la distancia extrapolada.

b) Otra forma: la solución de la ecuación de difusión térmica se anula en la distancia extrapolada, más allá del final de la superficie libre.

3.- Condiciones a la frontera en una interfase

$$(\underline{J}_A)_n = (\underline{J}_B)_n$$

donde los subíndices A y B representan dos regiones, y el subíndice n se refiere a la componente de \underline{J} normal a la superficie que se considera.

4.- El flujo debe ser continuo a través de la frontera entre dos medios diferentes.

5.- Condiciones a la frontera cuando la interfase es delgada

$$\phi_{TA} = \phi_{TB}$$

6.- $(\underline{J}_A)_n = (\underline{J}_B)_n + x \int_a \phi_{TA} \quad x = \text{espesor}$

Con las condiciones anteriores es posible encontrar una única solución, sin embargo, es conveniente utilizar otros requerimientos físicos obvios en la solución, éstos son:

7.- La solución debe ser real, no negativa y univaluada en aquellas regiones donde la ecuación es válida.

8.- Las soluciones deben ser finitas en las regiones donde la ecuación es válida, excepto (no necesariamente) en puntos singulares de la distribución de las fuentes de neutrones.

Hay que hacer notar que las condiciones 7 y 8 no añaden nada nuevo, pero son útiles para desechar funciones extrañas de la solución.

I-IV LA ECUACION CRITICA DEL SISTEMA EN LA TEORIA DE UN GRUPO DE ENERGIAS.

Siguiendo con la hipótesis de que todos los neutrones - tienen el mismo nivel de energía, el término $S_T(\underline{r})$ en la ecuación I-25 se puede escribir como:

$$S_T(\underline{r}) = v \bar{\Sigma}_f \phi_T(\underline{r})$$

en donde v es el promedio de neutrones liberados por fisión y $\bar{\Sigma}_f$ es la sección macroscópica de fisión, ésto nos lleva a:

$$\left[\nabla^2 - \frac{1}{L_T^2} \right] \phi_T(\underline{r}) = - \frac{v \bar{\Sigma}_f}{\bar{\Sigma}_a} \phi_T(\underline{r})$$

con $L_T^2 = \frac{\bar{D}_i}{\bar{\Sigma}_a}$, el área de difusión térmica; rearreglando

$$\nabla^2 \phi_T(\underline{r}) + \frac{k_\infty - 1}{L_T^2} \phi_T(\underline{r}) = 0 \quad \text{I-26}$$

donde

$$k_\infty = \frac{v \bar{\Sigma}_f}{\bar{\Sigma}_a}$$

es el número de neutrones liberados por neutrón absorbido y se conoce como factor de multiplicación para un reactor infinito (sin escape de neutrones).

La ecuación I-26 se puede escribir de la forma siguiente:

$$\nabla^2 \phi_T(\underline{r}) + B^2 \phi_T(\underline{r}) = 0 \quad \text{I-27}$$

con

$$B^2 = \frac{k_\infty - 1}{L_T^2} \quad \text{I-28}$$

que es el llamado "Buckling" material del sistema. Rearreglan

do la ecuación I-28 la podemos escribir como:

$$\frac{k_{\infty}}{1+B^2 L_T^2} = 1 \quad \text{I-29}$$

expresión que recibe el nombre de ecuación crítica del sistema, de acuerdo con la teoría de un grupo de energías. De aquí que si B^2 satisface la ecuación I-28, el flujo de neutrones que se obtiene al resolver la ecuación I-27 sea el flujo de neutrones crítico del reactor que se considere⁽⁶⁾.

Es importante hacer notar que el valor de B^2 es también función de la geometría y de las dimensiones del reactor. Esta dependencia se puede determinar a partir de las condiciones a la frontera mencionadas en la sección I.-3.

C A P I T U L O I I

II.-1 GENERALIDADES.

En el cálculo térmico de un reactor nuclear, es de principal importancia el análisis de los procesos de transferencia de calor que tienen lugar dentro del núcleo. Estos procesos son de tres tipos:

- a).- Conducción,
- b).- Convección,
- c).- Radiación.

A continuación se hará una breve descripción de cada uno de los tres tipos mencionados.

Conducción

Entendemos por conducción, la transferencia de calor por el movimiento molecular entre una parte del cuerpo en cuestión y otra parte del mismo cuerpo, o entre un cuerpo y otro en contacto físico. Desde el punto de vista macroscópico la conducción se basa en la definición de conductividad térmica que expresa, de una manera simple, una relación de proporcionalidad entre un flujo de calor y un gradiente de temperatura. A esta relación se le conoce como Ley de Fourier y está dada por ⁽⁷⁾;

$$\left(\frac{q}{A_x}\right)_y = -k \frac{\partial t}{\partial y} \quad \text{II-1}$$

donde q es la razón de transferencia de calor; A_x es el área por la que se efectúa la transferencia de calor; k es el coeficiente de conductividad térmica.

ficiente de conductividad térmica; t_0 es la temperatura y y es la coordenada de posición.

Convección

Este es un proceso que envuelve el movimiento de masa o fluido; existen dos tipos de convección:

Convección libre o natural, que es la producida por la diferencia de densidad a causa de una diferencia de temperaturas, lo que ocasiona un movimiento de masa.

Convección forzada, que se tiene cuando una bomba o un mecanismo similar es el causante del movimiento de masa.

Newton propuso la ecuación que rige a este fenómeno, esta ecuación es ⁽⁸⁾:

$$q = h A_r (t_w - t_f) \quad \text{II-2}$$

en donde h es el coeficiente de transferencia de calor; t_w es la temperatura de la superficie; t_f es la temperatura del fluido y q y A_r tienen el mismo significado que en la ecuación II-1.

Hay que hacer notar que la ecuación II-2 más que una ley es una definición del coeficiente de transferencia de calor, cuya determinación se hará en el capítulo siguiente.

Radiación

Este fenómeno es idéntico a la emisión de luz. En la física moderna este proceso se explica mediante la Teoría Cuántica y la Teoría de las Ondas Electromagnéticas. Macroscópicamente la Teoría de la Radiación se basa en la Ley de Stefan

-Boltzman, que expresa una proporcionalidad entre el flujo de energía y la cuarta potencia de la temperatura absoluta de la fuente. Matemáticamente dicha ley se puede expresar como⁽⁹⁾:

$$\epsilon_b = \sigma T^4 \quad \text{II-3}$$

con ϵ_b es la energía emitida; σ es la constante llamada de Stefan-Boltzman y T es la temperatura absoluta. Esta ley es válida para la radiación de cuerpo negro y se ve modificada por varios factores empíricos para otros casos.

De los fenómenos antes dichos, los que poseen mayor importancia en el caso de reactores nucleares son los dos primeros, ya que la contribución del fenómeno de radiación en la mayoría de los casos normales tratados, es despreciable comparada con los otros dos. Debido a esta razón, sólo se considerará el fenómeno de conducción que tiene lugar dentro de los elementos combustibles de un reactor nuclear y el fenómeno de convección que se lleva a cabo entre dichos elementos y el refrigerante.

II.-2

a). - ECUACION GENERAL DE CONDUCCION DE CALOR.

La ecuación que se obtiene, a partir de la condición de balance de calor, para la conducción de calor en tres dimensiones con generación de calor y un elemento conductivo, es la llamada ecuación general de conducción de calor, que matemáticamente se expresa como⁽¹⁰⁾:

$$\nabla^2 t + \frac{q'''}{k} = \frac{1}{\alpha} \frac{\partial t}{\partial \tau} \quad \text{II-4}$$

con $\alpha_0 = k/C_p$

ρ = Densidad

C_p = Calor específico

q''' la razón de producción de calor por unidad de volumen y t el tiempo. La ecuación II-4 puede presentar los siguientes casos:

1.- Cuando se tiene estado estacionario, es decir $\frac{\partial t_0}{\partial t} = 0$

$$\nabla^2 t_0 + \frac{q'''}{k} = 0 \quad \text{Ecuación de Poisson II-5}$$

2.- Cuando no hay generación de calor, esto es $q''' = 0$

$$\nabla^2 t_0 = \frac{1}{\alpha_0} \frac{\partial t_0}{\partial t} \quad \text{Ecuación de Fourier II-6}$$

3.- Cuando se tiene estado estacionario y no hay generación de calor

$$\nabla^2 t_0 = 0 \quad \text{Ecuación de Laplace II-7}$$

4.- Cuando la función de generación de calor es lineal en el tiempo

$$\nabla^2 t_0 + B^2 t_0 = 0 \quad \text{Ecuación de Helmholtz II-8}$$

b).- SOLUCION DE LA ECUACION GENERAL DE CONDUCCION DE CALOR EN EL CASO DE UN REACTOR NUCLEAR.

En el caso de los reactores nucleares, la altura de los elementos combustibles es aproximadamente igual a la altura del núcleo activo, mientras que el espesor y ancho son muy pequeños comparados con las dimensiones radiales del núcleo, por lo tanto, mientras que la variación axial (en z) en el -

flujo de neutrones que se tiene en el combustible, es importante, ya que se está considerando toda la altura del núcleo, la variación radial (en Z y Y) es muy pequeña, puesto que únicamente se está tomando una pequeña parte del radio total del núcleo del reactor. Este cambio se debe tanto al gradiente del flujo dentro del combustible, como al hecho de que el combustible actúa como un sumidero para los neutrones térmicos, causando una pequeña hondonada.

Como el cambio producido es muy pequeño, para propósitos prácticos, el flujo de neutrones térmicos, ϕ_T , y consecuentemente la razón de producción de calor por unidad de volumen, q''' , pueden ser considerados constantes en cualquier sección transversal de un elemento combustible. Análogamente, si la sección que se considera en la dirección Z del elemento combustible es pequeña comparada con la altura del núcleo, no hay un cambio apreciable en ϕ_T o en q''' .

En la mayoría de los reactores nucleares los elementos combustibles que se utilizan son en forma de placas paralelas o bien en forma de cilindros, es por esta razón que sólo consideraremos estos dos tipos de geometría para resolver la ecuación general de conducción de calor en el estado estacionario con generación de calor (ec. II-5).

Supongamos un elemento combustible del tipo de placa, sin encamisado, y de conductividad térmica k_f . En este caso,

las dimensiones del elemento son muy grandes en la dirección Z y en la dirección Y, comparadas con la dimensión X, por lo que el flujo de calor puede ser considerado en una sola dimensión, la dirección X solamente.

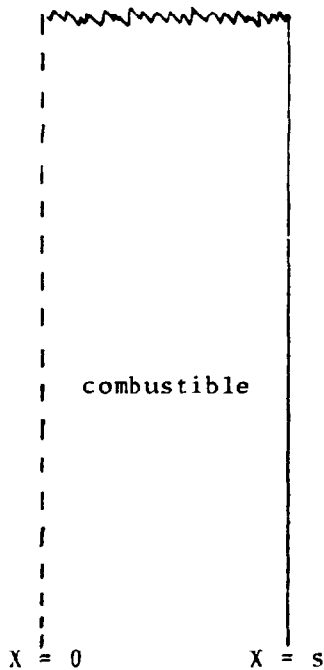


Figura II.1

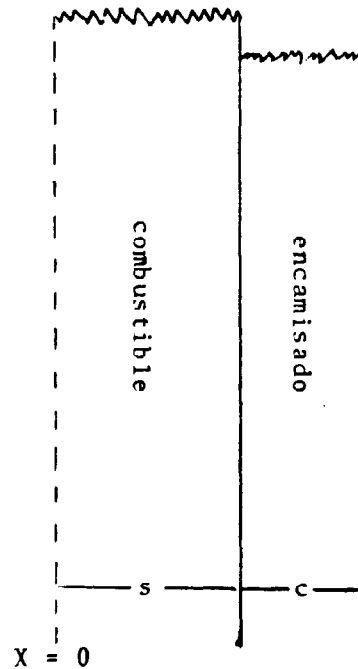


Figura II.2

Como ϕ_T y q''' son constantes sobre la sección del elemento combustible, el calor es conducido igualmente en la dirección $+X$ que en la dirección $-X$ y el plano de mayor temperatura es el plano medio, $X = 0$ (Fig. II.1), podemos, entonces - simplemente considerar el flujo de calor en una mitad del elemento combustible, por ejemplo la dirección $+X$.

La ecuación II-5 se reduce en este caso a una ecuación unidimensional

$$\frac{d^2 t_0}{dX^2} + \frac{q''''}{k_f} = 0$$

cuya solución, con las condiciones a la frontera $\frac{dt_0}{dX} = 0$ en $X = 0$ y $t_0 = t_m$ en $X = 0$, queda como:

$$t_0(X) = t_m - \frac{q''''}{2k_f} X^2$$

por lo tanto la temperatura en la superficie del elemento combustible t_s , será:

$$t_s = t_m - \frac{q''''}{2k_f} s^2 \quad \text{II-9}$$

de aquí que el calor que sale por la superficie exterior del elemento combustible, $X = s$, sea:

$$q_{sp} = q'''' A_r s = 2k_f A_r \frac{t_m - t_s}{s}$$

Considerando ahora el mismo elemento sólo que con encamisado de espesor c y conductividad térmica k_c , (Fig. II.1), en el estado estacionario, suponiendo que no hay generación de calor en el material del encamisado, se debe cumplir que la cantidad de calor que sale de la superficie $X = s$, debe ser igual a la cantidad de calor que sale de la superficie $X = s+c$. Por lo tanto si k_c es constante y despreciamos la resistencia al flujo de calor en la interfase combustible-encamisado, podemos escribir:

$$q_{sp} = A_r k_c \frac{t_s - t_c}{c} \quad \text{II-10}$$

de donde

$$t_s - t_c = \frac{q_{sp} c}{A_r k_c} = \frac{q'''_{sc}}{k_c}$$

Análogamente si tomamos ahora un elemento combustible - del tipo cilíndrico, de radio R y conductividad térmica k_f , (Fig. II.3a), la ecuación II-5 se reduce a:

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left[r \frac{dt_0}{dr} \right] + \frac{q'''}{k_f} = 0$$

que con las condiciones a la frontera $\frac{dt_0}{dr} = 0$ en $r = 0$ y $t_0 = t_m$ en $r = R$, tiene como solución

$$t_0(r) = t_m - \frac{q'''}{4k_f} r^2$$

de donde la temperatura en la superficie sería

$$t_s = t_m - \frac{q'''}{4k_f} R^2$$

por lo tanto

$$t_m - t_s = \frac{q'''}{4k_f} R^2 \quad \text{II-12}$$

y el calor que sale por la periferia del elemento combustible está dado por

$$q_{sc} = \pi R^2 L q''' = 4\pi k_f L (t_m - t_s)$$

con L la longitud axial del elemento combustible.

Tomando ahora el elemento combustible con un encamisado de espesor c , conductividad térmica k_c , (Fig. II.3b), y nuevamente en el estado estacionario, suponiendo que no hay gas

ción de calor en el material del encamisado, se debe cumplir que la cantidad de calor que sale de la superficie del elemento combustible, sea igual a la cantidad de calor que sale de la superficie del encamisado.

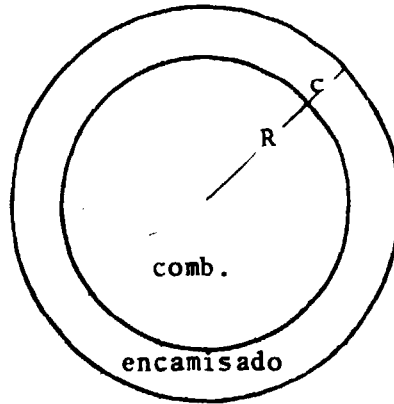
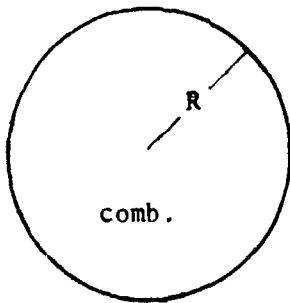


Figura II.3a

Figura II.3b.

Entonces si k_c es constante y despreciamos la resistencia al flujo de calor en la interfase combustible-encamisado, podemos escribir:

$$q_{sc} = \frac{2 k_c L (t_s - t_c)}{\ln \left(\frac{R + c}{R} \right)}$$

de donde

$$t_s - t_c = \frac{q_{sc} \ln \left(\frac{R+c}{c} \right)}{2\pi k_c L} = \frac{q''' R^2}{2 k_c} \ln \left(\frac{R+c}{c} \right) \quad \text{II-14}$$

La expresión para el flujo de calor através del encamisado, es la del flujo de calor por conducción através de un cilindro hueco⁽¹¹⁾.

II.-3 TRANSFERENCIA DE CALOR DE LOS ELEMENTOS COMBUSTIBLES - AL REFRIGERANTE.

Para poder hacer uso de las ecuaciones II-10 y II-14, - es necesario conocer la temperatura en la superficie del encamisado, sin embargo, normalmente, la temperatura del refrigerante t_f , es la que se puede determinar con mayor precisión esto nos lleva a determinar la relación que existe entre t_c y t_f . Sabemos que la transferencia de calor entre el encamisado y el refrigerante es por convección, entonces en el estado estacionario y suponiendo que no hay producción de calor dentro del refrigerante, la cantidad de calor que pasa - por la superficie exterior del encamisado debe ser la misma que pasa al refrigerante. En el caso de elementos combustibles en forma de placas, haciendo uso de las ecuaciones II-2 podemos escribir:

$$q_{sp} = h A_r (t_c - t_f)$$

de aquí que

$$t_c - t_f = \frac{q_{sp}}{h A_r} = \frac{q''' s}{h} \quad \text{II-15}$$

Suando miembro a miembro las ecuaciones II-9, II-11 y

II-15, obtenemos:

$$t_m - t_f = \frac{q''' s^2}{2 k_f} + q''' s \left(\frac{c}{k_c} + \frac{1}{h} \right) \quad \text{II-16}$$

que puede escribirse como:

$$q_{sp} = \frac{t_m - t_f}{\frac{s}{2k_f A_r} + \frac{c}{k_c A_r} + \frac{1}{h A_r}} \quad \text{II-17}$$

en donde t_m es la temperatura máxima en el combustible (parte central) t_f es la temperatura del cuerpo del refrigerante; k_f es la conductividad térmica del combustible; k_c es la conductividad térmica del encamisado; h es el coeficiente de transferencia de calor en el refrigerante; A_r es la superficie por la que fluye el calor y q_s es el calor generado en la mitad del combustible, que es igual a $q''' A_r s$.

La ecuación II-17 es análoga, en forma, a la Ley de Ohm, $I = E/R$; de aquí que a la suma de los términos en el denominador se les llama *resistencia térmica*, que en este caso estaría dada por la suma de las *resistencias térmicas* de los elementos conductivos (combustible y encamisado), más la *resistencia térmica* del elemento convectivo (encamisado-refrigerante).

Para el caso de elementos combustibles de forma cilíndrica de la ecuación II-2 obtenemos:

$$q_{sc} = 2\pi(R+c)L h(t_c - t_f)$$

por lo tanto

$$t_c - t_f = \frac{q_{sc}}{2\pi(R+c)L h} = \frac{q''' R^2}{2h (R+c)} \quad \text{II-18}$$

Sumando miembro a miembro las ecuaciones II-12, II-14 y II-18, se obtiene:

$$t_m - t_f = \frac{q''' R^2}{4 k_f} + \frac{q''' R^2}{2} \left[\frac{1}{k_c} \ln \left(\frac{R+c}{c} \right) + \frac{1}{h(R+c)} \right] \quad \text{II-19}$$

que se puede escribir de la siguiente forma

$$q_{sc} = \frac{t_m - t_f}{\frac{R}{2k_f A_r} + \frac{c}{k_c A_m} + \frac{1}{h A_{R+c}}} \quad \text{II-20}$$

con $A_R = 2\pi RL$; L la longitud axial, A_m el área promedio logarítmica del encamisado, $2\pi cL/\ln((R+c)/c)$ y $A_{R+c} = 2\pi(R+c)L$. La ecuación II-20 nuevamente se puede comparar con la Ley de Ohm obteniéndose las mismas consideraciones que en el caso de la ecuación II-17.

En las ecuaciones II-16 y II-19 se ha considerado una sección pequeña en la dirección Z , con lo que, como ya se ha mencionado, q''' se puede tomar como constante, sin embargo, si consideramos al elemento combustible en su totalidad, q''' es una función de la coordenada Z , por lo tanto para la determinación de la temperatura en el centro de los elementos combustibles, es necesario conocer la forma explícita de dicha función junto con los valores de los coeficientes de conductividad térmica en el combustible y el encamisado y el valor del coeficiente de transferencia de calor al refrigerar.

Los valores de los coeficientes de conductividad térmica se encuentran tabulados para casi todos los materiales más comúnmente usados en la construcción de los elementos combustibles, así los valores de los coeficientes de transferencia de calor al refrigerar.

ferencia de calor, cuya determinación, como se verá más adelante, es un problema de fundamental importancia. Asimismo, es necesario para la determinación de la temperatura máxima en el combustible el conocimiento de la forma de variación de la temperatura en el cuerpo del refrigerante. Para determinar esta última incógnita aplicaremos el balance de calor en una sección diferencial del elemento combustible (Fig II-4).

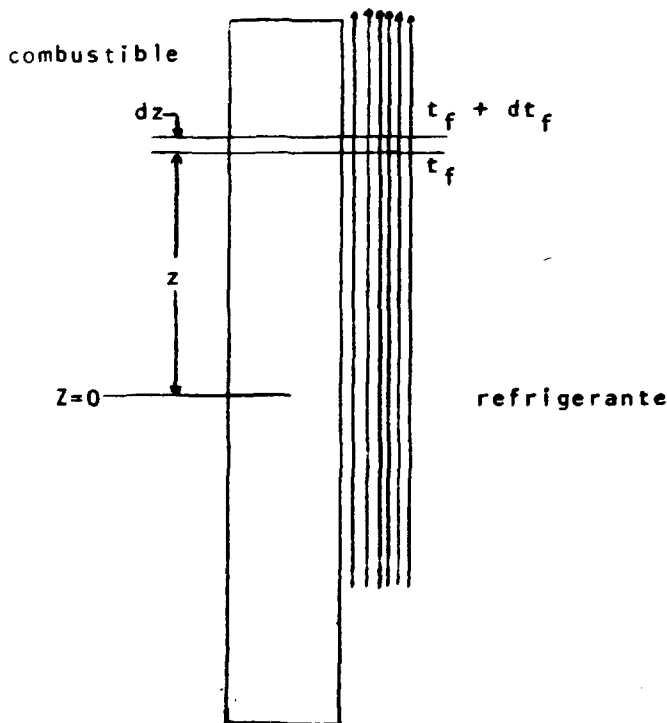


Figura II-4

El calor ganado por el refrigerante en dz (suponiendo -
que no hay cambio de fase), debe ser igual al calor generado

en el elemento diferencial del combustible, esto es ⁽¹²⁾:

$$\dot{m} C_p dt_f = q''' A_{co} dz \quad \text{II-21}$$

con \dot{m} la velocidad del flujo de masa, C_p el calor específico del refrigerante, dt_f el incremento de temperatura del refrigerante entre z y $z + dz$ y A_{co} el área de la sección del elemento combustible.

Integrando la ecuación II-21 de $H/2$ a z y de t_{f_1} a t_f , obtenemos:

$$\dot{m} C_p (t_f - t_{f_1}) = A_{co} \int_{-H/2}^z q'''(z) dz \quad \text{II-22}$$

donde t_{f_1} es la temperatura de entrada del refrigerante, despejando t_f

$$t_f = t_{f_1} + \frac{A_{co}}{\dot{m} C_p} \int_{-H/2}^z q'''(z) dz \quad \text{II-23}$$

Ecuación que al sustituirla en las ecuaciones II-16 y II-19 nos permite encontrar los valores para las temperaturas máximas en los elementos combustibles. Con estas ecuaciones desarrolladas podemos pasar a hacer un análisis del coeficiente de transferencia de calor, esto se hará en el siguiente capítulo.

C A P I T U L O I I I

I I I . - 1 G E N E R A L I D A D E S

El estudio del flujo de fluidos en conección con los sistemas nucleares es de gran importancia, ya que todo el calor generado en la mayoría de los reactores nucleares concebibles se remueve y transfiere de un medio a otro mediante el flujo de uno o más fluidos; por lo tanto, de las propiedades de estos fluidos y de sus características de flujo es posible hacer predicciones razonables de los coeficientes de transferencia de calor, que son indispensables para asegurar la adecuada remoción de calor en una planta nuclear.

Cuando en los fluidos existe una fuerza de fricción a lo largo de la superficie de contacto entre dos capas de fluido, el fluido es llamado viscoso y a la fuerza de fricción interna se le conoce como fuerza viscosa⁽¹³⁾. En general, cada capa del fluido se mueve con una velocidad diferente y la capa más cercana a la superficie del canal por el cual fluye tiene velocidad cero con respecto a dicha superficie.

Consideramos el flujo de un fluido viscoso através de un tubo de diámetro D (Fig. III-1); si la presión P , es una función solo de Z , y la velocidad v es función sólo del radio r , cumpliéndose que $v = 0$ cuando $r = D/2$, el flujo es llamado "laminar"

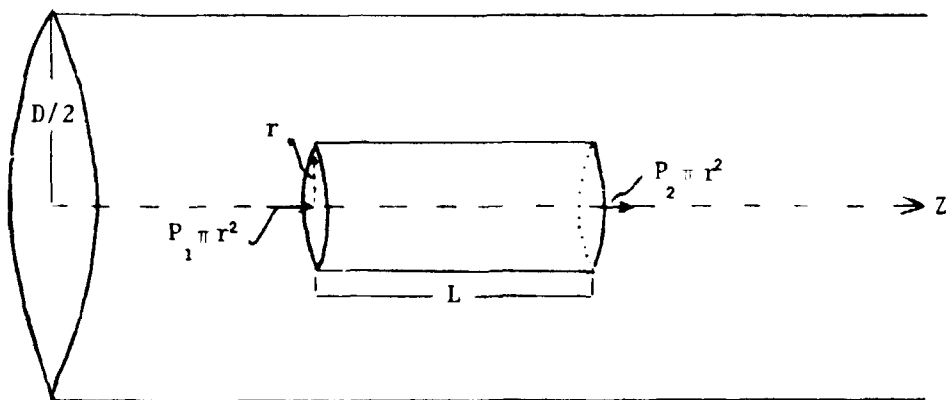


Figura III-1.

Si calculamos la forma de la variación de la velocidad, llegamos a (14):

$$v = \frac{P_1 - P_2}{L} \frac{1}{4\mu_0} \left(\frac{D^2}{4} - r^2 \right) \quad \text{III-1}$$

con μ_0 coeficiente de viscosidad; esta ecuación nos indica que la distribución de velocidades en un fluido viscoso en flujo laminar y en un tubo cilíndrico es parabólica, teniendo un máximo en el centro del canal y haciéndose cero en las paredes, (Fig. III2a).

Existe otro tipo de régimen de flujo en un fluido viscoso, este régimen es el llamado "turbulento". En este tipo de flujo la naturaleza del movimiento se hace mucho más complicada, produciéndose en el fluido corrientes locales irregulares, completamente al azar, denominadas vórtices o torbellinos; sin embargo, en cada punto de una sección transversal, el fluido tiene una componente de velocidad hacia adelante, lo que produce un perfil de velocidades de estas componentes como el que se muestra en la Figura III-2b (15).

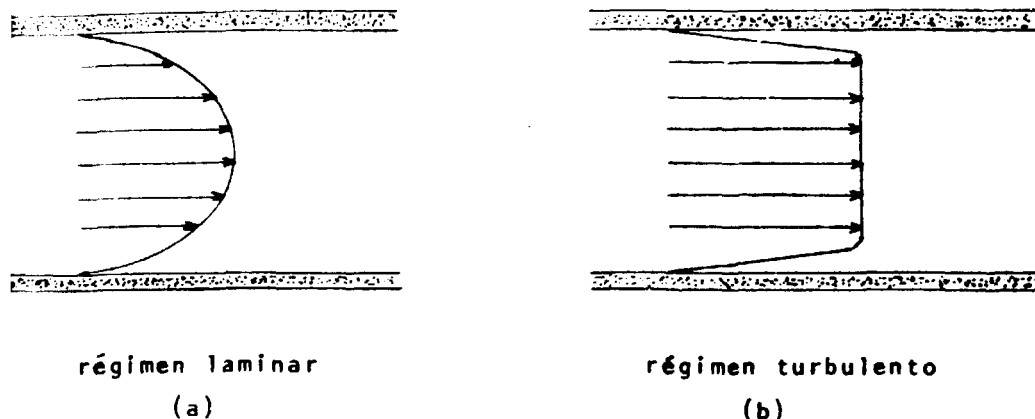


FIGURA III-2

La experiencia nos indica que existe una combinación de cuatro factores que determinan si el régimen de un fluido viscoso a través de un tubo es laminar o turbulento. Esta combinación se conoce como "Número de Reynolds", Re , y se define mediante la expresión⁽¹⁶⁾

$$Re = \frac{\rho v D}{\mu_0} \quad \text{III-2}$$

donde ρ es la densidad; D es el diámetro del canal; v es la velocidad del fluido y μ_0 es la viscosidad. El Número de Reynolds es una cantidad abstracta y por lo tanto su valor numérico es el mismo en cualquier sistema coherente de unidades.

Todos los experimentos demuestran que cuando el Número de Reynolds se encuentra entre 0 y 2000, el régimen de un fluido viscoso es laminar, mientras que por encima de 3000 el régimen es turbulento.

En un flujo turbulento existen tres regiones más o menos distintas; la primera es una capa, cercana a las paredes y extremadamente delgada, en la que el régimen es esencial-

mente laminar; después sigue una zona de transición en la que existe alguna turbulencia y finalmente, alrededor del eje de la tubería, una zona de completa turbulencia⁽¹⁷⁾.

Cuando el flujo tiene lugar en pasajes diferentes de la forma circular de la ecuación III-2 para el Número de Reynolds es aplicable reemplazando el diámetro por el llamado diámetro equivalente D_e , que se define como⁽¹⁸⁾:

$$D_e = 4 \text{ radio hidráulico} = 4 \frac{A_c}{P_e} \quad \text{III-3}$$

con A_c la sección del canal y P_e el perímetro mojado del canal, incluyendo toda la superficie que moje el refrigerante, tal como la de los elementos combustibles, la de las paredes del canal, etc.

III.-2 EL COEFICIENTE DE TRANSFERENCIA DE CALOR h .

Recordando la ecuación de Newton para convección

$$q = h A_r (t_w - t_f) \quad \text{II-2}$$

observamos, como ya se mencionó antes, (Cap. II), que para poder resolver esta ecuación es necesario determinar primero el valor del coeficiente de transferencia de calor, siendo éste el problema fundamental.

Experimentalmente se ha observado que dicho coeficiente depende de que⁽¹⁹⁾:

1.- La superficie sea plana o curva,

2.- la superficie sea horizontal o vertical,

- 3.- El fluido en contacto con la superficie sea un líquido o un gas,
- 4.- la densidad, viscosidad, calor específico y conductividad térmica del fluido en cuestión sean altas o bajas,
- 5.- la velocidad del fluido, sea lo suficientemente pequeña para producir un régimen laminar o lo bastante grande para originar un régimen turbulento, y
- 6.- ocurra evaporación, condensación o formación de películas.

Como las propiedades físicas de los fluidos dependen tanto de la temperatura como de la presión, es claro que un cálculo riguroso del coeficiente de transferencia de calor apropiado a unas condiciones determinadas es un problema sumamente complicado. Soluciones al problema, suficientemente buenas para propósitos prácticos, han sido logradas sólo en años recientes; a tales soluciones se ha llegado con la ayuda del análisis dimensional que nos lleva a una expresión para h que contiene las propiedades físicas, la velocidad del fluido y constantes y exponentes que son determinados mediante el experimento.

III.-3 PARAMETROS SIGNIFICATIVOS EN LA TRANSFERENCIA DE CALOR POR CONVECCION

Existen ciertos parámetros que se ha encontrado son útiles en las relaciones funcionales de los coeficientes de transferencia de calor; uno de estos parámetros es el Número de -

Reynolds. Otros dos parámetros adimensionales que son útiles para la determinación del coeficiente de transferencia de calor son:

- El Número de Prandtl definido como⁽²⁰⁾

$$Pr = \frac{\mu_0 C_p}{k} = \frac{\xi}{\zeta} \quad \text{III-4}$$

con μ_0 la viscosidad, C_p es el calor específico, k es el coeficiente de conductividad térmica, ξ es la difusividad molecular del momento y ζ es la difusividad molecular del calor. Esta relación es una combinación de propiedades del fluido y por lo tanto se puede considerar como una propiedad que es fundamentalmente función de la temperatura.

- El Número de Nusselt definido como⁽²⁰⁾:

$$Nu = \frac{h D}{k} \quad \text{III-5}$$

representa la razón entre la resistencia a la conducción térmica y la resistencia a la convección.

III.-4 ANALISIS DIMENSIONAL PARA LA TRANSFERENCIA DE ENERGIA POR CONVECCION.

Como ya se mencionó, (Cap. II), existen dos tipos de convección: libre o natural y forzada, esencialmente en todos los casos de refrigeración de sistemas nucleares se tiene convección forzada en un régimen turbulento y sólo algunos reactores que operan a muy bajas potencias (casi cero) y reactores del tipo de "alberca" a potencias hasta del orden de 2 Mw. hacen uso de la convección libre para su enfriamiento.

Puesto que en el presente trabajo se tratará el problema de un reactor de potencia, nos concentraremos únicamente en el fenómeno de convección forzada.

La situación específica que consideraremos será la de un fluido en un ducto cerrado con una cierta velocidad promedio v , y con una diferencia de temperaturas entre la pared del conducto y el fluido. Las variables que experimentalmente se han encontrado son importantes en el proceso, se listan a continuación:

Diámetro del conducto	D	longitud	(l)
Densidad del fluido	ρ	masa/longitud ³	(M/l^3)
Viscosidad del fluido	μ	masa/longitud-tiempo	($M/l-t$)
Calor específico	C_p	calor/masa-temperatura	($Q/M-t_0$)
Conductividad térmica	k	calor/tiempo-longitud-temp.	($Q/t-l-t_0$)
Velocidad	v	longitud/tiempo	(l/t)
Coefficiente de Transferencia de calor	h	calor/tiempo-long -temp.	($Q/t-l -t_0$)

Utilizando el método Buckingham⁽²¹⁾ de agrupamiento de variables, que establece que el número de variables adimensionales necesarias para describir una ley física en la que intervienen n variables es igual a $n-r$, donde r es el rango de la matriz formada por la tabulación de los exponentes de las dimensiones fundamentales (longitud, masa, calor, etc.) que aparecen en cada una de las variables envueltas en el problema, se llega a que el número de variables adimensionales necesarias en este caso es de 3. Escogiendo D , k , μ y v como las variables que definen el núcleo, encontramos que los tres π -grupos que se forman son:

$$\pi_1 = D^a k^b \mu^c v^d, \quad \pi_2 = D^e k^f \mu^g v^h, \quad \pi_3 = D^i k^j \mu^k v^l$$

Escribiendo π_1 en forma dimensional obtenemos:

$$1 = (1)^a \left(\frac{Q}{t_0 l t}\right)^b \left(\frac{M}{l t}\right)^c \left(\frac{1}{t}\right)^d \frac{M}{l^2}$$

haciendo cero los exponentes de cada cantidad fundamental

$$l: 0 = a - b - c + d - 3$$

$$Q: 0 = b$$

$$t: 0 = -b - c - d$$

$$t_0: 0 = -b$$

$$M: 0 = c + 1$$

que resolviendo nos lleva a:

$$a = 1 ; \quad c = -1 ; \quad b = 0 ; \quad d = 1$$

con lo que π_1 es igual a:

$$\pi_1 = \frac{D v_0}{\mu_0}$$

que es el Número de Reynolds. Análogamente se llega a

$$\pi_2 = \frac{\mu_0 C_p}{k} \quad \text{y} \quad \pi_3 = \frac{h D}{k}$$

que son los números de Prandtl y de Nusselt, respectivamente. Este resultado indica que una posible relación entre las variables importantes es de la forma:

$$Nu = f_1(Re, Pr)$$

III.-5 RELACIONES PARA LA TRANSFERENCIA DE CALOR POR CONVECCION

En base al análisis dimensional, Dittus y Boelter⁽²²⁾ - propusieron la siguiente ecuación:

$$Nu = .023 Re^{.8} Pr^n \quad \text{III-6}$$

donde:

- i) $n = .4$ si el fluido es calentado y $n = .3$ si el fluido es enfriado.
- ii) Todas las propiedades del fluido son evaluadas al promedio aritmético de la temperatura del cuerpo del refrigerante.
- iii) El valor de Re debe ser mayor que 10^4
- iv) El valor de Pr debe estar en el rango entre .7 y 100, y
- v) El cociente L/D debe ser mayor de 60.

Cuando la geometría del conducto se aleja mucho de la forma circular, como por ejemplo en haces de barras, placas paralelas o anillos concéntricos, es necesario, además de sustituir el diámetro por el diámetro equivalente, hacer otras correcciones. Para el caso de fluidos no metálicos estas son:

a).- Agua fluyendo paralela a haces de barras

Este es el caso de los reactores enfriados por agua que utilizan elementos combustibles de forma cilíndrica; la relación recomendada por Weisman⁽²³⁾ para este caso es la siguiente:

$$Nu = C Re^{1/3} Pr \quad \text{III-7}$$

donde C es una constante que depende del arreglo de la malla y toma los valores

$$C = 0.042 \frac{s_0}{D} - 0.024 \quad \text{para mallas cuadradas}$$
$$\text{con } 1.1 \leq \frac{s_0}{D} \leq 1.3$$

$$C = 0.026 \frac{s_0}{D} - 0.006 \quad \text{para mallas triangulares}$$
$$\text{con } 1.1 \leq \frac{s_0}{D} \leq 1.5$$

con D diámetro de cada barra y s_0 la distancia entre los centros de dos barras adyacentes.

b).- Flujo entre placas paralelas

Este es el caso en los reactores que utilizan combustibles del tipo de placas; la relación recomendada en este caso es la ecuación III-6, calculando el diámetro equivalente como:

$$De = \frac{4ab}{2a+2b}$$

en donde a y b son el ancho y largo del canal de flujo, respectivamente.

De las relaciones anteriores es evidente que el valor de h es función de la variación de las propiedades físicas del refrigerante, las cuales, en general, varían axialmente con el aumento de temperatura entre la entrada al canal de circulación y la salida.

Se ha observado que el valor del Número de Prandtl no varía de una manera considerable con las diferencias de temperatura para el caso de gases o de agua y puesto que el diámetro del canal (o diámetro equivalente) generalmente es con

tante, la razón del flujo de masa por unidad de área, ρv , es también constante; entonces el valor de h debe ser tomado como dependiente de k y de μ_0 .

Cuando la variación en estas dos cantidades es muy grande, el procedimiento recomendado consiste en evaluar las propiedades a la temperatura que tenga el refrigerante a la mitad de la longitud del canal. Esta temperatura se puede calcular (como una buena aproximación) como el promedio aritmético de las temperaturas, de entrada y salida.

Es conveniente hacer notar que los resultados que se obtienen a partir de las diferentes relaciones propuestas para la transferencia de calor, no son más exactas que los valores de las propiedades físicas que se usan en ellas, por lo tanto, las relaciones deben ser usadas teniendo en cuenta que - llevan a una razonable precisión (del orden del 10%) para - los casos específicos en los cuales son válidas; en cualquier otro caso sólo dan aproximaciones burdas.

C A P I T U L O I V

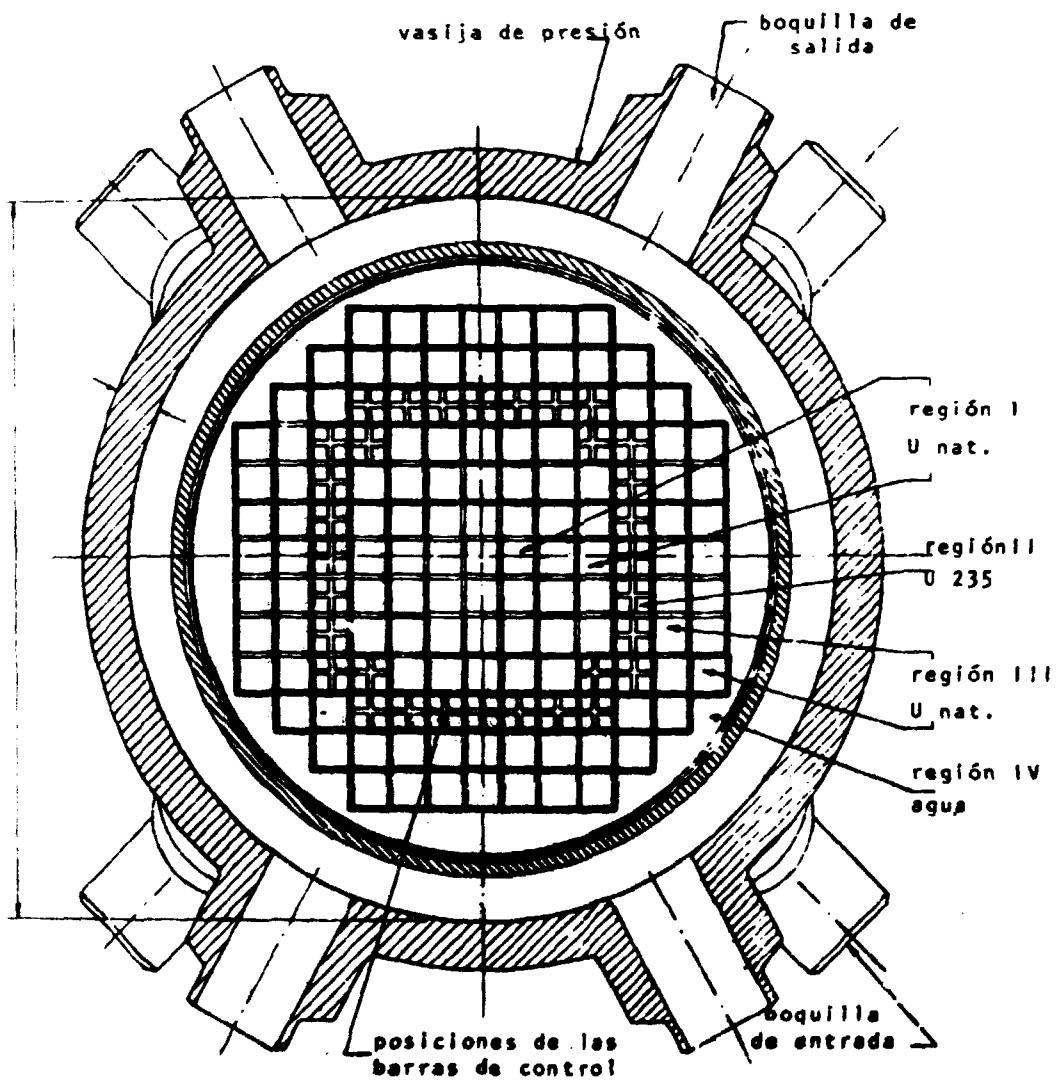
Después que se han presentado y discutido los principios básicos que intervienen en el cálculo de los parámetros de más importancia en un sistema nuclear, es posible entrar al problema del que es objeto la presente tesis, es decir, el cálculo de la masa crítica, flujo de neutrones térmicos y distribución de temperaturas en el núcleo de un reactor de potencia.

IV.-1 CARACTERISTICAS DEL REACTOR PROPUESTO

El reactor que tomaremos como modelo es el de la planta "Shipping port Atomic Power Station", localizado en Shipping port, Pa., U.S.A. Este reactor es del tipo PWR, es decir un reactor de agua a presión; la razón de elegir un reactor de este tipo radica en el hecho de que realizar un cálculo de la distribución de temperaturas en una región en donde existe un cambio de fase (de líquido a vapor), se convierte en un problema sumamente complicado, y puesto que la idea de esta tesis es presentar de una manera más o menos sencilla el cálculo de los parámetros de un reactor, se pensó en tomar el caso más accesible.

El reactor propuesto consta de cuatro regiones, tres de combustible-moderador con dos enriquecimientos diferentes y una región compuesta por agua que actúa como reflector (Figura IV.1).

Las características de este reactor se enlistan a continuación ^{(24) (25)};



SECCION HORIZONTAL DEL REACTOR DE SHIPPINGPORT

figura IV-1

Potencia Térmica.- 225 Mw.

Forma y Dimensiones del Núcleo:

Cilíndrica de 103.632 cms de radio y 182.245 cms de altura.

Masa del Combustible:

Región II - 74.844 kgs de uranio enriquecido al 93% en U^{235}

Regiones I y III - 14.16 tons de uranio natural

Moderador.- Agua ligera.

Forma y dimensiones de la vasija de presión:

Cilíndrica de 117.793 cms de radio y 182.245 cms de altura.

Forma y dimensiones de los elementos combustibles:

Región II:

Del tipo de placas paralelas de 182.245 cm. de largo - por 5.207 cm. de ancho y .099 cm. de espesor. Sesenta - placas en 4 grupos de 15 por cada elemento combustible de 182.245 cm. de largo por 13.97 cm. de ancho y 13.97 cm. de profundidad, (Fig. IV-2).

Regiones I y III:

Del tipo de barras cilíndricas de 1.181 cm. diámetro exterior. Ciento veinte barras por elemento combustible - de 182.45 cm. de largo por 13.97 cm. de ancho y 13.97 - cm. de profundidad, (Fig. IV-3).

Parámetros del núcleo: (caliente)

	Región I y III	Región II	Región IV ⁽²⁶⁾
k_{∞}	.898	1.762	0
β_T^2	12.96	9.48	7.617

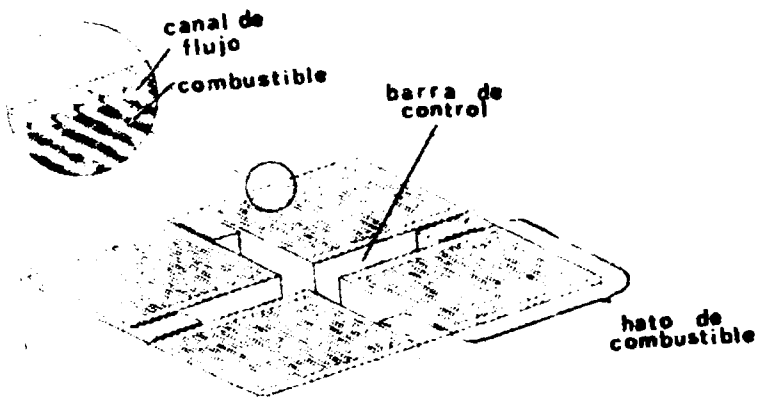


figura IV-2

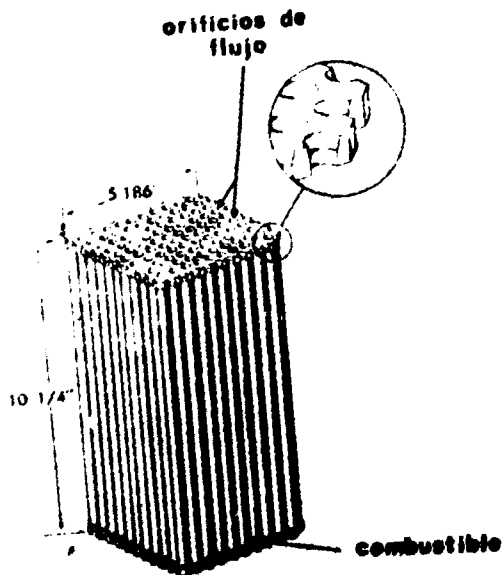


figura IV-3

Temperaturas del refrigerante:

R E G I O N E S

	I	II	III
Entrada	509°F	509°F	509°F
$\overline{\Delta t}_0$	32.75°F	49.1°F	25.6°F
$\overline{\Delta t}_0$ máx.	61.55°F	96.30°F	61.1°F

IV.2 SOLUCION DEL PROBLEMA PROPUESTO

a). DETERMINACION DE LA MASA CRITICA

El primer paso a seguir es el planteamiento y solución de la ecuación de difusión térmica para el problema en cuestión. Recordando la ecuación I-27

$$\nabla^2 \phi_T(\underline{r}) + B^2 \phi_T(\underline{r}) = 0 \quad \text{I-27}$$

y observando que en nuestro caso, puesto que el reactor presenta simetría cilíndrica, la función ϕ_T no debe presentar dependencia angular la ecuación I-27 se puede escribir:

$$\frac{1}{r} \left[\frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial}{\partial r} \phi_T(r,z) \right) \right] + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \phi_T(r,z) + B^2 \phi_T(r,z) = 0 \quad \text{IV-1}$$

si suponemos que la función $\phi_T(r,z)$ se puede expresar como $\phi_T(r,z) = R(r)Z(z)$, la ecuación IV-1 se puede escribir como:

$$\frac{1}{R(r)} \left[\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{d}{dr} R(r) \right) \right] + \frac{1}{Z(z)} \frac{d^2 Z(z)}{dz^2} + B^2 = 0$$

que se cumple sólo si

$$\frac{1}{Z(z)} \frac{d^2 Z(z)}{dz^2} = -\alpha^2 \quad \text{IV-2}$$

$$\frac{1}{R(r)} \left[\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{d}{dr} R(r) \right) \right] = -\beta^2 = \alpha^2 - B^2 \quad \text{IV-3}$$

donde α^2 y β^2 son constantes. La solución a la ecuación IV-2 es:

$$Z(z) = O \operatorname{Sen} \alpha z + P \operatorname{Cos} \alpha z \quad \text{IV-4}$$

y puesto que el reactor presenta simetría axial, la solución debe ser simétrica axialmente, lo que implica que $O = 0$. De la condición de que el flujo debe anularse en la distancia - extrapolada llegamos a:

$$\alpha = \frac{m\pi}{H_e} \quad ; \quad m = 1, 2, 3, \dots \quad \text{IV-5}$$

con H_e la distancia extrapolada en la dirección Z . Generalmente, cuando el reactor es grande, comparado con la longitud de difusión, es posible considerar que la distancia extrapolada, en cualquiera de las direcciones, es aproximadamente igual a la distancia a la superficie libre del núcleo, esto es, $H_e = H$ y $R_e = R$. Las soluciones que se obtienen tomando los diferentes valores para m , de la ecuación IV-5, son armónicos de la solución fundamental, $m = 1$, y "mueren" rápidamente en el tiempo⁽²⁷⁾, por lo tanto en nuestro caso en que estamos considerando el caso estacionario, podemos olvidarnos de tales soluciones y tomar únicamente el valor $m = 1$; con lo anterior la ecuación IV-4 se reduce a:

$$Z(z) = P \cos \alpha_1 z$$

IV-6

con $\alpha_1 = \frac{\pi}{H} = .01723$

Para resolver la parte radial dividiremos el núcleo - en cuatro regiones cilíndricas concéntricas (Figura IV-4)

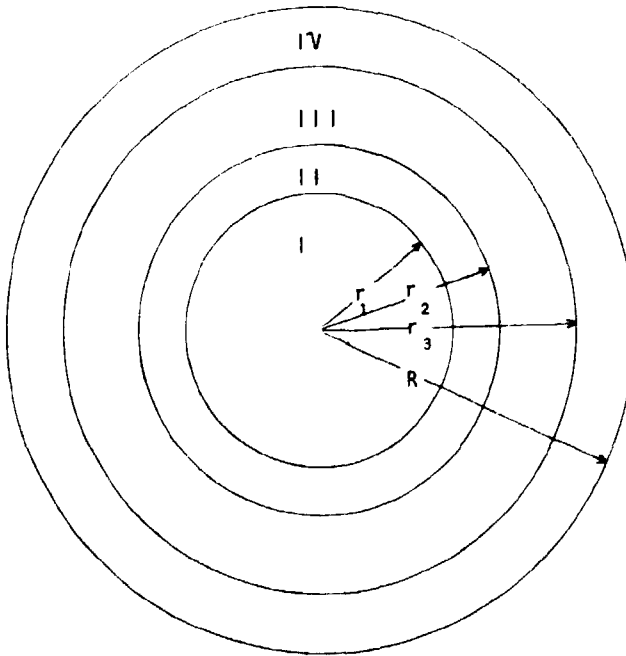


Figura IV-4

con lo que la ecuación IV-2 la podemos dividir de la siguiente manera

$$\frac{d^2 R_1(r)}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dR_1(r)}{dr} + \beta_1^2 = 0$$

IV-7

$$\frac{d^2 R_2(r)}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dR_2(r)}{dr} + \beta_2^2 = 0 \quad \text{IV-8}$$

$$\frac{d^2 R_3(r)}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dR_3(r)}{dr} + \beta_3^2 = 0 \quad \text{IV-9}$$

$$\frac{d^2 R_4(r)}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dR_4(r)}{dr} + \beta_4^2 = 0 \quad \text{IV-10}$$

Donde el subíndice se refiere a cada una de las regiones. Las soluciones de las ecuaciones anteriores dependen del signo de las diferentes β^2 . (28). Para determinar este signo, haremos uso de la ecuación I-28

$$B^2 = \frac{k_\infty - 1}{L_T^2} \quad \text{I-28}$$

En la que sustituyendo los datos mencionados en la sección IV.-1 obtenemos:

$$B_1^2 = \frac{.898 - 1}{12.96} = -7.8703 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-2} \quad \text{IV-11}$$

$$B_2^2 = \frac{1.762 - 1}{9.48} = .08037 \text{ cm}^{-2} \quad \text{IV-12}$$

$$B_2^2 = B_1^2 \quad \text{IV-13}$$

$$B_4^2 = \frac{0 - 1}{7.617} = - .13127 \text{ cm}^{-2} \quad \text{IV-14}$$

Sustituyendo en la definición de β^2 (ec. IV-3) los valores de las diferentes B^2 junto con el de α , llegamos a que -

los valores de cada una de las β son:

$$\beta_1^2 = - 8.1674 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-2} \quad \text{IV-15}$$

$$\beta_2^2 = .0800 \text{ cm}^{-2} \quad \text{IV-16}$$

$$\beta_3^2 = - 8.1674 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-2} \quad \text{IV-17}$$

$$\beta_4^2 = - .13156 \text{ cm}^{-2} \quad \text{IV-18}$$

y las soluciones nos quedan como:

$$\text{Región I } R_1(r) = A' I_0(\beta_1 r) + C' K_0(\beta_1 r); 0 \leq r \leq r_1 \quad \text{IV-19}$$

$$\text{Región II } R_2(r) = D' J_0(\beta_2 r) + E' Y_0(\beta_2 r); r_1 \leq r \leq r_2 \quad \text{IV-20}$$

$$\text{Región III } R_3(r) = F' I_0(\beta_3 r) + G' K_0(\beta_3 r); r_2 \leq r \leq r_3 \quad \text{IV-21}$$

$$\text{Región IV } R_4(r) = M' I_0(\beta_4 r) + N' K_0(\beta_4 r); r_3 \leq r \leq R \quad \text{IV-22}$$

donde se ha tomado

$$\beta_1 = \beta_3 = \beta$$

Aplicando la condición de que la solución debe ser finita en la región de validez, obtenemos que:

$$C' = 0$$

ya que K_0 tiende a infinito cuando r tiende a 0; y las soluciones para las funciones ϕ_T nos quedan como:

$$\phi_{T_1}(r, z) = A \cos az I_0(\beta_1 r) \quad \text{IV-23}$$

$$\phi_{T_2}(r, z) = \cos az \left[D J_0(\beta_2 r) + E Y_0(\beta_2 r) \right] \quad \text{IV-24}$$

$$\phi_{T_3}(r,z) = \text{Cosaz} \left[F I_0(\beta r) + G K_0(\beta r) \right] \quad \text{IV-25}$$

$$\phi_{T_4}(r,z) = \text{Cosaz} \left[M I_0(\beta_4 r) + N K_0(\beta_4 r) \right] \quad \text{IV-26}$$

Aplicando las condiciones a la frontera para interfases obtenemos:

- Continuidad en el flujo

$$A I_0(\beta r_1) = D J_0(\beta_2 r_1) + E Y_0(\beta_2 r_1) \quad \text{IV-27}$$

$$D J_0(\beta_2 r_2) + E Y_0(\beta_2 r_2) = F I_0(\beta r_2) + G K_0(\beta r_2) \quad \text{IV-28}$$

$$F I_0(\beta r_3) + G K_0(\beta r_3) = M I_0(\beta_4 r_3) + N K_0(\beta_4 r_3) \quad \text{IV-29}$$

- Continuidad en la corriente

$$-\bar{D}_1 \beta A I_1(\beta r_1) = -\bar{D}_{12} \beta_2 \left[-D J_1(\beta_2 r_1) - E Y_1(\beta_2 r_1) \right] \quad \text{IV-30}$$

$$-\bar{D}_{12} \beta_2 \left[-D J_1(\beta_2 r_2) - E Y_1(\beta_2 r_2) \right] = -\bar{D}_1 \beta \left[F I_1(\beta r_2) - G K_1(\beta r_2) \right] \quad \text{IV-31}$$

$$-\bar{D}_1 \beta \left[F I_1(\beta r_3) - G K_1(\beta r_3) \right] = -\bar{D}_{14} \beta_4 \left[M I_1(\beta_4 r_3) - N K_1(\beta_4 r_3) \right] \quad \text{IV-32}$$

- Por anularse en la distancia extrapolada

$$M I_0(\beta_4 R) + N K_0(\beta_4 R) = 0 \quad \text{IV-33}$$

Trabajando con las ecuaciones de la IV-27 a la IV-33 para eliminar las constantes, se llega a la siguiente ecuación trascendente

$$X_1 = - \frac{I_0(\beta r_1) Y_1(\beta_2 r_1) + \Gamma_1 I_1(\beta r_1) Y_0(\beta_2 r_1)}{\Gamma_1 I_1(\beta r_1) J_0(\beta_2 r_1) + J_1(\beta_2 r_1) I_0(\beta r_1)} \quad \text{IV-34}$$

en donde:

$$\Gamma_1 = \frac{\bar{D}_1 \beta}{\bar{D}_{i_2} \beta_2} ; \quad \Gamma_2 = \frac{\bar{D}_{i_2} \beta_2}{\bar{D}_1 \beta} ; \quad \Gamma_3 = \frac{\bar{D}_1 \beta}{\bar{D}_{i_4} \beta_4}$$

$$\chi_3 = \frac{\Delta_3 \left[I_1(\beta r_2) Y_0(\beta_2 r_2) + \Gamma_2 I_0(\beta r_2) Y_1(\beta_2 r_2) \right] - K_1(\beta r_2) Y_0(\beta_2 r_2) + \Gamma_2 K_0(\beta r_2) Y_1(\beta_2 r_2)}{\Delta_3 \left[-\Gamma_2 I_0(\beta r_2) J_1(\beta r_2) - I_1(\beta r_2) J_0(\beta_2 r_2) \right] - \Gamma_2 K_0(\beta r_2) J_1(\beta_2 r_2) + J_0(\beta_2 r_2) K_1(\beta r_2)}$$

y

$$\Delta_3 = \frac{K_0(\beta_4 R)}{I_0(\beta_4 R)} \left[I_1(\beta_4 r_3) K_0(\beta r_3) + \Gamma_3 I_0(\beta_4 r_3) K_1(\beta r_3) \right] + K_0(\beta r_3) K_1(\beta_4 r_3) - \Gamma_1 K_0(\beta_4 r_3) K_1(\beta r_3)$$

$$\Delta_3 = \frac{K_0(\beta_4 R)}{I_0(\beta_4 R)} \left[\Gamma_3 I_0(\beta_4 r_3) I_1(\beta r_3) - I_0(\beta r_3) I_1(\beta_4 r_3) \right] - \Gamma_3 K_0(\beta_4 r_3) I_1(\beta r_3) - I_0(\beta r_3) K_1(\beta_4 r_3)$$

La relación IV-34 es la ecuación crítica del sistema -
que para resolverse se programó en la computadora PDP-10 del
Centro Nuclear de México, haciendo un estudio paramétrico pa-
ra r_1 , r_2 y r_3 , fijando los valores de H y R a los valores del
reactor de la planta de Shippingport. El listado de este Pro-
grama se muestra en el apéndice I.

Los resultados que se obtienen se muestran en las tablas
de la IV-1 a la IV-17 y en las gráficas IV-1 y IV-2, eligién-
dose para este caso los siguientes valores:

$$r_1 = 60.0 \text{ cm.}$$

$$r_2 = 61.709 \text{ cm.}$$

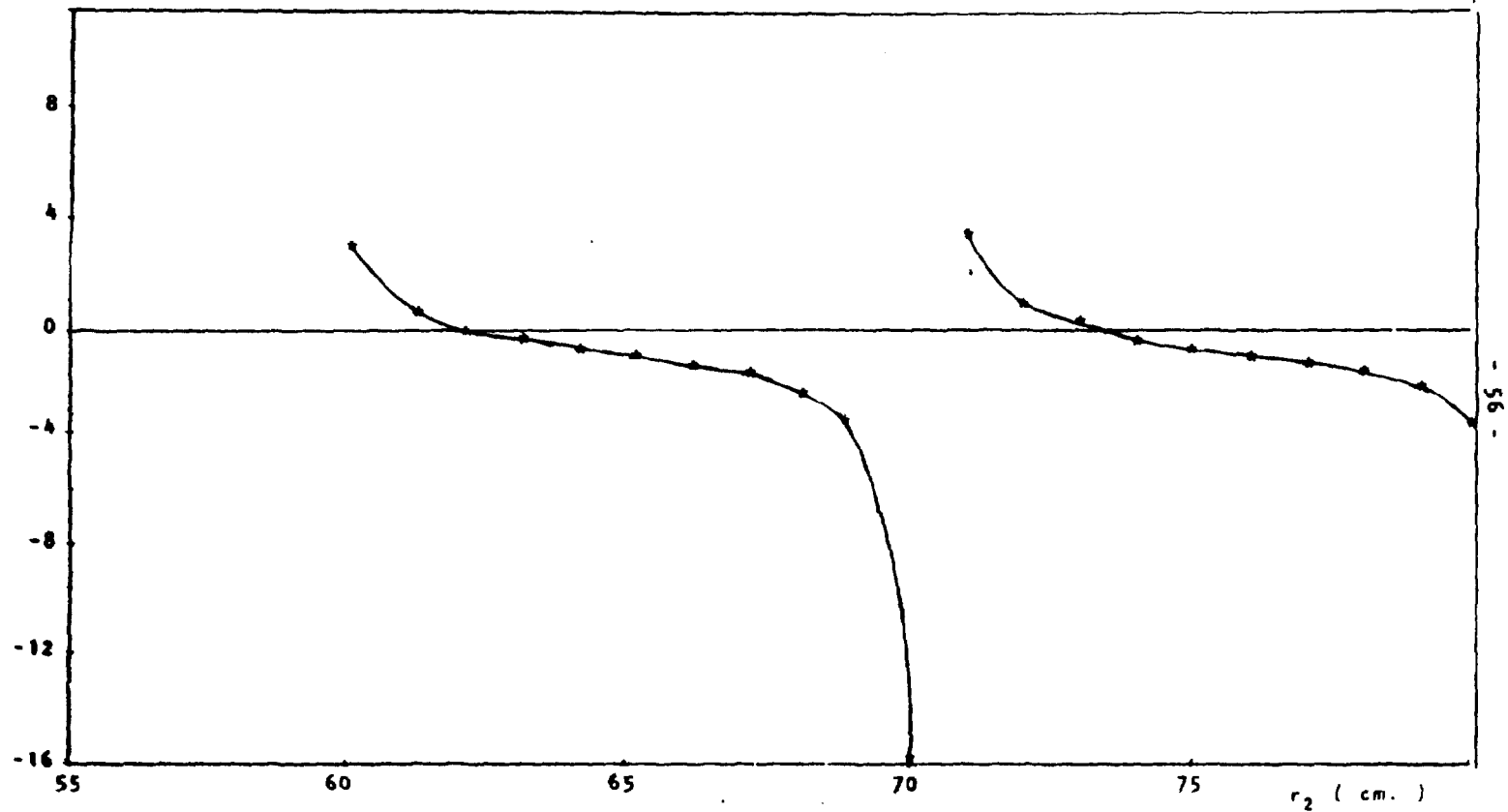
$$r_3 = 94.908 \text{ cm.}$$

El criterio empleado para la selección de estos valores
no cualesquiera otros, se basa en el hecho de que se quie-
re reproducir en la forma más cercana posible, dentro de las
aproximaciones hechas, al reactor que se tomó como modelo, y
poder hacer una comparación de los resultados obtenidos en -
el presente trabajo con los resultados reportados de dicho -
reactor.

Como suponemos que la composición de nuestro reactor es
la misma que la del reactor de Shippingport, para obtener la
masa crítica podemos hacer lo siguiente: Primero, obtener -
una "densidad" promedio para cada una de las regiones del -
reactor de Shippingport; segundo, determinar el volumen de -
las regiones que se obtuvieron en nuestro caso y tercero, -
con estos datos determinar la masa de nuestro reactor.

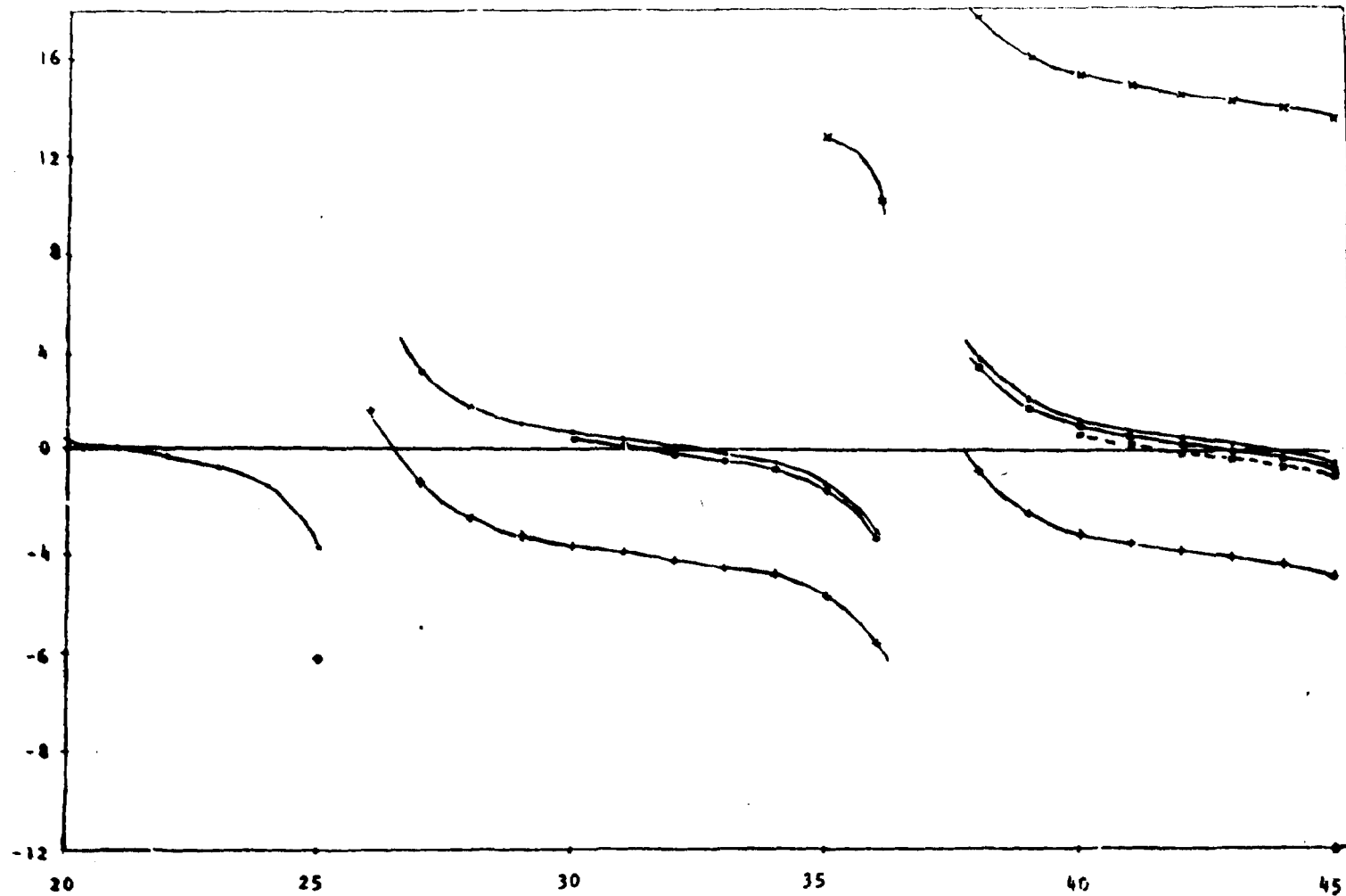
Con los datos de la sección IV.-1 obtenemos que las -

VARIACION DE LA ECUACION IV-34 EN FUNCION DE r_2
 PARA $r_1 = 60$ cm. / $r_3 = 94.908$ cm.



gráfica IV-2

VARIACION DE LA ECUACION IV-34 EN FUNCION DE r_2
PARA DIFERENTES VALORES DE r_1 CON r_3 FIJA



GRAFICA IV-3

'densidades" promedio serían:

$\rho_B = 3523.1926 \text{ Kgs/m}^3$ de uranio natural para las regiones I y III.

$\rho_S = 65.7595 \text{ Kgs/m}^3$ de uranio 235 para la región II

y de aquí que las masas en nuestro caso sean:

$M_I = 7261.8016 \text{ Kg}$ de uranio natural

$M_{II} = 7.2331 \text{ Kgs}$ de uranio 235

$M_{III} = 10499.4033 \text{ Kgs}$ de uranio natural

Es importante hacer notar que una vez dado el valor de r_1 el valor que se obtiene de r_2 no depende, en un rango de variación bastante amplio (como se puede apreciar en las tablas de la IV-11 a la IV-17), del valor de r_3 ; por lo que el valor de M_{III} se puede variar apreciablemente.

b).- DETERMINACION DEL FLUJO DE NEUTRONES.

Una vez que se han elegido los valores de r_1 , r_2 y r_3 - que satisfacen la ecuación IV-34 se procede a despejar del sistema de ecuaciones de la IV-27 a la IV-33 a todas las cons tan tes que aparecen en términos de una de ellas, en este caso de A, obteniéndose las siguientes relaciones:

$$E = \alpha_1 A$$

$$D = \alpha_2 A$$

$$G = - \alpha_3 A$$

$$F = \alpha_4 A$$

$$N = \alpha_5 A$$

$$M = - \alpha_6 A$$

en donde

$$\alpha_1 = \frac{I_1 I_0(\beta r_1) J_0(\beta_2 r_1) + I_0(\beta r_1) J_1(\beta_2 r_1)}{Y_0(\beta_2 r_1) J_1(\beta_2 r_1) - Y_1(\beta r_1) J_0(\beta_2 r_1)}$$

$$\alpha_2 = \frac{I_0(\beta r_1) - \alpha_1 Y_0(\beta_2 r_1)}{J_0(\beta_2 r_1)}$$

$$\alpha_3 = \frac{I_2 I_0(\beta r_2) [-\alpha_2 J_1(\beta_2 r_2) - \alpha_1 Y_1(\beta_2 r_2)] - I_1(\beta r_2) [\alpha_2 J_0(\beta_2 r_2) + \alpha_1 Y_0(\beta_2 r_2)]}{K_1(\beta r_2) I_0(\beta r_2) + K_0(\beta r_2) I_1(\beta r_2)}$$

$$\alpha_4 = \frac{\alpha_2 J_0(\beta_2 r_2) + \alpha_1 Y_0(\beta_2 r_2) + \alpha_3 K_0(\beta r_2)}{I_0(\beta r_2)}$$

$$\alpha_5 = \frac{\alpha_4 I_0(\beta r_3) - \alpha_3 K_0(\beta r_3)}{\frac{K_0(\beta_4 R)}{I_0(\beta_4 R)} I_0(\beta_4 r_3) + K_0(\beta_4 r_3)}$$

$$\alpha_6 = \alpha_5 \frac{K_0(\beta_4 R)}{I_0(\beta_4 R)}$$

con lo cual las ecuaciones para el flujo térmico nos quedan de la siguiente forma:

$$\phi_{T_1}(r, z) = A \cos(\alpha z) I_0(\beta r) \quad \text{IV-35}$$

$$\phi_{T_2}(r, z) = A \cos(\alpha z) [\alpha_2 J_0(\beta_2 r) + \alpha_1 Y_0(\beta_2 r)] \quad \text{IV-36}$$

$$\phi_{T_3}(r, z) = A \cos(\alpha z) [\alpha_4 I_0(\beta r) - \alpha_3 K_0(\beta r)] \quad \text{IV-37}$$

$$\phi_{T_4}(r, z) = A \cos(\alpha z) [-\alpha_6 I_0(\beta_4 r) + \alpha_5 K_0(\beta_4 r)] \quad \text{IV-38}$$

La forma de variación del flujo axialmente es, evidentemente del tipo coseno y no presenta mayor interés; no así la variación radial, que para obtenerla es necesario normalizar las ecuaciones primero, esto es tomar $A = 1$ y $\text{Cos}(\alpha z) = 1$ - (plano medio). Haciendo uso nuevamente de un programa de cómputo se obtuvo la tabla IV-18, donde se presentan los valores del flujo en función de la posición, los que se graficaron, obteniéndose la gráfica IV-3.

c).- DETERMINACION DE LA DISTRIBUCION DE TEMPERATURAS EN EL NUCLEO.

Para la realización de este cálculo, y puesto que se quiere repetir en cierta forma el reactor de Shippingport, es necesario determinar primero las dimensiones para las cuales la cantidad de material fisiónable en los dos reactores sea la misma.

Entonces como la masa de la región II debe ser de 74.844 Kgs. de U^{235} , tenemos que:

$$M_{II} = V_{II} \rho_s$$

y entonces

$$r_2^1 = \frac{M_{II}}{\rho_s} + H(60)^2 = 74.75 \text{ cm.}$$

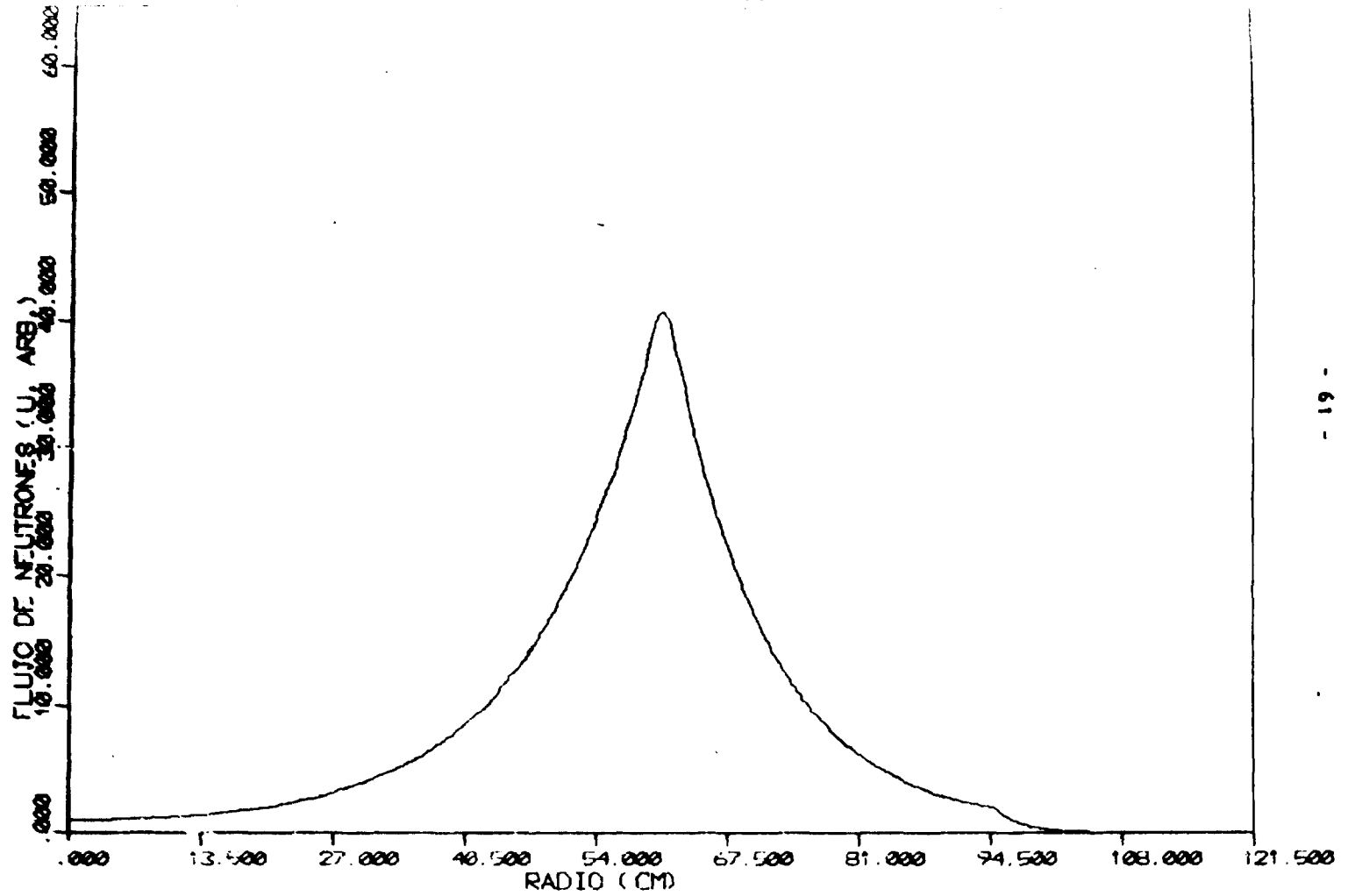
Ahora la masa total de U natural es de 14.16 toneladas, por lo tanto

$$M_{III} = 14.16 \times 10^3 - M_I = 6898.199 \text{ Kgs.}$$

y

$$r_1^1 = 94.908 \text{ cm.} = r_1$$

FLUJO DE NEUTRONES



gráfica IV-3

ESFM.

[2/2]

16-Apr-74

14:18

Si ahora tomamos que la potencia del reactor es de 225 Mwt., podemos determinar la relación de potencias entre las regiones de enriquecimientos diferentes (I Y III a II) y entre las regiones I y III, sabiendo que dado el valor del flujo de neutrones térmicos, la potencia en la región está dada por la relación⁽²⁹⁾:

$$\text{Pot.} = \frac{\gamma M N_0}{A} \sqrt{\frac{1}{2}} g_f(t) \left(\frac{T_0}{T} \right)^{1/2} \sigma_f(E_0) \bar{\phi}_T \quad \text{IV-39}$$

con:

γ = Mevs. por fisión en el combustible.

M = Masa en Kgs. del material fisionable en la región.

N_0 = Número de Avogadro

A = Número atómico

$g_f(t)$ = Factor de Westcott o factor no $1/v$, que depende del material y la temperatura del medio

$\sigma_f(E_0)$ = Sección de fisión del material para neutrones de 2200 m/seg.

$\bar{\phi}_T$ = Promedio volumétrico del flujo de neutrones térmicos.

$T_0 = 293.61 \text{ } ^\circ\text{K}$

T = Temperatura absoluta de la región ($^\circ\text{K}$).

Entonces la relación de potencias entre las regiones I-III a II, está dada por:

$$\frac{\text{Pot}_{II}}{\text{Pot}_{I-III}} = \frac{M_{II} \bar{\phi}_{TII} g_f(t_{II}) \left(\frac{T_0}{T_{II}} \right)^{1/2}}{M_I \bar{\phi}_{TI} g_f(t_I) \left(\frac{T_0}{T_I} \right)^{1/2} + M_{III} \bar{\phi}_{TIII} g_f(t_{III}) \left(\frac{T_0}{T_{III}} \right)^{1/2}} \quad \text{IV-40}$$

Si tomamos como una aproximación, el que dadas las temperaturas de entrada y salida del refrigerante, la temperatura de la región sea la mitad del incremento de temperaturas en el refrigerante mas la temperatura de entrada, obtenemos que las temperaturas de las regiones se pueden tomar como:

$$t_I = \text{Temperatura región I} = 525.37 \text{ }^{\circ}\text{F}$$

$$t_{II} = \text{Temperatura región II} = 533.55 \text{ }^{\circ}\text{F}$$

$$t_{III} = \text{Temperatura región III} = 521.80 \text{ }^{\circ}\text{F}$$

con lo que los valores de los factores de Westcott serían⁽³⁰⁾:

$$g_f(t_I) \approx .915$$

$$g_f(t_{II}) \approx .915$$

$$g_f(t_{III}) \approx .915$$

y por lo tanto pueden ser simplificados en la ecuación IV-40.

Para poder determinar los valores de los promedios volumétricos del flujo de neutrones térmicos, sería necesario conocer la forma del flujo de neutrones para la geometría dada por r_1 , r_2^1 , r_3 y R y en las condiciones de operación a potencia del reactor. Esto no fué posible, ya que no se disponía de los valores de los parámetros del núcleo (k_{∞} , L_T^2 , etc.) para estas condiciones. Sin embargo, siguiendo con la filosofía adoptada en este trabajo, podemos tomar dicho flujo de neutrones como el flujo crítico que se obtuvo en la parte b). de este Capítulo, ilustrando, de esta forma, los pasos a dar para la obtención de la distribución de temperaturas. Bajo esta suposición, las expresiones que intervienen en la ecuación

ción IV-40 quedarían como:

$$M_{II} \bar{\phi}_{T_{II}} \left(\frac{T_0}{T_{II}} \right)^{1/2} = \left(\frac{T_0}{T_{II}} \right)^{1/2} \left[\frac{M_{12}}{V_{12}} \int_{V_{12}} \phi_{T_2} dv + \frac{M_{22'}}{V_{22'}} \int_{V_{22'}} \phi_{T_3} dv \right]$$

$$M_I \bar{\phi}_{T_I} \left(\frac{T_0}{T_I} \right)^{1/2} = \frac{M_{01}}{V_{01}} \left(\frac{T_0}{T_I} \right)^{1/2} \int_{V_{01}} \phi_{T_1} dv$$

$$M_{III} \bar{\phi}_{T_{III}} \left(\frac{T_0}{T_{III}} \right)^{1/2} = \frac{M_{2,3}}{V_{2,3}} \left(\frac{T_0}{T_{III}} \right)^{1/2} \int_{V_{2,3}} \phi_{T_3} dv$$

donde V_{01} representa el volumen comprendido entre $r = 0$ y $r = r_1$, V_{12} el volumen entre $r = r_1$ y $r = r_2$, etc.; M_{01} la masa de material fisiónable (U^{235}) comprendida entre $r = 0$ y $r = r_1$, etc., y ϕ_{T_1} , ϕ_{T_2} y ϕ_{T_3} son las funciones definidas en IV-35, IV-36 y IV-37. Efectuando las integraciones llegamos a:

$$\int_{V_{12}} \phi_{T_2} dv = \frac{1}{\beta_2} \left\{ r_2 \left[\alpha_2 J_1(\beta_2 r_2) + \alpha_1 Y_1(\beta_2 r_2) \right] - r_1 \left[\alpha_2 J_1(\beta_2 r_1) + \alpha_1 Y_1(\beta_2 r_1) \right] \right\}$$

$$= \frac{1}{\beta_2} \text{FACT1}$$

$$\int_{V_{22'}} \phi_{T_3} dv = \frac{1}{\beta} \left\{ r_2^1 \left[\alpha_1 I_1(\beta r_2^1) + \alpha_2 K_1(\beta r_2^1) \right] - r_2 \left[\alpha_1 I_1(\beta r_2) + \alpha_2 K_1(\beta r_2) \right] \right\}$$

$V_{22'}$

$$= \frac{1}{\beta} \text{FACT2}$$

$$\int_{V_{01}} \epsilon_{T_1} dv = \frac{r_1}{\beta} I_1(\beta r_1)$$

$$\int_{V_{2'3}} \epsilon_{T_3} dv = \frac{1}{\beta} \left\{ r_3 \left[\alpha_1 I_1(\beta r_3) + \alpha_3 K_1(\beta r_3) \right] - r_2' \left[\alpha_1 I_1(\beta r_2') + \alpha_3 K_1(\beta r_2') \right] \right\}$$

$$= \frac{1}{\beta} \text{FACT3}$$

con lo que la ecuación IV-40 queda como:

$$\frac{\text{Pot}_{II}}{\text{Pot}_{I-III}} = \frac{\left[\frac{M_{12}}{\beta V_{12}} \text{FACT1} + \frac{M_{22'}}{\beta V_{22'}} \text{FACT2} \right] \frac{1}{T_{II}^{1/2}}}{\frac{M_{01}}{\beta V_{01}} r_1 I_1(\beta r_1) \frac{1}{T_I^{1/2}} + \frac{M_{2'3}}{\beta V_{2'3}} \text{FACT3} \frac{1}{T_{III}^{1/2}}}} \quad \text{IV-41}$$

donde se han simplificado los factores de Westcott y las T_0 ; análogamente, la relación de potencias entre las regiones I y III quedaría como:

$$\frac{\text{Pot}_I}{\text{Pot}_{III}} = \frac{\frac{M_{01}}{\beta V_{01}} r_1 I_1(\beta r_1) \frac{1}{T_I^{1/2}}}{\frac{M_{2'3}}{\beta V_{2'3}} \text{FACT3} \frac{1}{T_{III}^{1/2}}} \quad \text{IV-42}$$

y las potencias de cada región se pueden calcular de la manera siguiente:

$$\text{Pot}_{II} = \text{Pot. Total} / \left[1 + \frac{\text{Pot}_{I-III}}{\text{Pot}_{II}} \right] \quad \text{IV-43}$$

$$\text{Pot}_I = \left\{ \text{Pot. Total} / \left[1 + \frac{\text{Pot}_{II}}{\text{Pot}_{I-III}} \right] \right\} / \left[1 + \frac{\text{Pot}_{III}}{\text{Pot}_{I-III}} \right] \quad \text{IV-44}$$

$$Pot_{III} = \left\{ Pot. Total / \left[1 + \frac{Pot_{II}}{Pot_{I-III}} \right] \right\} / \left[1 + \frac{Pot_I}{Pot_{III}} \right] \quad IV-45$$

Para determinar los valores de las ecuaciones IV-43, - IV-44 y IV-45 se elaboró un nuevo programa de cómputo "CONS", (Apéndice I), obteniéndose los siguientes resultados:

$$Pot_I = 62.0474 \text{ Mwt.}$$

$$Pot_{II} = 143.2646 \text{ Mwt.}$$

$$Pot_{III} = 19.6380 \text{ Mwt.}$$

Una vez conocida la potencia generada en cada región - procederemos de la siguiente manera: primero, se determina - el número de canales de flujo para cada región; segundo, se encuentra la potencia promedio generada en cada uno de los - canales de flujo; tercero, aplicando las relaciones obtenidas en el Capítulo III se encuentra el valor de h y cuarto, apli^ucando las ecuaciones II-16, II-19 y II-23, se determina la - distribución de temperaturas dentro del núcleo.

Para determinar el número de canales de cada una de las regiones supondremos que son iguales a los del reactor de - Shippingport, por lo tanto, de los datos de la sección IV-1, tenemos:

$$A_{Sch.} = 195.161 \text{ cm}^2$$

Las superficies de las regiones en nuestro modelo son:

$$A_I = 11303.734 \text{ cm}^2$$

$$A_{II} = 6244.112 \text{ cm}^2$$

$$A_{III} = 10744.438 \text{ cm}^2$$

de aquí que el número de canales de cada región sea:

$$N_I \approx 58$$

$$N_{II} \approx 32$$

$$N_{III} \approx 55$$

Dando un total de, aproximadamente, 145 canales, de acuerdo con el número de canales en el reactor de Shippingport. Con los resultados anteriores y los obtenidos para la potencia desarrollada en cada una de las regiones podemos calcular la potencia promedio generada por canal obteniendo:

- Región I

$$\overline{\text{Pot}}_I = 3651168.555 \text{ BTU/hr-canal}$$

- Región II

$$\overline{\text{Pot}}_{II} = 15280064.99 \text{ BTU/hr-canal}$$

- Región III

$$\overline{\text{Pot}}_{III} = 1221729.891 \text{ BTU/hr-canal}$$

Para aplicar las relaciones III-6 y III-7, es necesario determinar primero la velocidad del refrigerante, para lo cual haremos lo siguiente: primero calcularemos el flujo de masa promedio del refrigerante a través de cada uno de los canales de flujo, utilizando la relación⁽³¹⁾

$$\bar{W} = \frac{\overline{\text{Pot}}}{\Delta T C_p}$$

IV-46

y segundo, las velocidades promedio, usando la ecuación:

$$\bar{v} = \frac{\bar{w}}{\text{Sección} \times \sigma}$$

IV-47

Los resultados que se obtienen son los siguientes:

- Región I $\bar{v}_I = 41848.41 \text{ ft/hr}$
- Región II $\bar{v}_{II} = 72033.84 \text{ ft/hr}$
- Región III $\bar{v}_{III} = 17914.04 \text{ ft/hr}$

Por lo tanto los números de Reynolds y de Prandtl (ecs. III-2 y III-4) serán en nuestro caso:

- Región I $Re_I = 98858.269 \quad Pr = .842335$
- Región II $Re_{II} = 153258.586 \quad Pr = .842335$
- Región III $Re_{III} = 42318.246 \quad Pr = .842335$

en donde los valores utilizados para las diferentes cantidades que intervienen son los siguientes⁽³²⁾:

$$\begin{aligned} \rho &= 49.612 \text{ lb/ft}^3 \\ \mu &= .26 \\ C_p &= 1.154 \\ k &= .3562 \\ \left. \begin{aligned} De_I &= .01238 \text{ ft} \\ De_{II} &= .01115 \text{ ft} \\ De_{III} &= De_I \end{aligned} \right\} \begin{aligned} &\text{Los diámetros equivalentes} \\ &\text{se calculan con la ecuación} \\ &\text{III-3.} \end{aligned}$$

Los valores para los coeficientes de transferencia de calor promedio, de acuerdo con las ecuaciones III-6 y III-7, son:

- Región I

$$\bar{h}_I = 5977.206 \text{ BTU/hr-ft}^2\text{-}^\circ\text{F}$$

- Región II

$$\bar{h}_{II} = 9764.462 \text{ BTU/hr-ft}^2\text{-}^\circ\text{F}$$

- Región III

$$\bar{h}_{III} = 3031.865 \text{ BTU/hr-ft}^2\text{-}^\circ\text{F}$$

Ya que se han determinado los valores de los coeficientes de transferencia de calor, el siguiente y último paso - consiste en aplicar las relaciones obtenidas en el Capítulo II para la obtención de la distribución de temperaturas dentro del núcleo del reactor. Tomando la ecuación II-23

$$t_f = t_{f_1} + \frac{A_{co}}{m C_p} \int_{-\frac{H}{2}}^z q'''(z) dz \quad \text{II-23}$$

y como en nuestro problema la forma de $q'''(z)$ es:

$$q'''(z) = q_0''' \cos \frac{\pi z}{H} \quad \text{IV-4a}$$

con q_0''' la razón de producción de calor por unidad de volumen en el plano medio del reactor, ya que la forma de variación de la generación del calor sigue la forma de variación del flujo de neutrones térmicos de acuerdo con la ecuación⁽³³⁾:

$$q''' = \frac{I_2 \phi_T}{3.2 \times 10^{10}} \frac{\text{watts}}{\text{cm}^3}$$

entonces, sustituyendo IV-48 en II-23 e integrando, obtenemos:

$$t_f = t_{f_1} + \frac{q_0'''' A_{CO} H}{C_p \dot{m}} \left(\sin \frac{\pi z}{H} + \sin \frac{\pi}{2} \right)$$

que se puede escribir como:

$$t_f = t_{f_1} + \frac{t_{f_2} - t_{f_1}}{2} (1 + \sin \frac{\pi z}{H}) \quad \text{IV-49}$$

donde t_{f_2} es la temperatura de salida del refrigerante. Resolviendo para las regiones I y III, recordando la ecuación II-19

$$t_m - t_f = \frac{q_0''''(z) R^2}{4k_f} + \frac{q_0''''(z) R^2}{2} \left[\frac{1}{k_c} \ln \left[\frac{R+c}{c} \right] + \frac{1}{h(R+c)} \right] \quad \text{II-19}$$

Por otra parte sabemos que

$$\int_V q_0''''(z) dV = q_t$$

con q_t el calor total generado por el elemento combustible, evaluando la integral llegamos a:

$$\frac{2 A_{CO} H q_0''''}{\pi} = q_t$$

por lo tanto

$$q_0'''' = \frac{\pi q_t}{2V} \quad \text{IV-50}$$

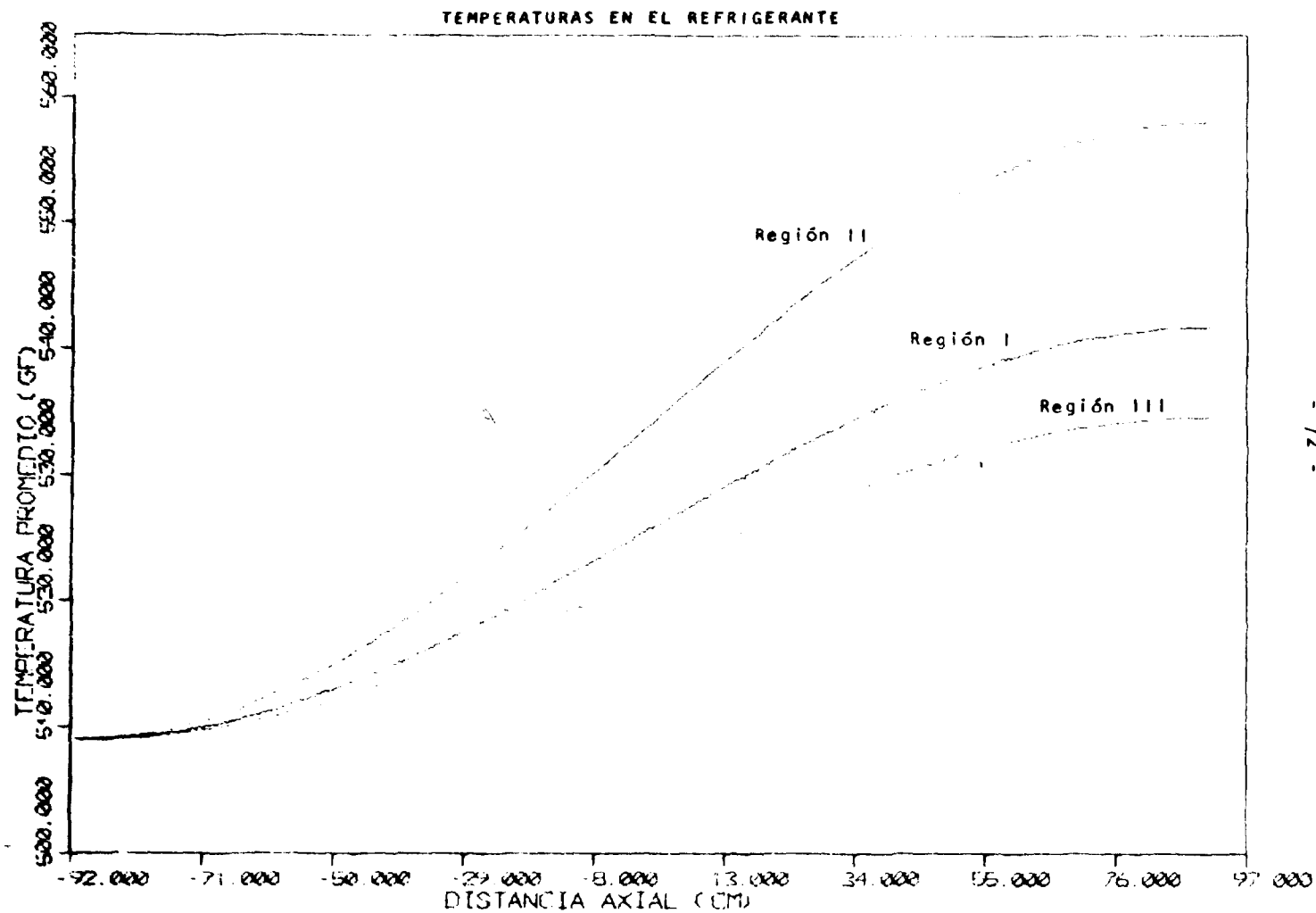
donde A_{CO} es el área de la sección transversal del elemento combustible, V es el volumen del elemento combustible. De aquí que la ecuación II-19 quede como:

$$t_m = t_f + \frac{q_t}{2V} \left\{ \frac{R^2}{4k_f} + \frac{R^2}{2} \left[\frac{1}{k_c} \ln \left[\frac{R+c}{c} \right] + \frac{1}{h(R+c)} \right] \right\} \cos\left(\frac{z}{H}\right)$$

Análogamente para la región II, la ecuación II-16 se puede escribir como:

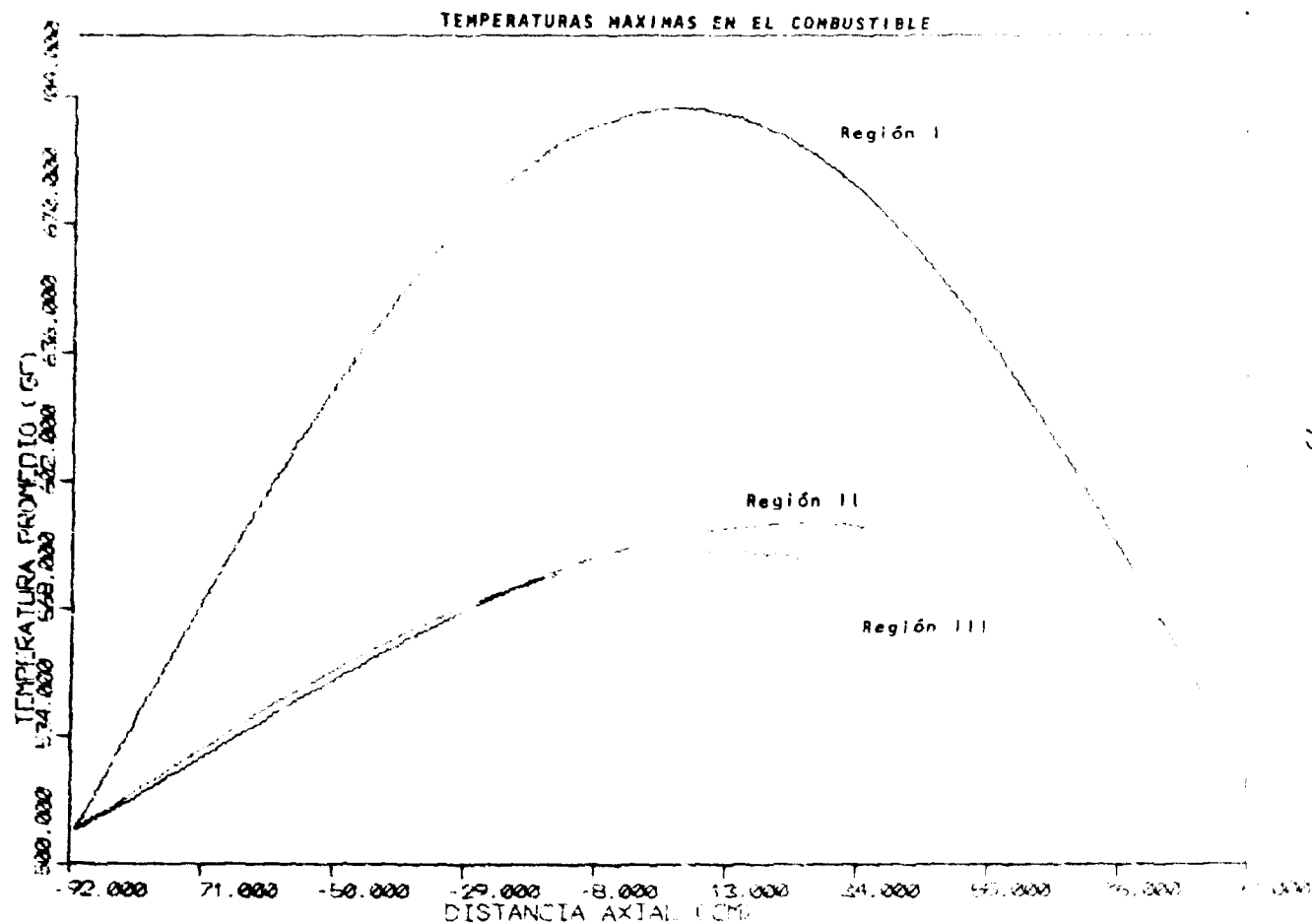
$$t_m = t_f + \frac{q_t}{2V} \left[\frac{s^2}{2k_f} + s \left(\frac{c}{k_c} + \frac{1}{h} \right) \right] \cos\left(\frac{z}{H}\right) \quad \text{IV-52}$$

La evaluación de las ecuaciones IV-49, IV-51 y IV-52 para cada una de las regiones, se hizo mediante un programa de cómputo, "TEMP" (Apéndice I), obteniéndose los resultados - que se muestran en las tablas IV-19 y IV-20 y en las gráficas IV-4 y IV-5.



gráfica IV-4

8540 15-Mar-74 12.21



gráfica IV-5

REAC. 15-MAR-74 2 2

10. 1994. 12. 11. 193

12. 1994. 12. 11. 193 12. 1994. 12. 11. 193

F(1)	F(2)	F(3)	F(4)
1. 1994. 12. 11. 193	2. 1994. 12. 11. 193	3. 1994. 12. 11. 193	4. 1994. 12. 11. 193
5. 1994. 12. 11. 193	6. 1994. 12. 11. 193	7. 1994. 12. 11. 193	8. 1994. 12. 11. 193
9. 1994. 12. 11. 193	10. 1994. 12. 11. 193	11. 1994. 12. 11. 193	12. 1994. 12. 11. 193
13. 1994. 12. 11. 193	14. 1994. 12. 11. 193	15. 1994. 12. 11. 193	16. 1994. 12. 11. 193
17. 1994. 12. 11. 193	18. 1994. 12. 11. 193	19. 1994. 12. 11. 193	20. 1994. 12. 11. 193
21. 1994. 12. 11. 193	22. 1994. 12. 11. 193	23. 1994. 12. 11. 193	24. 1994. 12. 11. 193
25. 1994. 12. 11. 193	26. 1994. 12. 11. 193	27. 1994. 12. 11. 193	28. 1994. 12. 11. 193
29. 1994. 12. 11. 193	30. 1994. 12. 11. 193	31. 1994. 12. 11. 193	32. 1994. 12. 11. 193
33. 1994. 12. 11. 193	34. 1994. 12. 11. 193	35. 1994. 12. 11. 193	36. 1994. 12. 11. 193
37. 1994. 12. 11. 193	38. 1994. 12. 11. 193	39. 1994. 12. 11. 193	40. 1994. 12. 11. 193
41. 1994. 12. 11. 193	42. 1994. 12. 11. 193	43. 1994. 12. 11. 193	44. 1994. 12. 11. 193
45. 1994. 12. 11. 193	46. 1994. 12. 11. 193	47. 1994. 12. 11. 193	48. 1994. 12. 11. 193
49. 1994. 12. 11. 193	50. 1994. 12. 11. 193	51. 1994. 12. 11. 193	52. 1994. 12. 11. 193
53. 1994. 12. 11. 193	54. 1994. 12. 11. 193	55. 1994. 12. 11. 193	56. 1994. 12. 11. 193
57. 1994. 12. 11. 193	58. 1994. 12. 11. 193	59. 1994. 12. 11. 193	60. 1994. 12. 11. 193
61. 1994. 12. 11. 193	62. 1994. 12. 11. 193	63. 1994. 12. 11. 193	64. 1994. 12. 11. 193
65. 1994. 12. 11. 193	66. 1994. 12. 11. 193	67. 1994. 12. 11. 193	68. 1994. 12. 11. 193
69. 1994. 12. 11. 193	70. 1994. 12. 11. 193	71. 1994. 12. 11. 193	72. 1994. 12. 11. 193
73. 1994. 12. 11. 193	74. 1994. 12. 11. 193	75. 1994. 12. 11. 193	76. 1994. 12. 11. 193
77. 1994. 12. 11. 193	78. 1994. 12. 11. 193	79. 1994. 12. 11. 193	80. 1994. 12. 11. 193
81. 1994. 12. 11. 193	82. 1994. 12. 11. 193	83. 1994. 12. 11. 193	84. 1994. 12. 11. 193
85. 1994. 12. 11. 193	86. 1994. 12. 11. 193	87. 1994. 12. 11. 193	88. 1994. 12. 11. 193
89. 1994. 12. 11. 193	90. 1994. 12. 11. 193	91. 1994. 12. 11. 193	92. 1994. 12. 11. 193
93. 1994. 12. 11. 193	94. 1994. 12. 11. 193	95. 1994. 12. 11. 193	96. 1994. 12. 11. 193
97. 1994. 12. 11. 193	98. 1994. 12. 11. 193	99. 1994. 12. 11. 193	100. 1994. 12. 11. 193

tabla IV-1

12-11-1953

1/20, 1951 (1951) 10: 4-15 (1951)

	F (62)	F (2)	F (62)	F (2)	F (62)
1	0.4853310000	0.2100000000	0.1994700000	0.2200000000	0.1229000000
2	0.5125570000	0.2100000000	0.1340000000	0.2500000000	0.1761305000
3	0.7152020000	0.2100000000	0.1325120000	0.2800000000	0.1024611000
4	0.1112000000	0.3000000000	0.0620345000	0.1100000000	0.5163890000
5	0.2110130000	0.3000000000	0.0031192000	0.1000000000	0.5051699000
6	0.1020000000	0.3000000000	0.3200000000	0.3700000000	0.5020200000
7	0.4391700000	0.3300000000	0.1922020000	0.4200000000	0.1257130000
8	0.0500000000	0.4200000000	0.5463900000	0.1100000000	0.2616475000
9	0.0020000000	0.4500000000	0.1027030000	0.0000000000	0.1126747000
10	0.0000000000	0.5000000000	0.0000000000	0.0000000000	0.4055260000
11	0.0000000000	0.5000000000	0.1000000000	0.0000000000	0.0000000000
12	0.0000000000	0.5000000000	0.2010000000	0.0000000000	0.1020000000
13	0.0000000000	0.5000000000	0.1000000000	0.0000000000	0.2512990000
14	0.0000000000	0.5000000000	0.0000000000	0.0000000000	0.2132310000
15	0.0000000000	0.5000000000	0.0000000000	0.0000000000	0.6050000000
16	0.0000000000	0.5000000000	0.0000000000	0.0000000000	0.0000000000
17	0.0000000000	0.5000000000	0.0000000000	0.0000000000	0.0000000000
18	0.0000000000	0.5000000000	0.0000000000	0.0000000000	0.0000000000
19	0.0000000000	0.5000000000	0.0000000000	0.0000000000	0.0000000000
20	0.0000000000	0.5000000000	0.0000000000	0.0000000000	0.0000000000
21	0.0000000000	0.5000000000	0.0000000000	0.0000000000	0.0000000000
22	0.0000000000	0.5000000000	0.0000000000	0.0000000000	0.0000000000
23	0.0000000000	0.5000000000	0.0000000000	0.0000000000	0.0000000000
24	0.0000000000	0.5000000000	0.0000000000	0.0000000000	0.0000000000
25	0.0000000000	0.5000000000	0.0000000000	0.0000000000	0.0000000000
26	0.0000000000	0.5000000000	0.0000000000	0.0000000000	0.0000000000
27	0.0000000000	0.5000000000	0.0000000000	0.0000000000	0.0000000000
28	0.0000000000	0.5000000000	0.0000000000	0.0000000000	0.0000000000
29	0.0000000000	0.5000000000	0.0000000000	0.0000000000	0.0000000000
30	0.0000000000	0.5000000000	0.0000000000	0.0000000000	0.0000000000
31	0.0000000000	0.5000000000	0.0000000000	0.0000000000	0.0000000000
32	0.0000000000	0.5000000000	0.0000000000	0.0000000000	0.0000000000
33	0.0000000000	0.5000000000	0.0000000000	0.0000000000	0.0000000000
34	0.0000000000	0.5000000000	0.0000000000	0.0000000000	0.0000000000
35	0.0000000000	0.5000000000	0.0000000000	0.0000000000	0.0000000000
36	0.0000000000	0.5000000000	0.0000000000	0.0000000000	0.0000000000
37	0.0000000000	0.5000000000	0.0000000000	0.0000000000	0.0000000000
38	0.0000000000	0.5000000000	0.0000000000	0.0000000000	0.0000000000
39	0.0000000000	0.5000000000	0.0000000000	0.0000000000	0.0000000000
40	0.0000000000	0.5000000000	0.0000000000	0.0000000000	0.0000000000
41	0.0000000000	0.5000000000	0.0000000000	0.0000000000	0.0000000000
42	0.0000000000	0.5000000000	0.0000000000	0.0000000000	0.0000000000
43	0.0000000000	0.5000000000	0.0000000000	0.0000000000	0.0000000000
44	0.0000000000	0.5000000000	0.0000000000	0.0000000000	0.0000000000
45	0.0000000000	0.5000000000	0.0000000000	0.0000000000	0.0000000000
46	0.0000000000	0.5000000000	0.0000000000	0.0000000000	0.0000000000
47	0.0000000000	0.5000000000	0.0000000000	0.0000000000	0.0000000000
48	0.0000000000	0.5000000000	0.0000000000	0.0000000000	0.0000000000
49	0.0000000000	0.5000000000	0.0000000000	0.0000000000	0.0000000000
50	0.0000000000	0.5000000000	0.0000000000	0.0000000000	0.0000000000
51	0.0000000000	0.5000000000	0.0000000000	0.0000000000	0.0000000000
52	0.0000000000	0.5000000000	0.0000000000	0.0000000000	0.0000000000
53	0.0000000000	0.5000000000	0.0000000000	0.0000000000	0.0000000000
54	0.0000000000	0.5000000000	0.0000000000	0.0000000000	0.0000000000
55	0.0000000000	0.5000000000	0.0000000000	0.0000000000	0.0000000000
56	0.0000000000	0.5000000000	0.0000000000	0.0000000000	0.0000000000
57	0.0000000000	0.5000000000	0.0000000000	0.0000000000	0.0000000000
58	0.0000000000	0.5000000000	0.0000000000	0.0000000000	0.0000000000
59	0.0000000000	0.5000000000	0.0000000000	0.0000000000	0.0000000000
60	0.0000000000	0.5000000000	0.0000000000	0.0000000000	0.0000000000
61	0.0000000000	0.5000000000	0.0000000000	0.0000000000	0.0000000000
62	0.0000000000	0.5000000000	0.0000000000	0.0000000000	0.0000000000

tabla IV-1

117,793

117,793 117,793 117,793 117,793 117,793 117,793

F(R2)	R2	F(R2)	R2	F(R2)
0.491252E+00	0.310000E+02	0.193401E+00	0.320000E+02	-0.916775E+01
-0.173848E+00	0.340000E+02	-0.828256E+00	0.350000E+02	-0.155277E+01
-0.359219E+01	0.370000E+02	0.578797E+02	0.380000E+02	0.331382E+01
0.154254E+01	0.400000E+02	0.934448E+00	0.410000E+02	0.532376E+00
0.223400E+00	0.430000E+02	-0.614463E+01	0.440000E+02	-0.371384E+00
-0.775851E+00	0.460000E+02	-0.144983E+01	0.470000E+02	-0.320859E+01
-0.837519E+02	0.490000E+02	0.364243E+01	0.500000E+02	0.170016E+01
0.505510E+00	0.520000E+02	0.567708E+00	0.530000E+02	0.253152E+00
-0.319214E+01	0.550000E+02	-0.136634E+00	0.560000E+02	-0.726703E+00
-0.135647E+01	0.580000E+02	-0.289600E+01	0.590000E+02	-0.244205E+02
0.131155E+01	0.610000E+02	0.180922E+01	0.620000E+02	0.103898E+01
-0.307515E+01	0.640000E+02	0.282727E+00	0.650000E+02	-0.310226E+02
-0.317534E+00	0.670000E+02	-0.080805E+00	0.680000E+02	-0.127357E+01
-0.201133E+01	0.700000E+02	-0.146521E+02	0.710000E+02	0.467356E+01
0.102301E+01	0.730000E+02	0.109236E+01	0.740000E+02	0.630201E+00
0.311558E+01	0.760000E+02	0.224422E+01	0.770000E+02	-0.274848E+00
-0.002400E+01	0.790000E+02	-0.120704E+01	0.800000E+02	-0.245000E+01
0.154340E+02	0.820000E+02	0.516453E+01	0.830000E+02	0.200900E+01
0.112000E+01	0.850000E+02	0.657300E+00	0.860000E+02	0.322700E+00
0.310000E+01	0.880000E+02	-0.209000E+00	0.890000E+02	-0.641747E+00
0.122000E+01	0.910000E+02	-0.254434E+01	0.920000E+02	-0.136063E+02
0.185500E+01	0.940000E+02	0.185754E+01	0.950000E+02	-0.546987E+01

tabla IV-3

30 00.00 117.703

117.703 0.1018456E+02 0.1420726E+02

F(M2)	M2	F(M2)	M2	F(M2)
0.126502E+02	0.360000E+02	0.186114E+02	0.370000E+02	0.720833E+02
0.175174E+02	0.390000E+02	0.150031E+02	0.400000E+02	0.151376E+02
0.147309E+02	0.420000E+02	0.144270E+02	0.430000E+02	0.141421E+02
0.135377E+02	0.450000E+02	0.134277E+02	0.460000E+02	0.127537E+02
0.120000E+02	0.480000E+02	0.695003E+02	0.490000E+02	0.170000E+02
0.110000E+02	0.510000E+02	0.151091E+02	0.520000E+02	0.147713E+02
0.100000E+02	0.540000E+02	0.141716E+02	0.550000E+02	0.130667E+02
0.120000E+02	0.570000E+02	0.120466E+02	0.580000E+02	0.113075E+02
0.102170E+02	0.600000E+02	0.103347E+02	0.610000E+02	0.100120E+02
0.100000E+02	0.630000E+02	0.140072E+02	0.640000E+02	0.144062E+02
0.142000E+02	0.660000E+02	0.130998E+02	0.670000E+02	0.135227E+02
0.100000E+02	0.690000E+02	0.115610E+02	0.700000E+02	0.240534E+00
0.100000E+02	0.720000E+02	0.101275E+02	0.730000E+02	0.152959E+02
0.100000E+02	0.750000E+02	0.145139E+02	0.760000E+02	0.142265E+02
0.130000E+02	0.780000E+02	0.135611E+02	0.790000E+02	0.129957E+02
0.117000E+02	0.810000E+02	0.325905E+01	0.820000E+02	0.191731E+02
0.100000E+02	0.840000E+02	0.153304E+02	0.850000E+02	0.140009E+02
0.100000E+02	0.870000E+02	0.142352E+02	0.880000E+02	0.139341E+02
0.110000E+02	0.900000E+02	0.120031E+02	0.910000E+02	0.116632E+02
0.100000E+02	0.930000E+02	0.107020E+02	0.940000E+02	0.100611E+02

tabla IV-4

REF ID: A66541

tabla IV-3

10 112.793

11455000000

H2 0.1010456E+00

H2 0.1428726E+02

F(H2)	H2	F(H2)	H2	F(H2)
0.1265002E+02	0.3600000E+02	0.1061140E+02	0.3700000E+02	0.7200331E+02
0.1751762E+02	0.3900000E+02	0.1506314E+02	0.4000000E+02	0.1513764E+02
0.1473000E+02	0.4200000E+02	0.1442700E+02	0.4300000E+02	0.1414215E+02
0.1300000E+02	0.4500000E+02	0.1342774E+02	0.4600000E+02	0.1275376E+02
0.1000000E+02	0.4800000E+02	0.0954033E+02	0.4900000E+02	0.1700603E+02
0.1000000E+02	0.5100000E+02	0.1010910E+02	0.5200000E+02	0.1477130E+02
0.1000000E+02	0.5400000E+02	0.1017167E+02	0.5500000E+02	0.1306676E+02
0.1000000E+02	0.5700000E+02	0.1204662E+02	0.5800000E+02	0.1130751E+02
0.1000000E+02	0.6000000E+02	0.1033473E+02	0.6100000E+02	0.1601282E+02
0.1000000E+02	0.6300000E+02	0.1400727E+02	0.6400000E+02	0.1440032E+02
0.1000000E+02	0.6600000E+02	0.1309904E+02	0.6700000E+02	0.1352279E+02
0.1000000E+02	0.6900000E+02	0.1106346E+02	0.7000000E+02	0.2405340E+00
0.1000000E+02	0.7200000E+02	0.1612751E+02	0.7300000E+02	0.1529596E+02
0.1000000E+02	0.7500000E+02	0.1451395E+02	0.7600000E+02	0.1422659E+02
0.1000000E+02	0.7800000E+02	0.1356119E+02	0.7900000E+02	0.1299575E+02
0.1000000E+02	0.8100000E+02	0.3259659E+01	0.8200000E+02	0.1937113E+02
0.1000000E+02	0.8400000E+02	0.1533044E+02	0.8500000E+02	0.1400975E+02
0.1000000E+02	0.8700000E+02	0.1423520E+02	0.8800000E+02	0.1393419E+02
0.1000000E+02	0.9000000E+02	0.1200313E+02	0.9100000E+02	0.1166325E+02
0.1000000E+02	0.9300000E+02	0.1076920E+02	0.9400000E+02	0.1606114E+02

tabla IV-4

AS 117,793

128=0,1939545E+1 82=0,2279141E+00

	F(R2)	R2	F(R2)	R2	F(R2)
	-0,220114E+1	-0,110109E+02	-0,220792E+00	-0,420000E+02	-0,881774E+01
	-0,123120E+1	-0,110109E+02	-0,082964E+00	-0,450000E+02	-0,108743E+01
	-0,128131E+1	-0,110109E+02	-0,352017E+01	-0,480000E+02	-0,8400351E+02
	-0,132085E+1	-0,110109E+02	-0,138857E+01	-0,510000E+02	-0,6734173E+00
	-0,258170E+1	-0,530109E+02	-0,584314E+01	-0,540000E+02	-0,3435057E+00
	-0,308102E+1	-0,530109E+02	-0,103020E+01	-0,570000E+02	-0,100055E+01
	-0,407100E+1	-0,890109E+02	-0,247321E+02	-0,600000E+02	-0,3619551E+01
	-0,507100E+1	-0,700109E+02	-0,1274014E+02	-0,630000E+02	-0,242040E+00
	-0,607100E+1	-0,600109E+02	-0,114046E+02	-0,660000E+02	-0,615339E+00
	-0,707100E+1	-0,500109E+02	-0,154510E+01	-0,690000E+02	-0,295171E+01
	-0,807100E+1	-0,400109E+02	-0,436157E+01	-0,720000E+02	-0,101233E+01
	-0,907100E+1	-0,300109E+02	-0,326677E+01	-0,750000E+02	-0,1224045E+02
	-0,100710E+1	-0,200109E+02	-0,580433E+00	-0,780000E+02	-0,953488E+00
	-0,110710E+1	-0,100109E+02	-0,277119E+01	-0,810000E+02	-0,1125552E+02
	-0,120710E+1	-0,000109E+02	-0,104700E+01	-0,840000E+02	-0,4152504E+00
	-0,130710E+1	-0,000109E+02	-0,112125E+01	-0,870000E+02	-0,274475E+00
	-0,140710E+1	-0,000109E+02	-0,953331E+01	-0,900000E+02	-0,1532049E+01
	-0,150710E+1	-0,000109E+02	-0,130179E+02	-0,930000E+02	-0,4254024E+01
	-0,160710E+1	-0,000109E+02	-0,1200313E+02		

tabla IV-5

117,763

351922H+01

0.121341E+01

F(R2)

R2

F(R2)

R2

F(R2)

0.192900E+00	0.560000E+02	0.4030369E+00	0.570000E+02	-0.2272334E+00
0.130034E+01	0.590000E+02	-0.232900E+02	0.600000E+02	0.5200076E+01
0.293000E+01	0.620000E+02	0.2168726E+01	0.630000E+02	0.1733416E+01
0.141200E+01	0.650000E+02	0.1126639E+01	0.660000E+02	0.0259855E+00
0.100030E+00	0.680000E+02	-0.1430376E+00	0.690000E+02	-0.1510392E+01
0.100200E+02	0.710000E+02	0.5003304E+01	0.720000E+02	0.3053655E+01
0.222000E+01	0.740000E+02	0.176000E+01	0.750000E+02	0.1440101E+01
0.100273E+01	0.770000E+02	0.8540021E+00	0.780000E+02	0.4073303E+00
0.700000E+01	0.800000E+02	-0.132000E+01	0.810000E+02	-0.9014195E+01
0.700774E+01	0.830000E+02	0.3138709E+01	0.840000E+02	0.2256503E+01
0.170310E+01	0.860000E+02	0.1452529E+01	0.870000E+02	0.1161350E+01
0.003000E+00	0.890000E+02	0.4879937E+00	0.900000E+02	-0.9072350E+01
0.110000E+01	0.920000E+02	-0.1247659E+02	0.930000E+02	0.5695349E+01
0.250720E+01	0.950000E+02	-0.1895361E+01		

tabla IV-8

28-1,527n12 440 28-1,112n33bE+r1

[illegible]**tabla IV-9**

2 112,7-3

280,2072041001 4,6410470020

F(1)

F(2)

F(3)

F(4)

F(5)

0,0000000000
-0,0000000000
0,0000000000
0,0000000000
0,0000000000
0,0000000000
0,0000000000
0,0000000000
0,0000000000
0,0000000000
0,0000000000
0,0000000000
0,0000000000

0,0000000000
0,0000000000
0,0000000000
0,0000000000
0,0000000000
0,0000000000
0,0000000000
0,0000000000
0,0000000000
0,0000000000
0,0000000000
0,0000000000
0,0000000000

0,2542171000
-0,2042101001
0,2481000001
0,0000000000
-0,0043000001
-0,0036500002
0,0040000001
0,0040000001
0,0040000001
0,0040000001
0,0040000001
0,0040000001
0,0040000001

0,6700000002
0,7000000002
0,7300000002
0,7600000002
0,7900000002
0,8200000002
0,8500000002
0,8800000002
0,9100000002
0,9400000002
0,9700000002
1,0000000002
1,0300000002

-0,1220000000
-0,1100000002
0,1050000001
0,0000000000
-0,0000000000
0,0000000001
0,0000000001
0,0000000001
0,0000000001
0,0000000001
0,0000000001
0,0000000001
0,0000000001

tabla IV-10

... = ... $\mu = 117,793$

... $\mu = 0,527612, E = 01$ $\mu = 0,1126330E+01$

	$\mu(R2)$	$R2$	$\mu(R2)$	$R2$	$\mu(R2)$
	-0,291758E+01	-0,0100000E+02	0,5902433E+00	0,6200000E+02	-0,1715002E+00
	-0,0000000E+00	-0,0400000E+02	-0,0277147E+00	0,6500000E+02	-0,1213614E+01
	-0,1514452E+01	-0,0700000E+02	-0,1891951E+01	0,6800000E+02	-0,2406032E+01
	-0,3650028E+01	-0,1000000E+02	-0,1542021E+02	0,7100000E+02	0,3431293E+01
	-0,6021318E+01	-0,1300000E+02	-0,1216756E+00	0,7400000E+02	-0,5750257E+00
	-0,8270950E+01	-0,1600000E+02	-0,1190610E+01	0,7700000E+02	-0,1409080E+01
	-0,1000217E+01	-0,1900000E+02	-0,2434161E+01	0,8000000E+02	-0,3723400E+01
	-0,1531047E+02	-0,2200000E+02	0,1644035E+01	0,8300000E+02	0,7436150E+00
	-0,1120503E+00	-0,2500000E+02	-0,5747166E+00	0,8600000E+02	-0,9079607E+00
	-0,1001504E+01	-0,2800000E+02	-0,1509994E+01	0,8900000E+02	-0,1900567E+01
	-0,2500210E+01	-0,3100000E+02	0,1431770E+01		

table IV-11

41.000 117.793

420-0.5976120E+01 440-0.1126336E+01

F(R2)	R2	F(R2)	R2	F(R2)
0.2918723E+01	0.6100000E+02	0.5985564E+00	0.6200000E+02	-0.1714000E+00
-0.46327E+00	0.6000000E+02	-0.9275743E+00	0.6500000E+02	-0.1213451E+01
0.1516530E+01	0.6700000E+02	-0.1091584E+01	0.6800000E+02	-0.2005244E+01
0.0000000E+01	0.7000000E+02	-0.1584162E+02	0.7100000E+02	0.3441614E+01
0.1000000E+00	0.7300000E+02	-0.1209170E+00	0.7400000E+02	-0.5739736E+00
0.0112000E+00	0.7600000E+02	-0.1109457E+01	0.7700000E+02	-0.1400137E+01
-0.1557713E+01	0.7900000E+02	-0.2428922E+01	0.8000000E+02	-0.3705766E+01
0.1292009E+02	0.8200000E+02	0.3779373E+01	0.8300000E+02	0.7609012E+00
-0.1000000E+00	0.8500000E+02	-0.5678123E+00	0.8600000E+02	-0.9016003E+00
-0.1194350E+01	0.8800000E+02	-0.1500457E+01	0.8900000E+02	-0.1009311E+01
-0.7500000E+01	0.9100000E+02	-0.3996586E+01	0.9200000E+02	0.1145397E+01

table IV-12

117.793

117.793 117.793 117.793

1	F(M2)	M2	F(M2)	M2	F(M2)
1	1.111111E+01	1.111111E+02	1.5988173E+00	1.6200000E+02	1.1712498E+00
2	1.111111E+01	1.111111E+02	1.9274574E+00	1.6500000E+02	1.1213318E+01
3	1.111111E+01	1.111111E+02	1.1891279E+01	1.6800000E+02	1.2044500E+01
4	1.111111E+01	1.111111E+02	1.1577615E+02	1.7100000E+02	1.3450202E+01
5	1.111111E+01	1.111111E+02	1.1193825E+00	1.7400000E+02	1.5730937E+00
6	1.111111E+01	1.111111E+02	1.1184938E+01	1.7700000E+02	1.1488842E+01
7	1.111111E+01	1.111111E+02	1.2424547E+01	1.8000000E+02	1.3691049E+01
8	1.111111E+01	1.111111E+02	1.3848584E+01	1.8300000E+02	1.7757021E+00
9	1.111111E+01	1.111111E+02	1.5019106E+00	1.8600000E+02	1.8959457E+00
10	1.111111E+01	1.111111E+02	1.1492290E+01	1.8900000E+02	1.1072271E+01
11	1.111111E+01	1.111111E+02	1.3898255E+01	1.9200000E+02	1.2014555E+02

tabla IV-13

117,793

25-0.527012-0.1

00-0.11263300-0.1

F(N2)

N2

F(N2)

N2

F(N2)

F(N2)	N2	F(N2)	N2	F(N2)
0.510000E+02	0.5990348E+00	0.6700000E+02	-0.1711240E+00	
2.660000E+02	-0.9273599E+00	0.6500000E+02	-0.1213202E+01	
0.6700000E+02	-0.1891024E+01	0.6000000E+02	-0.2404040E+01	
0.7000000E+02	-0.1571100E+02	0.7100000E+02	0.1457502E+01	
0.7300000E+02	-0.1184330E+00	0.7400000E+02	-0.5723504E+00	
0.7600000E+02	-0.1107607E+01	0.7700000E+02	-0.1405759E+01	
0.7900000E+02	-0.2420094E+01	0.8000000E+02	-0.3678790E+01	
0.8200000E+02	0.3906291E+01	0.8300000E+02	0.7003210E+00	
0.8500000E+02	-0.5560073E+00	0.8600000E+02	-0.0912240E+00	
0.8800000E+02	-0.1405327E+01	0.8900000E+02	-0.1061171E+01	
0.9100000E+02	-0.3017236E+01	0.9200000E+02	-0.1600949E+02	
0.9400000E+02	0.4705750E+00			

table IV-14

10 45,420 R= 117,793

11 1.120000E+01 R2=-0.527612E+01 R=-0.1126336E+01

	F(R2)	P2	F(R2)	R2	F(R2)
12	0.2421661E+01	0.6100000E+02	0.5993672E+00	0.6200000E+02	-0.1709333E+00
13	-0.7062610E+00	0.6400000E+02	-0.9272100E+00	0.6500000E+02	-0.1213030E+01
14	-0.1613650E+01	0.6700000E+02	-0.1090634E+01	0.6800000E+02	-0.2403204E+01
15	-0.3856742E+01	0.7000000E+02	-0.1502159E+02	0.7100000E+02	0.3400020E+01
16	0.7151111E+00	0.7300000E+02	-0.1163742E+00	0.7400000E+02	-0.5712313E+00
17	-0.0493531E+00	0.7600000E+02	-0.1100451E+01	0.7700000E+02	-0.1464099E+01
18	-0.1651160E+01	0.7900000E+02	-0.2415303E+01	0.8000000E+02	-0.3660142E+01
19	-0.1107013E+02	0.8200000E+02	0.4003294E+01	0.8300000E+02	0.0061226E+00
20	-0.7030435E+01	0.8500000E+02	-0.5490211E+00	0.8600000E+02	-0.0038257E+00
21	0.1174601E+01	0.8800000E+02	-0.1474402E+01	0.8900000E+02	-0.1643765E+01
22	-0.2413000E+01	0.9100000E+02	-0.3095001E+01	0.9200000E+02	-0.1341440E+02
23	-0.3505940E+01	0.9400000E+02	0.6937547E+00	0.9500000E+02	-0.1476455E+00
24	-0.1355005E+01				

table IV-15

117,793

527412.0001

1120336001

1102

H2

F(H2)

H2

F(H2)

0.2922141001
0.0002040000
0.1513364001
0.1502610001
0.1101150000
0.0000150001
0.0000100001
0.1100000002
0.1435100001
0.1171390001
0.0000000001
0.0000000001
0.0000000001

0.6100000002
0.0400000002
0.0700000002
0.7000000002
0.7600000002
0.7900000002
0.0200000002
0.0000000002
0.0000000002
0.0000000002
0.0000000002
0.0000000002

0.5994931000
0.0271544000
0.1090407001
0.1550795002
0.1104266000
0.1185902001
0.0413100001
0.4040530001
0.3459790000
0.1470170001
0.3049247001
0.7355923000
0.1007705002

0.6200000002
0.6500000002
0.6000000002
0.7100000002
0.7000000002
0.7700000002
0.0000000002
0.0300000002
0.0000000002
0.0900000002
0.0200000002
0.9500000002

0.1700000000
0.1212964001
0.2482000001
0.3072049001
0.5700032000
0.1483469001
0.3653092001
0.0157932000
0.0009622000
0.1037061001
0.1241759002
0.1261006000

tabla IV-16

REF ID: A66041

tabla IV-15

F(N2)	N2	F(N2)	N2	F(N2)
0.222141e+1	0.614444e+2	0.5994431e+00	0.624444e+2	-0.174444e+00
-0.514444e+00	0.644444e+2	-0.9271544e+00	0.654444e+2	-0.1212964e+1
-0.1513554e+1	0.674444e+2	-0.1894447e+01	0.684444e+2	-0.2482880e+1
-0.1444441e+1	0.704444e+2	-0.1558298e+02	0.714444e+2	-0.3472849e+1
-0.1444441e+1	0.734444e+2	-0.1164265e+00	0.744444e+2	-0.5708032e+00
-0.4444441e+1	0.764444e+2	-0.1185922e+01	0.774444e+2	-0.1403449e+01
-0.4444441e+1	0.794444e+2	-0.2413102e+01	0.804444e+2	-0.3653692e+01
-0.1105071e+2	0.824444e+2	0.4040538e+01	0.834444e+2	0.8157932e+00
-0.1435164e+1	0.854444e+2	-0.5459798e+00	0.864444e+2	-0.8009622e+00
-0.1173444e+1	0.884444e+2	-0.1670170e+01	0.894444e+2	-0.1837001e+01
-0.2414244e+1	0.914444e+2	-0.3648267e+01	0.924444e+2	-0.1241759e+02
-0.3701344e+1	0.944444e+2	0.7355923e+00	0.954444e+2	-0.1261006e+00
-0.5973378e+00	0.974444e+2	-0.1407705e+02		

tabla IV-16

072-0527012-0001 0200, 11203300-001

tabla IV-17

VALORES DEL FUNCION DE ELECTRONES LIBRES

COSO FUNCION DEL RADIO

RADIO	RADIO	RADIO	RADIO
(C.G.)	(C. ARBITRARIAS)	(C.G.)	(C. ARBITRARIAS)
1.000	1.000000000000	1.000	1.0020473E+00
2.000	1.000000000000	3.000	1.00184550E+00
4.000	1.00129273E+00	5.000	1.0016055E+00
6.000	1.00748454E+00	7.000	1.0025493E+00
8.000	1.01349679E+00	9.000	1.00723010E+00
10.000	1.02147791E+00	11.000	1.02626650E+00
12.000	1.03162550E+00	13.000	1.03750043E+00
14.000	1.04419219E+00	15.000	1.05137809E+00
16.000	1.05949174E+00	17.000	1.06828363E+00
18.000	1.07790848E+00	19.000	1.0882767E+00
20.000	1.09990756E+00	21.000	2.1242105E+00
22.000	2.2604703E+00	23.000	2.4087495E+00
24.000	2.5099741E+00	25.000	2.7451805E+00
26.000	2.9055225E+00	27.000	3.1422073E+00
28.000	3.3065039E+00	29.000	3.6101129E+00
30.000	3.8763047E+00	31.000	4.1611200E+00
32.000	4.4722303E+00	33.000	4.8097309E+00
34.000	5.1750054E+00	35.000	5.5736969E+00
36.000	5.9400145E+00	37.000	6.4715113E+00
38.000	6.7787130E+00	39.000	7.5290226E+00
40.000	8.1261304E+00	41.000	8.7740071E+00
42.000	9.4772507E+00	43.000	1.0240393E+01
44.000	1.1060701E+01	45.000	1.1967019E+01
46.000	1.2903005E+01	47.000	1.4003504E+01
48.000	1.5154100E+01	49.000	1.6403011E+01
50.000	1.7760409E+01	51.000	1.9234135E+01
52.000	2.0834016E+01	53.000	2.2573021E+01
54.000	2.4462042E+01	55.000	2.6515046E+01
56.000	2.8742049E+01	57.000	3.1100000E+01
58.000	3.3802220E+01	59.000	3.6000000E+01
60.000	3.9770253E+01	60.250	4.0200000E+01
62.000	4.6630490E+01	60.750	4.4700000E+01
64.000	5.4400001E+01	61.250	4.9500000E+01
66.000	6.3100000E+01	61.750	5.4700000E+01
68.000	7.2800000E+01	62.250	6.0300000E+01
70.000	8.3600000E+01	62.750	6.6300000E+01
72.000	9.5600000E+01	63.250	7.2700000E+01
74.000	1.0880000E+02	63.750	7.9500000E+01
76.000	1.2320000E+02	64.250	8.6700000E+01
78.000	1.3880000E+02	64.750	9.4300000E+01
80.000	1.5560000E+02	65.250	1.0230000E+02
82.000	1.7360000E+02	65.750	1.1070000E+02
84.000	1.9280000E+02	66.250	1.1950000E+02
86.000	2.1320000E+02	66.750	1.2870000E+02
88.000	2.3480000E+02	67.250	1.3830000E+02
90.000	2.5760000E+02	67.750	1.4830000E+02
92.000	2.8160000E+02	68.250	1.5870000E+02
94.000	3.0680000E+02	68.750	1.6950000E+02
96.000	3.3320000E+02	69.250	1.8070000E+02
98.000	3.6080000E+02	69.750	1.9230000E+02
100.000	3.8960000E+02	70.250	2.0430000E+02
		70.750	2.1670000E+02
		71.250	2.2950000E+02

... = 117,743

... 022 = -0,527012 ... 021 ... 02 = -0,11263368+01

F(02)	02	F(02)	02	F(02)
-0,22524E+01	01	-0,59957E+00	02	-0,1708004E+00
-0,50150E+00	04	-0,9271073E+00	05	-0,1212909E+01
-0,10150E+00	07	-0,1090364E+01	08	-0,2402624E+01
-0,000735E+01	10	-0,1550002E+02	11	-0,3476302E+01
-0,115959E+00	13	-0,1159654E+00	14	-0,5764459E+00
-0,00000E+00	16	-0,1105510E+01	17	-0,1402942E+01
-0,00000E+01	19	-0,2411413E+01	20	-0,3047224E+01
-0,112011E+02	02	-0,4072125E+01	21	-0,8222590E+00
-0,10050E+01	05	-0,5100170E+00	24	-0,8705496E+00
-0,10000E+01	08	-0,1000603E+01	29	-0,1031347E+01
-0,00000E+01	11	-0,1011268E+01	32	-0,1100302E+02
-0,00000E+01	14	-0,7730520E+00	35	-0,1000767E+00
-0,00000E+01	17	-0,9199741E+00	39	-0,6207574E+01

tabla IV-17

VALORES DEL FLUJO DE ELECTRONES IONICOS

COMO FUNCION DEL RADIO

RADIO	FLUJO	RADIO	FLUJO
(C.G.)	(C. ARBITRARIAS)	(C.G.)	(C. ARBITRARIAS)
1.000	1.00000000E+00	1.000	1.0020423E+00
2.000	1.00000000E+00	3.000	1.00104556E+00
4.000	1.00000000E+00	5.000	1.00168855E+00
6.000	1.00000000E+00	7.000	1.0025493E+00
8.000	1.00000000E+00	9.000	1.0036100E+00
10.000	1.00000000E+00	11.000	1.0048650E+00
12.000	1.00000000E+00	13.000	1.0063004E+00
14.000	1.00000000E+00	15.000	1.0079099E+00
16.000	1.00000000E+00	17.000	1.0096834E+00
18.000	1.00000000E+00	19.000	1.0116217E+00
20.000	1.00000000E+00	21.000	2.1242105E+00
22.000	2.2604703E+00	23.000	2.4007495E+00
24.000	2.5099741E+00	25.000	2.7451005E+00
26.000	2.9355225E+00	27.000	3.1422073E+00
28.000	3.3665039E+00	29.000	3.6101129E+00
30.000	3.8703847E+00	31.000	4.1611200E+00
32.000	4.4722303E+00	33.000	4.8097309E+00
34.000	5.1750854E+00	35.000	5.5730969E+00
36.000	5.9400145E+00	37.000	6.4715113E+00
38.000	6.7787130E+00	39.000	7.5290220E+00
40.000	7.7261304E+00	41.000	8.7740071E+00
42.000	8.8772507E+00	43.000	1.0240393E+01
44.000	1.0100701E+01	45.000	1.1967019E+01
46.000	1.2003000E+01	47.000	1.4003504E+01
48.000	1.3554100E+01	49.000	1.6403011E+01
50.000	1.5700449E+01	51.000	1.9234135E+01
52.000	2.0034016E+01	53.000	2.2573021E+01
54.000	2.4462642E+01	55.000	2.6515040E+01
56.000	2.9740607E+01	57.000	3.1100000E+01
58.000	3.5802320E+01	59.000	3.6064000E+01
60.000	4.2770000E+01	60.250	4.0000000E+01
60.500	4.3000000E+01	60.750	4.3750000E+01
61.000	4.3000000E+01	61.250	4.7500000E+01
61.500	4.3000000E+01	61.750	5.1250000E+01
62.000	4.3000000E+01	62.000	5.5000000E+01
64.000	4.3000000E+01	65.000	6.3750000E+01
66.000	4.3000000E+01	67.000	7.2500000E+01
68.000	4.3000000E+01	69.000	8.1250000E+01
70.000	4.3000000E+01	71.000	9.0000000E+01
72.000	4.3000000E+01	73.000	9.8750000E+01
74.000	4.3000000E+01	75.000	1.0750000E+02
76.000	4.3000000E+01	77.000	1.1625000E+02
78.000	4.3000000E+01	79.000	1.2500000E+02
80.000	4.3000000E+01	81.000	1.3375000E+02
82.000	4.3000000E+01	83.000	1.4250000E+02
84.000	4.3000000E+01	85.000	1.5125000E+02
86.000	4.3000000E+01	87.000	1.6000000E+02
88.000	4.3000000E+01	89.000	1.6875000E+02
90.000	4.3000000E+01	91.000	1.7750000E+02
92.000	4.3000000E+01	93.000	1.8625000E+02
94.000	4.3000000E+01	95.000	1.9500000E+02
96.000	4.3000000E+01	97.000	2.0375000E+02
98.000	4.3000000E+01	99.000	2.1250000E+02
100.000	4.3000000E+01		

84,000	1.6837455E+02	85,000	4.2741724E+01
86,000	3.9237726E+01	87,000	3.5497123E+01
88,000	3.3085200E+01	89,000	3.0474582E+00
90,000	2.8146934E+01	91,000	2.6061731E+00
92,000	2.4217025E+01	93,000	2.2589002E+00
94,000	2.1162088E+01	94,900	2.0028214E+00
95,000	1.8365133E+01	96,000	1.3404074E+00
97,000	1.2784052E+01	98,000	6.4229427E-01
99,000	4.4464862E+01	100,000	3.0783740E+01
101,000	2.1313103E+01	102,000	1.4756785E+01
103,000	1.0217742E+01	104,000	7.0751077E+00
105,000	4.8991443E+00	106,000	3.3923807E+00
107,000	2.3486875E+00	108,000	1.6260851E+00
109,000	1.1252425E+00	110,000	7.7700511E+00
111,000	5.3684376E+00	112,000	3.6691329E+00
113,000	2.5145003E+00	114,000	1.6627440E+00
115,000	1.2812460E+00	116,000	6.2773009E+00
117,000	2.6144002E+00	117,793	0.0000000E+00

tabla IV-18

 TABLA DE LAS TEMPERATURAS EN EL REFRIGERANTE

PARA CADA REGIO

TEMPERATURA	TEMPERATURAS PROMEDIO (GF)		
P. C.	REGION I	REGION II	REGION III
41.1225	509.0000	509.0000	509.0000
41.1230	509.0000	509.0001	509.0000
41.1235	509.0031	509.0046	509.0024
41.1240	509.0110	509.0164	509.0086
41.1245	509.0237	509.0356	509.0185
41.1250	509.0413	509.0620	509.0323
41.1255	509.0638	509.0957	509.0499
41.1260	509.0911	509.1366	509.0712
41.1265	509.1233	509.1848	509.0964
41.1270	509.1603	509.2403	509.1253
41.1275	509.2021	509.3029	509.1579
41.1280	509.2487	509.3720	509.1944
41.1285	509.3001	509.4499	509.2346
41.1290	509.3562	509.5341	509.2765
41.1295	509.4172	509.6255	509.3261
41.1300	509.4829	509.7239	509.3774
41.1305	509.5533	509.8295	509.4325
41.1310	509.6284	509.9421	509.4912
41.1315	509.7081	510.0617	509.5535
41.1320	509.7926	510.1883	509.6195
41.1325	509.8810	510.3210	509.6892
41.1330	509.9753	510.4622	509.7626
41.1335	510.0736	510.6095	509.8392
41.1340	510.1764	510.7636	509.9195
41.1345	510.2837	510.9245	510.0034
41.1350	510.3955	511.0921	510.0908
41.1355	510.5117	511.2664	510.1817
41.1360	510.6324	511.4473	510.2760
41.1365	510.7574	511.6348	510.3737
41.1370	510.8868	511.8288	510.4749
41.1375	511.0208	512.0297	510.5796
41.1380	511.1585	512.2366	510.6871
41.1385	511.3000	512.4497	510.7986
41.1390	511.4457	512.6688	510.9139
41.1395	511.5958	512.8949	511.0334
41.1400	511.7501	513.1280	511.1572
41.1405	511.9087	513.3684	511.2852
41.1410	512.0714	513.6157	511.4174
41.1415	512.2384	513.8699	511.5539
41.1420	512.4097	514.1314	511.6949
41.1425	512.5854	514.3999	511.8404
41.1430	512.7654	514.6754	511.9904
41.1435	512.9497	514.9579	512.1449
41.1440	513.1384	515.2474	512.3039
41.1445	513.3314	515.5439	512.4674
41.1450	513.5287	515.8474	512.6354
41.1455	513.7304	516.1579	512.8079
41.1460	513.9364	516.4754	512.9849
41.1465	514.1467	516.7999	513.1664
41.1470	514.3614	517.1314	513.3524
41.1475	514.5804	517.4699	513.5429
41.1480	514.8037	517.8154	513.7374
41.1485	515.0314	518.1679	513.9359
41.1490	515.2634	518.5274	514.1384
41.1495	515.5004	518.8939	514.3449
41.1500	515.7414	519.2674	514.5554
41.1505	515.9864	519.6489	514.7699
41.1510	516.2354	519.9374	514.9884
41.1515	516.4884	520.3299	515.2109
41.1520	516.7454	520.7344	515.4374
41.1525	517.0064	521.1419	515.6679
41.1530	517.2714	521.5524	515.9024
41.1535	517.5404	521.9659	516.1409
41.1540	517.8134	522.3824	516.3834
41.1545	518.0904	522.8019	516.6299
41.1550	518.3714	523.2244	516.8804
41.1555	518.6564	523.6499	517.1349
41.1560	518.9454	524.0784	517.3934
41.1565	519.2384	524.5099	517.6559
41.1570	519.5354	524.9444	517.9224
41.1575	519.8364	525.3819	518.1929
41.1580	520.1414	525.8224	518.4674
41.1585	520.4504	526.2659	518.7459
41.1590	520.7634	526.7124	519.0284
41.1595	521.0804	527.1619	519.3149
41.1600	521.4014	527.6144	519.6054
41.1605	521.7264	528.0699	519.9009
41.1610	522.0554	528.5284	520.2004
41.1615	522.3884	528.9899	520.5039
41.1620	522.7254	529.4544	520.8114
41.1625	523.0664	529.9219	521.1229
41.1630	523.4114	530.3924	521.4384
41.1635	523.7604	530.8659	521.7579
41.1640	524.1134	531.3424	522.0814
41.1645	524.4704	531.8219	522.4089
41.1650	524.8314	532.3044	522.7404
41.1655	525.1964	532.7899	523.0759
41.1660	525.5654	533.2784	523.4154
41.1665	525.9384	533.7699	523.7584
41.1670	526.3154	534.2644	524.1064
41.1675	526.6964	534.7619	524.4579
41.1680	527.0814	535.2624	524.8134
41.1685	527.4704	535.7659	525.1729
41.1690	527.8634	536.2724	525.5364
41.1695	528.2604	536.7819	525.9039
41.1700	528.6614	537.2944	526.2754
41.1705	529.0664	537.8099	526.6509
41.1710	529.4754	538.3284	527.0294
41.1715	529.8884	538.8499	527.4119
41.1720	530.3054	539.3744	527.7984
41.1725	530.7264	539.9019	528.1889
41.1730	531.1514	540.4324	528.5834
41.1735	531.5804	540.9659	528.9819
41.1740	532.0134	541.5024	529.3844
41.1745	532.4504	542.0429	529.7909
41.1750	532.8914	542.5864	530.2014
41.1755	533.3364	543.1329	530.6159
41.1760	533.7854	543.6824	531.0344
41.1765	534.2384	544.2349	531.4569
41.1770	534.6954	544.7904	531.8834
41.1775	535.1564	545.3489	532.3139
41.1780	535.6214	545.9104	532.7484
41.1785	536.0904	546.4749	533.1869
41.1790	536.5634	547.0424	533.6294
41.1795	537.0404	547.6129	534.0759
41.1800	537.5214	548.1864	534.5264
41.1805	538.0064	548.7629	534.9809
41.1810	538.4954	549.3424	535.4384
41.1815	538.9884	549.9249	535.8989
41.1820	539.4854	550.5094	536.3624
41.1825	539.9864	551.0969	536.8289
41.1830	540.4914	551.6874	537.2984
41.1835	540.9994	552.2809	537.7709
41.1840	541.5114	552.8774	538.2464
41.1845	542.0274	553.4769	538.7249
41.1850	542.5474	554.0794	539.2064
41.1855	543.0714	554.6849	539.6909
41.1860	543.5994	555.2934	540.1784
41.1865	544.1314	555.9049	540.6689
41.1870	544.6674	556.5194	541.1624
41.1875	545.2074	557.1369	541.6589
41.1880	545.7514	557.7574	542.1584
41.1885	546.2994	558.3809	542.6609
41.1890	546.8514	558.9974	543.1664
41.1895	547.4074	559.6169	543.6749
41.1900	547.9674	560.2394	544.1864
41.1905	548.5314	560.8649	544.6999
41.1910	549.0994	561.4934	545.2164
41.1915	549.6714	562.1249	545.7359
41.1920	550.2474	562.7594	546.2584
41.1925	550.8274	563.3969	546.7839
41.1930	551.4114	564.0374	547.3124
41.1935	551.9994	564.6809	547.8439
41.1940	552.5914	565.3274	548.3784
41.1945	553.1874	565.9769	548.9159
41.1950	553.7874	566.6294	549.4564
41.1955	554.3914	567.2849	550.0009
41.1960	554.9994	567.9434	550.5484
41.1965	555.6114	568.6049	551.0989
41.1970	556.2274	569.2694	551.6524
41.1975	556.8474	569.9369	552.2089
41.1980	557.4714	570.6074	552.7684
41.1985	558.0994	571.2809	553.3309
41.1990	558.7314	571.9574	553.8964
41.1995	559.3674	572.6369	554.4649
41.2000	559.9994	573.3194	555.0364

-50,0000	512,9014	518,9113	512,9040
-49,0000	513,1105	518,11026	512,2237
-48,0000	513,3197	518,11004	512,4706
-47,0000	513,5125	518,70594	512,5274
-46,0000	513,7083	518,0597	512,6806
-45,0000	513,9087	518,4593	512,4171
-44,0000	514,1114	518,1010	512,4953
-43,0000	514,3185	518,9736	513,1573
-42,0000	514,5203	517,2803	513,3214
-41,0000	514,7114	517,0077	513,4479
-40,0000	514,9576	517,9311	513,6572
-39,0000	515,1769	518,2607	513,8284
-38,0000	515,3993	518,5941	514,0222
-37,0000	515,6246	518,9319	514,1783
-36,0000	515,8528	519,2740	514,3567
-35,0000	516,0849	519,6204	514,5373
-34,0000	516,3177	519,9712	514,7211
-33,0000	516,5542	520,3255	514,9050
-32,0000	516,7933	520,6842	515,0919
-31,0000	517,0350	521,0473	515,2808
-30,0000	517,2791	521,4124	515,4715
-29,0000	517,5257	521,7820	515,6644
-28,0000	517,7746	522,1552	515,9589
-27,0000	518,0257	522,5317	516,2552
-26,0000	518,2791	522,9115	516,2533
-25,0000	518,5345	523,2945	516,4529
-24,0000	518,7920	523,6805	516,6542
-23,0000	519,0514	524,0696	516,8570
-22,0000	519,3127	524,4612	517,0612
-21,0000	519,5758	524,8556	517,2669
-20,0000	519,8406	525,2527	517,4739
-19,0000	520,1071	525,6522	517,6822
-18,0000	520,3752	526,0540	517,8917
-17,0000	520,6447	526,4581	518,1026
-16,0000	520,9156	526,8643	518,3142
-15,0000	521,1879	527,2725	518,5270
-14,0000	521,4614	527,6825	518,7408
-13,0000	521,7361	528,0943	518,9555
-12,0000	522,0114	528,5077	519,1710
-11,0000	522,2885	528,9226	519,3874
-10,0000	522,5662	529,3389	519,6144
-9,0000	522,8447	529,7565	519,8221
-8,0000	523,1234	530,1751	520,0404
-7,0000	523,4032	530,5948	520,2592
-6,0000	523,6844	531,0153	520,4785
-5,0000	523,9654	531,4366	520,6981
-4,0000	524,2468	531,8585	520,9181
-3,0000	524,5285	532,2819	521,1383
-2,0000	524,8106	532,7038	521,3588
-1,0000	525,0927	533,1268	521,5794
0,0000	525,3751	533,5500	521,8000
1,0000	525,6573	533,9732	522,0206
2,0000	525,9394	534,3962	522,2412
3,0000	526,2215	534,8190	522,4617
4,0000	526,5032	535,2415	522,6829
5,0000	526,7846	535,6644	522,9040
6,0000	527,0651	536,0871	523,1245
7,0000	527,3451	536,5092	523,3450
8,0000	527,6251	536,9249	523,5655
9,0000	527,9051	537,3445	523,7855

528.1445	528.1445	547.7611	523.9956
528.4015	528.4015	548.1774	524.2120
528.4382	528.4382	548.5923	524.4290
529.1151	529.1151	549.0057	524.6445
529.2880	529.2880	549.4174	524.8592
529.5621	529.5621	549.8275	525.0730
529.8384	529.8384	549.2357	525.2858
530.1153	530.1153	549.6419	525.4976
530.4745	530.4745	549.0460	525.7083
530.8422	530.8422	549.4479	525.9170
531.2090	531.2090	549.8474	526.1261
531.5732	531.5732	549.2444	526.3331
531.9373	531.9373	549.6380	526.5388
532.3006	532.3006	549.0316	526.7430
532.6640	532.6640	549.4195	526.9458
533.0255	533.0255	549.8045	527.1471
533.3874	533.3874	549.1895	527.3467
533.7483	533.7483	549.5693	527.5448
534.1084	534.1084	549.9440	527.7411
534.4679	534.4679	549.3180	527.9356
534.8264	534.8264	549.6876	528.1284
535.1843	535.1843	549.0536	528.3192
535.5417	535.5417	549.4160	528.5081
535.8986	535.8986	549.7745	528.6950
536.2549	536.2549	549.1290	528.8799
536.6101	536.6101	549.4796	529.0627
536.9642	536.9642	549.8260	529.2433
537.3173	537.3173	549.1681	529.4217
537.6694	537.6694	549.5059	529.5970
538.0205	538.0205	549.8393	529.7716
538.3706	538.3706	549.1681	529.9430
538.7197	538.7197	549.4923	530.1121
539.0678	539.0678	549.8117	530.2786
539.4149	539.4149	550.1264	530.4427
539.7610	539.7610	550.4360	530.6041
540.1061	540.1061	550.7407	530.7640
540.4502	540.4502	551.0403	530.9192
540.7933	540.7933	551.3346	531.0726
541.1364	541.1364	551.6237	531.2234
541.4785	541.4785	551.9074	531.3713
541.8196	541.8196	552.1857	531.5164
542.1597	542.1597	552.4580	531.6585
542.4988	542.4988	552.7255	531.7978
542.8369	542.8369	552.9869	531.9341
543.1740	543.1740	553.2429	532.0674
543.5101	543.5101	553.4923	532.1976
543.8452	543.8452	553.7361	532.3267
544.1793	544.1793	553.9740	532.4487
544.5124	544.5124	554.2057	532.5696
544.8445	544.8445	554.4310	532.6872
545.1756	545.1756	554.6500	532.8016
545.5057	545.5057	554.8640	532.9130
545.8348	545.8348	555.0700	533.0206
546.1629	546.1629	555.2713	533.1251
546.4890	546.4890	555.4652	533.2263
546.8141	546.8141	555.6527	533.3240
547.1382	547.1382	555.8330	533.4183
547.4613	547.4613	556.0070	533.5092
547.7834	547.7834	556.1740	533.5966
548.1045	548.1045	556.3350	533.6800

10.0000	540.6764	556.4445	543.7678
11.0000	540.7747	556.6474	543.8376
12.0000	540.8683	556.7742	543.9100
13.0000	540.9578	556.9117	543.9805
14.0000	541.0419	557.0383	544.0465
15.0000	541.1216	557.1579	544.1098
16.0000	541.1967	557.2725	544.1675
17.0000	541.2671	557.3761	544.2226
18.0000	541.3328	557.4745	544.2739
19.0000	541.3938	557.5659	544.3215
20.0000	541.4499	557.6501	544.3654
21.0000	541.5013	557.7272	544.4056
22.0000	541.5479	557.7971	544.4421
23.0000	541.5897	557.8597	544.4747
24.0000	541.6267	557.9152	544.5036
25.0000	541.6589	557.9634	544.5288
26.0000	541.6862	558.0043	544.5501
27.0000	541.7087	558.0380	544.5677
28.0000	541.7263	558.0644	544.5815
29.0000	541.7390	558.0836	544.5914
30.0000	541.7469	558.0954	544.5976
31.0000	541.7500	558.1000	544.6000
31.1225	541.7500	558.1000	544.6000

tabla IV-19

.....

TEMPERATURES 400-410 (C)

מגילת 111

-91.1225	509.0000	509.0000	509.0000
-91.1225	509.3765	509.3765	509.1237
-91.1225	512.3960	510.0071	510.1725
-92.1225	515.4260	510.4307	511.2246
-94.1225	518.4590	511.8509	512.2720
-97.1225	521.4940	512.7770	513.3261
-98.1225	524.5300	513.7105	514.3820
-99.1225	527.5673	514.6493	515.4417
-94.1225	530.6030	515.5917	516.5024
-93.1225	533.6375	516.5434	517.5640
-92.1225	536.6692	517.4982	518.6284
-91.1225	539.6974	518.4577	519.6929
-90.1225	542.7210	519.4210	520.7581
-79.1225	545.7400	520.3902	521.8210
-78.1225	548.7530	521.3622	522.8890
-77.1225	551.7600	522.3379	523.9542
-76.1225	554.7570	523.3170	525.0187
-75.1225	557.7472	524.2987	526.0822
-74.1225	560.7270	525.2841	527.1445
-73.1225	563.6963	526.2710	528.2052
-72.1225	566.6542	527.2609	529.2640
-71.1225	569.6009	528.2523	530.3209
-70.1225	572.5374	529.2452	531.3740
-69.1225	575.4509	530.2390	532.4230
-68.1225	578.3505	531.2347	533.4730
-67.1225	581.2420	532.2310	534.5190
-66.1225	584.1187	533.2280	535.5607
-65.1225	586.9875	534.2243	536.5997
-64.1225	589.8420	535.2190	537.6362
-63.1225	592.6860	536.2120	538.6700
-62.1225	595.5210	537.2030	539.7000
-61.1225	598.3410	538.1900	540.7260
-60.1225	601.1480	539.1730	541.7480
-59.1225	603.9450	540.1530	542.7660
-58.1225	606.7320	541.1300	543.7800
-57.1225	609.5090	542.1040	544.7900
-56.1225	612.2760	543.0750	545.7960
-55.1225	615.0330	544.0430	546.7980
-54.1225	617.7800	545.0080	547.7960
-53.1225	620.5170	545.9700	548.7900
-52.1225	623.2440	546.9290	549.7800
-51.1225	625.9610	547.8850	550.7660
-50.1225	628.6680	548.8380	551.7480
-49.1225	631.3650	549.7880	552.7260
-48.1225	634.0520	550.7350	553.7000
-47.1225	636.7290	551.6790	554.6700
-46.1225	639.3960	552.6200	555.6360
-45.1225	642.0530	553.5580	556.5980
-44.1225	644.7000	554.4930	557.5560
-43.1225	647.3370	555.4250	558.5100
-42.1225	650.0000	556.3540	559.4600
-41.1225	652.6470	557.2800	560.4060
-40.1225	655.2880	558.2030	561.3480
-39.1225	657.9230	559.1230	562.2860
-38.1225	660.5520	560.0400	563.2200
-37.1225	663.1750	560.9540	564.1500
-36.1225	665.7920	561.8650	565.0760
-35.1225	668.4030	562.7730	566.0000
-34.1225	671.0080	563.6780	566.9200
-33.1225	673.6070	564.5800	567.8360
-32.1225	676.2000	565.4790	568.7480
-31.1225	678.7870	566.3750	569.6560
-30.1225	681.3680	567.2680	570.5600
-29.1225	683.9430	568.1580	571.4600
-28.1225	686.5120	569.0450	572.3560
-27.1225	689.0750	569.9290	573.2480
-26.1225	691.6320	570.8100	574.1360
-25.1225	694.1830	571.6880	575.0200
-24.1225	696.7280	572.5630	575.9000
-23.1225	699.2670	573.4350	576.7760
-22.1225	701.8000	574.3040	577.6480
-21.1225	704.3270	575.1700	578.5160
-20.1225	706.8480	576.0330	579.3800

-100,000	620,8817	549,2179	552,4804
-99,000	622,1143	550,8907	553,3018
-98,000	623,4151	551,8438	554,2138
-97,000	625,7046	552,7013	555,1162
-96,000	629,1109	553,7180	556,0087
-95,000	631,4215	554,6488	556,4911
-94,000	633,6700	555,5732	557,7630
-93,000	635,9195	556,4912	558,6242
-92,000	637,1156	557,4023	559,4745
-91,000	639,2752	558,3064	560,3136
-90,000	642,3977	559,2030	561,1412
-89,000	644,4824	560,0920	561,9572
-88,000	646,5288	560,9732	562,7612
-87,000	648,5361	561,8462	563,5531
-86,000	650,5041	562,7108	564,3325
-85,000	652,4312	563,5667	565,0993
-84,000	654,3144	564,4137	565,8532
-83,000	656,1645	565,2516	566,5941
-82,000	657,9884	566,0800	567,3216
-81,000	659,7205	566,8988	568,0356
-80,000	661,4484	567,7076	568,7359
-79,000	673,1236	568,5063	569,4222
-78,000	674,7548	569,2946	570,0944
-77,000	676,3417	570,0723	570,7522
-76,000	677,8837	570,8392	571,3955
-75,000	679,3805	571,5949	572,0241
-74,000	680,8314	572,3394	572,6377
-73,000	682,2361	573,0723	573,2362
-72,000	683,5943	573,7935	573,8194
-71,000	684,9054	574,5027	574,3872
-70,000	686,1691	575,1998	574,9393
-69,000	687,3851	575,8844	575,4757
-68,000	688,5529	576,5565	575,9961
-67,000	689,6722	577,2159	576,5004
-66,000	690,7427	577,8622	576,9884
-65,000	691,7640	578,4954	577,4601
-64,000	692,7359	579,1152	577,9152
-63,000	693,6581	579,7215	578,3530
-62,000	694,5303	580,3140	578,7752
-61,000	695,3522	580,8927	579,1799
-60,000	696,1236	581,4573	579,5676
-59,000	696,8442	582,0077	579,9380
-58,000	697,5139	582,5436	580,2912
-57,000	698,1325	583,0650	580,6270
-56,000	698,6997	583,5717	580,9454
-55,000	699,2154	584,0636	581,2462
-54,000	699,6795	584,5404	581,5293
-53,000	700,0917	585,0020	581,7946
-52,000	700,4521	585,4484	582,0421
-51,000	700,7664	585,8794	582,2718
-50,000	701,0166	586,2946	582,4834
-49,000	701,2206	586,6945	582,6770
-48,000	701,3724	587,0784	582,8526
-47,000	701,4718	587,4465	583,0100
-46,000	701,5190	587,7985	583,1492
-45,000	701,5138	588,1344	583,2701
-44,000	701,4562	588,4541	583,3720
-43,000	701,3483	588,7574	583,4572
-42,000	701,1802	589,0444	583,5233
-41,000	700,9650	589,3149	583,5701

55.	573.4923	573.4923	553.4954
56.	573.4957	573.4957	553.4957
57.	573.4982	573.4982	552.5661
58.	573.4993	573.4993	551.6371
59.	573.5008	573.5008	550.6999
60.	573.5032	573.5032	549.7547
61.	573.5037	573.5037	548.7993
62.	573.5052	573.5052	547.8364
63.	573.5081	573.5081	546.8668
64.	573.5115	573.5115	545.8892
65.	573.5151	573.5121	544.9042
66.	573.5179	573.5023	543.9125
67.	573.5187	573.5024	542.9142
68.	573.5188	573.4941	541.9297
69.	573.5187	573.4761	540.9492
70.	573.5182	572.4542	539.9631
71.	573.5173	571.4337	538.9615
72.	573.5162	570.4094	537.9344
73.	573.5147	569.9974	536.8835
74.	573.5125	569.1079	535.7677
75.	572.4997	568.2135	534.7277
76.	571.4759	567.1000	533.6600

tabla IV-20

COMENTARIOS Y CONCLUSIONES

En la presente sección haremos una comparación de los - resultados obtenidos en el Capítulo IV y los publicados para el reactor de Shippingport. Con esta finalidad a continuación se presenta un resumen de dichos resultados:

	Valores Publicados	Valores Calculados
Masa crítica (región II)	28.7 Kgs. U^{235}	7.833 Kgs. U^{235}
Forma del flujo de - neutrones	gráfica 1	gráfica IV-3
Relación de potencias entre las regiones de U nat. y U^{235} .	1.13	.57
Coefficiente de transferencia de calor en la región II	9060 BTU/hr-ft ² -°F	9764.46 BTU/hr-ft ² -°F
Temperatura máxima - Región II	580°F	591.34 °F
promedio del combustible Regiones I y III	1000 °F	701.51 °F

Analícemos los datos anteriores:

1).- Masa crítica.

Como se puede observar, los valores difieren sustancialmente entre sí. La razón de esta discrepancia radica en que los cálculos que se realizaron fueron con los valores de los parámetros del núcleo (k_{∞} , L_T , etc.) caliente-limpio, es decir, cuando el reactor apenas se ha llevado a la temperatura

73.	567,4563	574,4778	554,3954
72.	567,4563	573,7173	554,4457
71.	567,4563	572,9545	552,5661
70.	567,4563	572,2007	551,6374
69.	567,4563	571,5151	549,6999
68.	567,4563	571,7581	549,7537
67.	563,5433	569,8921	548,7993
66.	564,5542	569,2113	547,8364
65.	577,7741	568,4714	546,8656
64.	574,8715	567,6224	545,8697
63.	573,9501	566,8121	544,9042
62.	569,8339	565,9923	543,9125
61.	566,4667	565,1629	542,9142
60.	563,1165	564,3241	541,9097
59.	560,1350	563,4761	540,8992
58.	557,1532	562,6192	539,8831
57.	554,1621	561,7537	538,8615
56.	551,1622	560,8790	537,8349
55.	548,1547	559,9978	536,8035
54.	545,1475	559,1079	535,7677
53.	542,1274	558,2105	534,7277
52,1225	541,7505	558,1000	534,6000

tabla IV-20

COMENTARIOS Y CONCLUSIONES

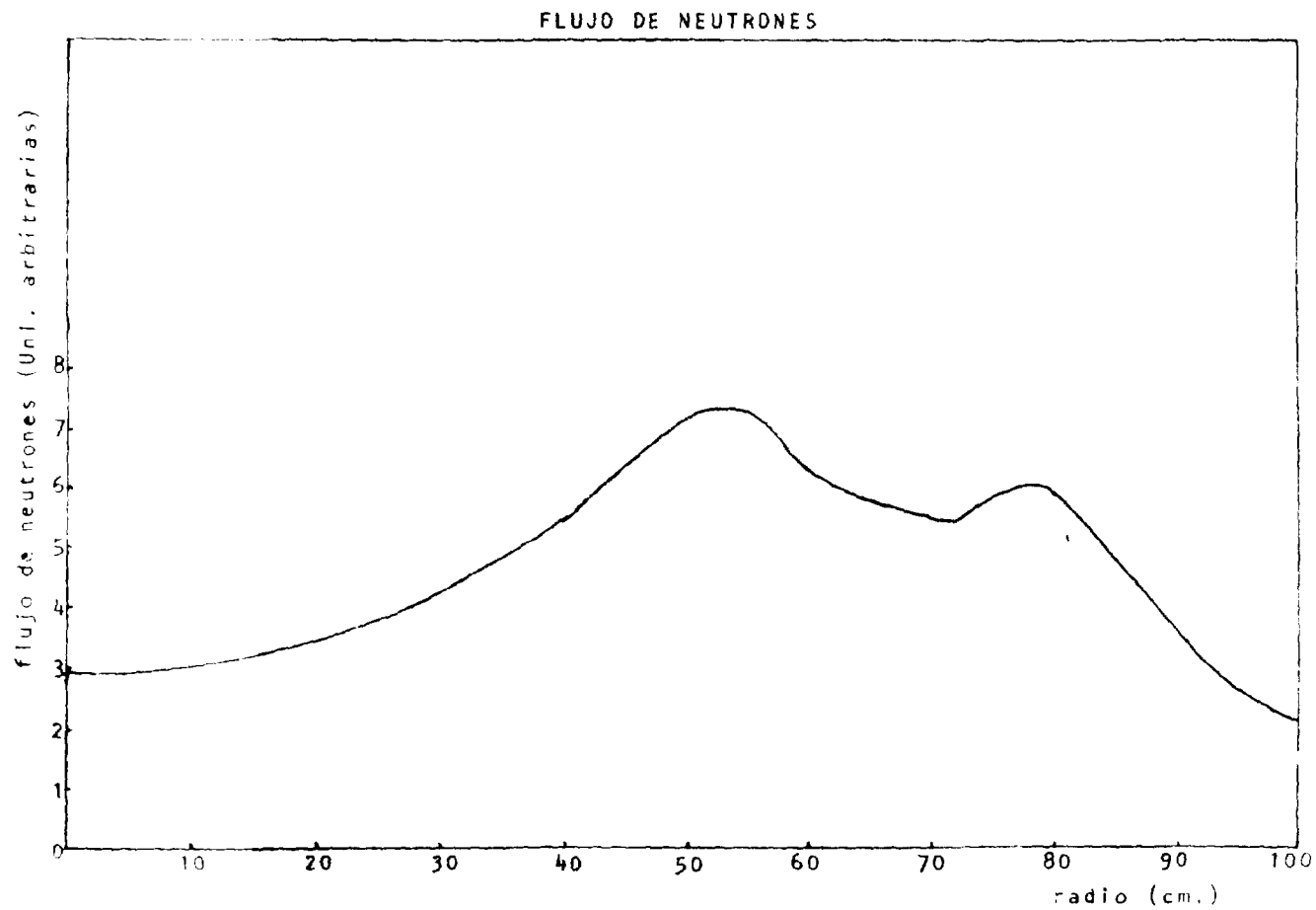
En la presente sección haremos una comparación de los - resultados obtenidos en el Capítulo IV y los publicados para el reactor de Shippingport. Con esta finalidad a continuación se presenta un resumen de dichos resultados:

	Valores Publicados	Valores Calculados
Masa crítica (región II)	28.7 Kgs. U^{235}	7.833 Kgs. U^{235}
Forma del flujo de - neutrones	gráfica 1	gráfica IV-3
Relación de potencias entre las regiones de U nat. y U^{235} .	1.13	.57
Coefficiente de transferencia de calor en la región II	9060 BTU/hr-ft ² -°F	9764.46 BTU/hr-ft ² -°F
Temperatura máxima - Región II	580°F	591.34 °F
promedio del combustible Regiones I y III	1000 °F	701.51 °F

Analizamos los datos anteriores:

1) - Masa crítica.

Como se puede observar, los valores difieren sustancialmente entre sí. La razón de esta discrepancia radica en que



gráfica 1

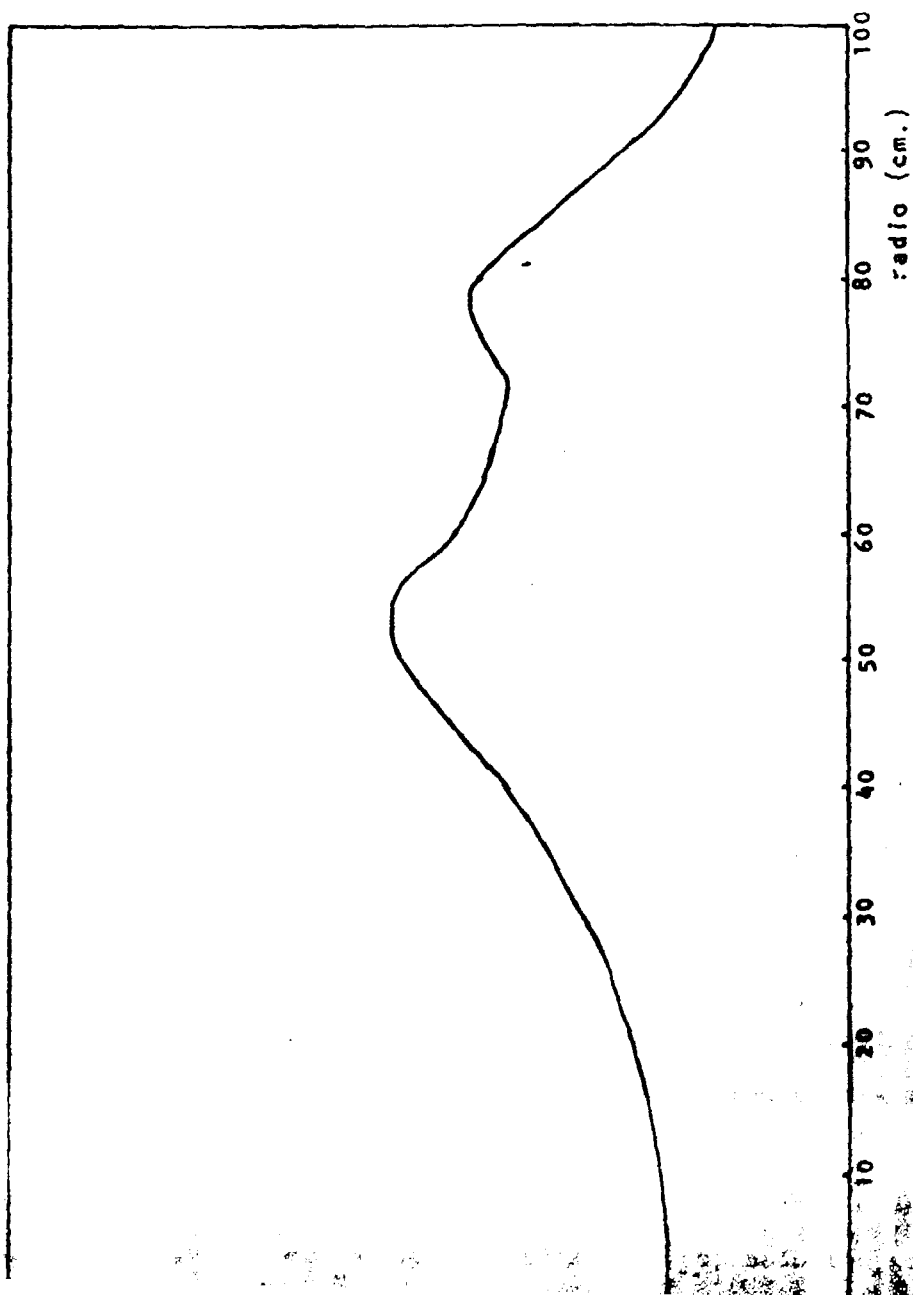
de operación y todavía no se han empezado a producir "venenos" dentro de los combustibles (Xe, Sm). Por otra parte la masa que está reportada se calcula con la configuración geométrica necesaria para la operación a potencia, que se encuentra determinada de antemano, mientras que en nuestro caso la configuración geométrica se encontró en base a los valores de los parámetros dados, por lo que no es posible establecer una relación entre dichos valores.

Para reproducir el cálculo publicado se podría hacer lo siguiente: en lugar de fijar los valores de las β -s en la ecuación IV-34 y determinar los valores de r_1 , r_2 , y r_3 , se puede proceder al revés, esto es, fijar los valores de r_1 , r_2 , y r_3 y determinar el valor de β_2 una vez que se han fijado los valores de β y β_4 . Sin embargo no se hizo así, ya que se desconoce la relación que hay entre los átomos del combustible y los del moderador y elementos estructurales y que es necesaria para la determinación de la masa de combustible de la región, una vez que se ha determinado el valor de k .

2).- Forma del flujo de neutrones.

La discrepancia en este caso se debe a dos razones: la primera y más importante es el hecho de que la geometría utilizada en nuestro cálculo no es la misma que la geometría utilizada en nuestro cálculo no es la misma que la geometría real del reactor de Shippingport y la segunda, a que se ignora el hecho de que los reactores de potencia utilizan "achataadores" de flujo, como son las barras de control y los llamados "venenos" que se encuentran en el refrigerante y dentro del núcleo mismo, cuya función consiste en absorber neu-

FLUJO DE NEUTRONES



gráfica 1

de operación y todavía no se han empezado a producir "venenos" dentro de los combustibles (Xe, Sm). Por otra parte la masa que está reportada se calcula con la configuración geométrica necesaria para la operación a potencia, que se encuentra determinada de antemano, mientras que en nuestro caso la configuración geométrica se encontró en base a los valores de los parámetros dados, por lo que no es posible establecer una relación entre dichos valores.

Para reproducir el cálculo publicado se podría hacer lo siguiente: en lugar de fijar los valores de las β -s en la ecuación IV-34 y determinar los valores de r_1 , r_2 , y r_3 , se puede proceder al revés, esto es, fijar los valores de r_1 , r_2 y r_3 , y determinar el valor de β_2 una vez que se han fijado los valores de β y β_1 . Sin embargo no se hizo así, ya que se desconoce la relación que hay entre los átomos del combustible y los del moderador y elementos estructurales y que es necesaria para la determinación de la masa de combustible de la región, una vez que se ha determinado el valor de k .

2).- Forma del flujo de neutrones.

La discrepancia en este caso se debe a dos razones: la primera y más importante es el hecho de que la geometría utilizada en nuestro cálculo no es la misma que la geometría utilizada en nuestro cálculo no es la misma que la geometría real del reactor de Shippingport y la segunda, a que se ignoró el hecho de que los neutrones de potencia se producen en la zona de combustible y no en la zona de moderador.

trones; generalmente estos achatadores son compuestos de boro que poseen una muy alta sección de absorción para neutrones.

3).- Relación de potencias.

La diferencia en la relación de potencias se debe a que el reactor que se tomó como modelo es del tipo "convertidor", esto es: que en la región de uranio natural se están produciendo, como resultado de la absorción de neutrones por el material fértil U^{238} , átomos de plutonio 239 que es un material fisible (como el U^{235}), que contribuyen a la generación de calor al fisionarse; fenómeno que no se tomó en cuenta. Tampoco se consideró en el cálculo, que el espectro de energías de los neutrones, como ya se mencionó en el Capítulo IV, abarca un rango bastante más amplio que las energías térmicas que fueron las que se consideraron, y que los neutrones con energías arriba de 1.5 Mevs. son capaces de producir fisiones en los átomos de U^{238} contribuyendo a la generación de calor. Los dos procesos mencionados ocasionan que la potencia generada en las regiones de U natural aumente.

4).- Coeficiente de transferencia de calor.

A primera vista podría parecer extraño que para este caso los valores, tanto el publicado como el calculado, concuerden bastante bien, aún cuando los resultados anteriores no lo hacen. Esta aparente contradicción se debe fundamentalmente a dos razones:

Primero, el valor de h es muy poco sensible a los cambios en la relación de potencia; esto lo podemos constatar si expresamos la dependencia funcional que existe entre h y

la relación de potencia (en la región II)

$$h = H \left[\frac{1}{1 + A} \right]^{.8}$$

donde A es la relación de potencia entre las regiones I-III a la región II y H es una constante que no depende de A. Si ahora tomamos la razón entre los valores de h para dos diferentes relaciones de potencia

$$\frac{h_1}{h_2} = \left[\frac{1 + A_2}{1 + A_1} \right]^{.8}$$

Suponiendo que $A_2/A_1 = 2$ y tomando $A_1 = .57$ obtenemos

$$\frac{h_1}{h_2} = 1.28$$

es decir, que una diferencia entre las relaciones de potencia del 100% sólo ocasiona un cambio del 28% en el valor de h. Esta poca sensibilidad de h a los cambios de A contribuye a que el enorme error obtenido en la relación de potencia no se refleje en el valor de h.

Segundo, los valores de la sección del canal de flujo y del perímetro mojado, que se usaron en las ecuaciones -- III-2 y IV-47, sólo son aproximaciones obtenidas en base a los esquemas simplificados con que se contaba; estos errores, se suponen, cancelan al error en la relación de potencia, -- ocasionando que el valor obtenido para h concuerda bastante bien con el valor publicado.

trones; generalmente estos achataadores son compuestos de boro que poseen una muy alta sección de absorción para neutrones.

3).- Relación de potencias.

La diferencia en la relación de potencias se debe a que el reactor que se tomó como modelo es del tipo "convertidor", esto es: que en la región de uranio natural se están produciendo, como resultado de la absorción de neutrones por el material fértil U^{238} , átomos de plutonio 239 que es un material fisible (como el U^{235}), que contribuyen a la generación de calor al fisionarse; fenómeno que no se tomó en cuenta. - Tampoco se consideró en el cálculo, que el espectro de energías de los neutrones, como ya se mencionó en el Capítulo IV, abarca un rango bastante más amplio que las energías térmicas que fueron las que se consideraron, y que los neutrones con energías arriba de 1.5 Mev. son capaces de producir fisiones en los átomos de U^{238} contribuyendo a la generación de calor. Los dos procesos mencionados ocasionan que la potencia generada en las regiones de U natural aumente.

4).- Coeficiente de transferencia de calor.

A primera vista podría parecer extraño que para este caso los valores, tanto el publicado como el calculado, concuerden bastante bien, aún cuando los resultados anteriores no lo hacen. Esta aparente contradicción se debe fundamentalmente a dos razones:

la relación de potencia (en la región II)

$$h = H \left[\frac{1}{1 + A} \right]^p$$

donde A es la relación de potencia entre las regiones I-III a la región II y H es una constante que no depende de A. Si ahora tomamos la razón entre los valores de h para dos diferentes relaciones de potencia

$$\frac{h_1}{h_2} = \left[\frac{1 + A_2}{1 + A_1} \right]^p$$

Suponiendo que $A_2/A_1 = 2$ y tomando $A_1 = .57$ obtenemos

$$\frac{h_1}{h_2} = 1.28$$

es decir, que una diferencia entre las relaciones de potencia del 100% sólo ocasiona un cambio del 28% en el valor de h. Esta poca sensibilidad de h a los cambios de A contribuye a que el enorme error obtenido en la relación de potencia no se refleje en el valor de h.

Segundo, los valores de la sección del canal de flujo y del perímetro mojado, que se usaron en las ecuaciones III-2 y IV-47, sólo son aproximaciones obtenidas a base de los esquemas simplificados con que se contaba; estos errores, se suponen, cambian el error en la relación de potencia, pero no afectan el valor de h obtenido para la conducción de agua.

5).- Temperatura máxima promedio en el combustible.

En el caso de la región II tenemos una buena aproximación, mientras que en las regiones I y III no lo es tanto. - Esto se debe a que aunque en el caso de la región II la potencia calculada es mayor que la que realmente se genera, - el aumento en el valor de h lo compensa, con lo que el resultado obtenido para la temperatura no se separa mucho del reportado; en cambio en las regiones I y III el error que se introduce en el cálculo de las potencias para cada una de las regiones es mayor, ya que en él intervienen dos relaciones de potencia, entre las regiones I-III y II y entre I y III, y suponemos que el error en los valores de los coeficientes de transferencia de calor ya es apreciable, produciendo que el valor para la temperatura se aleje apreciablemente del valor que consideramos verdadero. Esto último no es posible - corroborarlo, puesto que se desconocen tanto las relaciones de potencia entre la región I y la III como el valor de los coeficientes de transferencia de calor para estas regiones.

A pesar de las diferencias entre los resultados podemos concluir que lo que se ha obtenido es aceptable dentro de las aproximaciones hechas, y que el propósito fundamental de esta tesis se ha alcanzado, pues como ya se mencionó en un principio, no se trataba de realizar un diseño riguroso de un reactor nuclear, sino presentar un ejemplo de los pasos a seguir cuando se quieren calcular algunas de las cantidades de importancia de un sistema nuclear, haciendo notar el gran

número de problemas y restricciones que existen para su realización.

Puede ser de interés señalar y tratar de explicar algunos resultados, aparentemente curiosos, que se obtuvieron durante el desarrollo de los cálculos.

Estos resultados son los siguientes:

- La distancia que existe entre la frontera de la región I y el primer eigenvalor de r_2 , que satisface la ecuación IV-34, no depende, apreciablemente, del valor que se le dé a r_1 , dentro del rango considerado, tablas de la IV-1 a la IV-10.

- El valor que se obtiene para r_2 , una vez que se ha fijado r_1 , practicamente no depende del valor que tenga r_3 , dentro del rango considerado, como se puede observar de las tablas de IV-11 a la IV-17 .

La explicación de estos resultados es la siguiente: Debido a que las dimensiones radiales de las regiones I y III son muy grandes comparadas con la dimensión radial de la región II, es posible suponer que los neutrones que son producidos en un segmento de la región II y que salen de ella, difícilmente podrán llegar a una sección diferente de la misma región, pues serán absorbidos en las regiones I o III; esto sugiere que el problema se puede considerar análogamente al de un paralelepípedo en donde el ancho estaría dado por el perímetro de la región II, (Fig. 1).

5).- Temperatura máxima promedio en el combustible.

En el caso de la región II tenemos una buena aproximación, mientras que en las regiones I y III no lo es tanto. - Esto se debe a que aunque en el caso de la región II la potencia calculada es mayor que la que realmente se genera, - el aumento en el valor de h lo compensa, con lo que el resultado obtenido para la temperatura no se separa mucho del reportado; en cambio en las regiones I y III el error que se introduce en el cálculo de las potencias para cada una de las regiones es mayor, ya que en él intervienen dos relaciones de potencia, entre las regiones I-III y II y entre I y III, y suponemos que el error en los valores de los coeficientes de transferencia de calor ya es apreciable, produciendo que el valor para la temperatura se aleje apreciablemente del valor que consideramos verdadero. Esto último no es posible corroborarlo, puesto que se desconocen tanto las relaciones de potencia entre la región I y la III como el valor de los coeficientes de transferencia de calor para estas regiones.

A pesar de las diferencias entre los resultados podemos concluir que lo que se ha obtenido es aceptable dentro de las aproximaciones hechas, y que el propósito fundamental de esta tesis se ha alcanzado, pues como ya se mencionó en su principio, no se trataba de realizar un diseño riguroso.

número de problemas y restricciones que existen para su realización.

Puede ser de interés señalar y tratar de explicar algunos resultados, aparentemente curiosos, que se obtuvieron durante el desarrollo de los cálculos.

Estos resultados son los siguientes:

- La distancia que existe entre la frontera de la región I y el primer eigenvalor de r_2 , que satisface la ecuación IV-34, no depende, apreciablemente, del valor que se le dé a r_1 , dentro del rango considerado, tablas de la IV-1 a la IV-10.

- El valor que se obtiene para r_2 , una vez que se ha fijado r_1 , prácticamente no depende del valor que tenga r_1 , dentro del rango considerado, como se puede observar de las tablas de IV-11 a la IV-17.

La explicación de estos resultados es la siguiente: Debido a que las dimensiones radiales de las regiones I y III son muy grandes comparadas con la dimensión radial de la región II, es posible suponer que los neutrones que son producidos en un segmento de la región II y que salen de ella, difícilmente podrán llegar a una sección diferente de la misma región, pues serían absorbidos en las regiones I o III; esto sugiere que el problema se puede considerar análogamente al de un paralelepípedo en donde el neutro está dado por el perímetro de la región III.

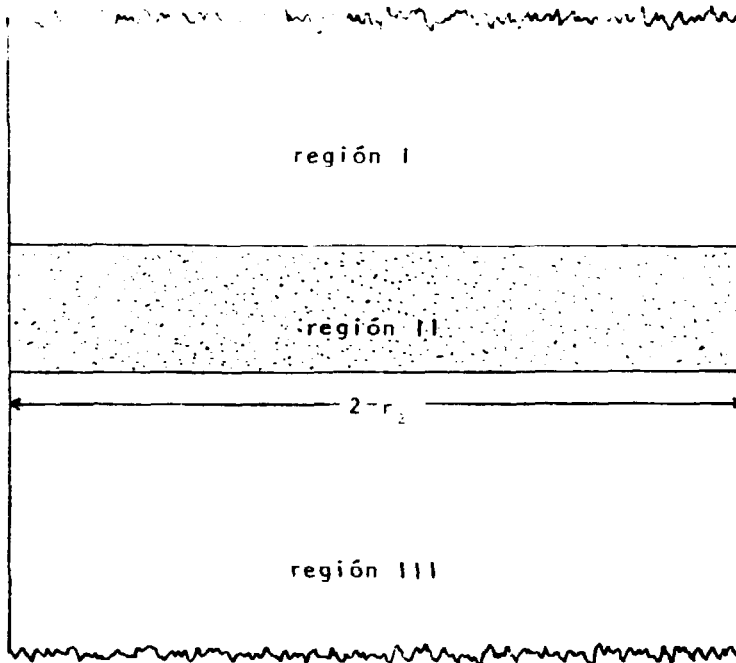


Figura 1.

Como una primera aproximación podemos calcular el espesor necesario para lograr la criticidad de una losa desnuda, de la misma composición de la región II en nuestro problema, para los anchos definidos por los valores de r_1 entre 20 y 90 centímetros.

Para lograr la criticidad es necesario que el Buckling material sea igual al geométrico. En este caso el Buckling - geométrico está dado por ⁽³⁵⁾

$$B^2 = \left(\frac{\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{b}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{c}\right)^2$$

donde a , b y c son el ancho, espesor y largo de nuestra losa, respectivamente. Sustituyendo el valor del ancho para $r_1 = 20$

cm., obtenemos

$$b_1 = 11.145 \text{ cm.}$$

Sustituyendo el ancho para $r_1 = 60 \text{ cm.}$

$$b_2 = 11.106 \text{ cm.}$$

por último para $r_1 = 90 \text{ cm.}$

$$b_3 = 11.104 \text{ cm.}$$

Como se puede observar, el cambiar el ancho de la losa no tiene casi ninguna influencia en el valor del espesor necesario para lograr la criticidad. Hay que hacer notar que el valor que se obtiene en esta aproximación está muy lejos del valor que se observa en los resultados del Capítulo IV, pero esto se debe a que no se tomaron en cuenta las dos regiones de uranio natural y la región de reflector, que implicaría realizar un trabajo análogo al realizado en la primera parte del Capítulo IV; sin embargo, esta analogía es suficiente para entender el resultado, aparentemente extraño, de que el ancho de la región II no dependa, para propósitos prácticos, del valor de r_1 .

El segundo resultado curioso se puede entender si nos damos cuenta de que en realidad la región que posee mayor importancia para lograr la criticidad del sistema es precisamente la región II, ya que en ella es donde se tiene la mayor concentración de U^{235} , por lo que variar el radio r_3 , en el rango que se consideró, no debe afectar apreciablemente el valor de r_2 . Otra forma de ver esto sería la siguiente: puesto que, como ya se mencionó, las dimensiones radiales de las regiones I y III son entre 10 y 30 veces mayores que la dimensión radial de la región II, es posible considerar que

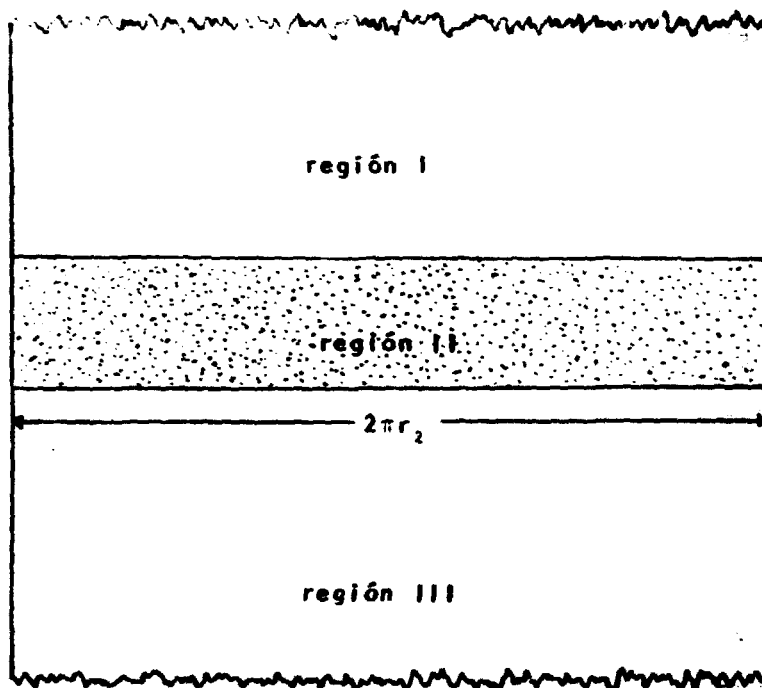


Figura 1.

Como una primera aproximación podemos calcular el espesor necesario para lograr la criticidad de una losa desnuda, de la misma composición de la región II en nuestro problema, para los anchos definidos por los valores de r , entre 20 y 90 centímetros.

Para lograr la criticidad es necesario que el Buckling material sea igual al geométrico. En este caso el Buckling - geométrico está dado por (35)

$$B^2 = \left(\frac{\pi}{L}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{b}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{c}\right)^2$$

cm., obtenemos

$$b_1 = 11.145 \text{ cm.}$$

Sustituyendo el ancho para $r_1 = 60 \text{ cm.}$

$$b_2 = 11.106 \text{ cm.}$$

por último para $r_1 = 90 \text{ cm.}$

$$b_3 = 11.104 \text{ cm.}$$

Como se puede observar, el cambiar el ancho de la losa no tiene casi ninguna influencia en el valor del espesor necesario para lograr la criticidad. Hay que hacer notar que el valor que se obtiene en esta aproximación está muy lejos del valor que se observa en los resultados del Capítulo IV, pero esto se debe a que no se tomaron en cuenta las dos regiones de uranio natural y la región de reflector, que implicaría realizar un trabajo análogo al realizado en la primera parte del Capítulo IV; sin embargo, esta analogía es suficiente para entender el resultado, aparentemente extraño, de que el ancho de la región II no dependa, para propósitos prácticos, del valor de r_1 .

El segundo resultado curioso se puede entender si nos damos cuenta de que en realidad la región que posee mayor importancia para lograr la criticidad del sistema es precisamente la región II, ya que en ella es donde se tiene la mayor concentración de U^{235} , por lo que variar el radio r_1 , en el rango que se consideró, no debe afectar apreciablemente el valor de k . Otra forma de ver esto sería la siguiente: -

la región II se encuentra en un medio prácticamente infinito, por lo que moverla hacia un lado u otro, que sería equivalente a variar r , dentro del rango que se tomó, evidentemente no tienen ningún efecto sobre dicha región.

A P E N D I C E I

En esta sección se presentan los listados de los programas de cómputo que se utilizan en el Capítulo IV para la obtención de los resultados en los diferentes cálculos.

a).- PROGRAMA "PRIN 1"

El objeto de este programa consiste en determinar la forma de variación de la ecuación IV-34, en función del radio r_2 , para diferentes juegos de valores de r_1 y r_3 . Los valores que se asignan a r_1 y r_3 son los siguientes:

r_1 se hace variar entre 20 cm. y 65 cm. con un paso de 5 cm. cada vez.

r_3 se hace variar entre 90 cm. y 96 cm. con un paso de 1 cm. cada vez.

En el programa principal se evalúan las partes de la ecuación IV-34 que dependen de r_1 , r_3 y R ; es decir el miembro derecho de dicha ecuación (en el programa denominado como H), y la expresión para $\Delta 3$ (en el programa DEL3); en la subrutina TRAS1 se calculan los valores de la ecuación IV-34 (en el programa F), barriendo r_2 entre los límites que determinan los valores de r_1 y r_3 ; las subrutinas BESJ, BESY, BESK, IO e INUE nos sirven para calcular los valores de las funciones de Bessel J, Y, K, I_0 e I_1 , respectivamente⁽³⁶⁾, y por último la subrutina FALLO sólo da la salida al programa por falla en cualquiera de las subrutinas para el cálculo de las funciones de Bessel.

la región II se encuentra en un medio prácticamente infinito, por lo que moverla hacia un lado u otro, que sería equivalente a variar r , dentro del rango que se tomó, evidentemente - no tienen ningún efecto sobre dicha región.

a) .- PROGRAMA "PRIN 1"

En el programa principal se evalúan las partes de la ecuación IV-34 que dependen de r_1 , r , y R ; es decir el miembro derecho de dicha ecuación (en el programa denominado como H), y la expresión para $\Delta 3$ (en el programa DEL3); en la subrutina TRASI se calculan los valores de la ecuación IV-34 (en el programa F), barriendo r , entre los límites que determinen los valores de r_1 y r ; las subrutinas DESJ, DESY, DESX, IO e INUX nos sirven para calcular los valores de las funciones de Bessel J , Y , I , K , y la función gamma Γ , y

Los valores de las variables de entrada al programa se dan a continuación:

RR1 - radio r_1 inicial	-	20.0
R3 - radio r_3 inicial	-	90.0
R - radio total R	-	117.793
BETA - β	-	} Datos en el Capítulo IV (ecs. de la IV-15 a la IV-18)
BETA2 - β_2	-	
BETA4 - β_4	-	
GAMA1 - Γ_1	-	.24809
GAMA2 - Γ_2	-	4.03068
GAMA3 - Γ_3	-	1.36604
EX - exactitud requerida en el resultado para la - función de Bessel J	-	.001

El listado del programa PRIN 1 se da a continuación:

PROGRAMA PRINCIPAL

CONFIDENTIAL 11:25 Page 1

[illegible]

1. The first step is to identify the problem or question that needs to be answered. This involves understanding the context and the specific requirements of the task.

```

1  (A1:=3*Y1+2*Z1+5*X1+1)
   IF (Y1 = 0) GOTO 4+ABS(X1),100
   Y1:=Y1+Y1*2+5*A1+5*Y1+5*Y1
   Z2:=5*A1+Y1+3*Y1*2+5*Y1*2+5*Y1
   Z1:=Y1*2
   GOTO (3,1,5)+Y1,Z2,0
2  IF 5*A1(1,5,1)+5*Y1*4,7,5*Y1*2=5*Y1*4,7,5*Y1,5*Y1,5*Y1*4,7,5*Y1)
   Z1:=Y1
   GOTO 4+ABS(X1),100
3  Z1:=Y1+5
4  Z1:=Y1
   Y3:=Y1+1
   Y1:=Y1
5  GOTO 1+3-
   CASE 2*Y1
   * 0

```


SUBROUTINA TRAS 1

11:05 PAGE 1

```

1000  GOTO 1001, 1002, 1003, 1004, 1005, 1006, 1007, 1008, 1009, 1010, 1011, 1012, 1013, 1014, 1015, 1016, 1017, 1018, 1019, 1020, 1021, 1022, 1023, 1024, 1025, 1026, 1027, 1028, 1029, 1030, 1031, 1032, 1033, 1034, 1035, 1036, 1037, 1038, 1039, 1040, 1041, 1042, 1043, 1044, 1045, 1046, 1047, 1048, 1049, 1050, 1051, 1052, 1053, 1054, 1055, 1056, 1057, 1058, 1059, 1060, 1061, 1062, 1063, 1064, 1065, 1066, 1067, 1068, 1069, 1070, 1071, 1072, 1073, 1074, 1075, 1076, 1077, 1078, 1079, 1080, 1081, 1082, 1083, 1084, 1085, 1086, 1087, 1088, 1089, 1090, 1091, 1092, 1093, 1094, 1095, 1096, 1097, 1098, 1099, 1100, 1101, 1102, 1103, 1104, 1105, 1106, 1107, 1108, 1109, 1110, 1111, 1112, 1113, 1114, 1115, 1116, 1117, 1118, 1119, 1120, 1121, 1122, 1123, 1124, 1125, 1126, 1127, 1128, 1129, 1130, 1131, 1132, 1133, 1134, 1135, 1136, 1137, 1138, 1139, 1140, 1141, 1142, 1143, 1144, 1145, 1146, 1147, 1148, 1149, 1150, 1151, 1152, 1153, 1154, 1155, 1156, 1157, 1158, 1159, 1160, 1161, 1162, 1163, 1164, 1165, 1166, 1167, 1168, 1169, 1170, 1171, 1172, 1173, 1174, 1175, 1176, 1177, 1178, 1179, 1180, 1181, 1182, 1183, 1184, 1185, 1186, 1187, 1188, 1189, 1190, 1191, 1192, 1193, 1194, 1195, 1196, 1197, 1198, 1199, 1200, 1201, 1202, 1203, 1204, 1205, 1206, 1207, 1208, 1209, 1210, 1211, 1212, 1213, 1214, 1215, 1216, 1217, 1218, 1219, 1220, 1221, 1222, 1223, 1224, 1225, 1226, 1227, 1228, 1229, 1230, 1231, 1232, 1233, 1234, 1235, 1236, 1237, 1238, 1239, 1240, 1241, 1242, 1243, 1244, 1245, 1246, 1247, 1248, 1249, 1250, 1251, 1252, 1253, 1254, 1255, 1256, 1257, 1258, 1259, 1260, 1261, 1262, 1263, 1264, 1265, 1266, 1267, 1268, 1269, 1270, 1271, 1272, 1273, 1274, 1275, 1276, 1277, 1278, 1279, 1280, 1281, 1282, 1283, 1284, 1285, 1286, 1287, 1288, 1289, 1290, 1291, 1292, 1293, 1294, 1295, 1296, 1297, 1298, 1299, 1300, 1301, 1302, 1303, 1304, 1305, 1306, 1307, 1308, 1309, 1310, 1311, 1312, 1313, 1314, 1315, 1316, 1317, 1318, 1319, 1320, 1321, 1322, 1323, 1324, 1325, 1326, 1327, 1328, 1329, 1330, 1331, 1332, 1333, 1334, 1335, 1336, 1337, 1338, 1339, 1340, 1341, 1342, 1343, 1344, 1345, 1346, 1347, 1348, 1349, 1350, 1351, 1352, 1353, 1354, 1355, 1356, 1357, 1358, 1359, 1360, 1361, 1362, 1363, 1364, 1365, 1366, 1367, 1368, 1369, 1370, 1371, 1372, 1373, 1374, 1375, 1376, 1377, 1378, 1379, 1380, 1381, 1382, 1383, 1384, 1385, 1386, 1387, 1388, 1389, 1390, 1391, 1392, 1393, 1394, 1395, 1396, 1397, 1398, 1399, 1400, 1401, 1402, 1403, 1404, 1405, 1406, 1407, 1408, 1409, 1410, 1411, 1412, 1413, 1414, 1415, 1416, 1417, 1418, 1419, 1420, 1421, 1422, 1423, 1424, 1425, 1426, 1427, 1428, 1429, 1430, 1431, 1432, 1433, 1434, 1435, 1436, 1437, 1438, 1439, 1440, 1441, 1442, 1443, 1444, 1445, 1446, 1447, 1448, 1449, 1450, 1451, 1452, 1453, 1454, 1455, 1456, 1457, 1458, 1459, 1460, 1461, 1462, 1463, 1464, 1465, 1466, 1467, 1468, 1469, 1470, 1471, 1472, 1473, 1474, 1475, 1476, 1477, 1478, 1479, 1480, 1481, 1482, 1483, 1484, 1485, 1486, 1487, 1488, 1489, 1490, 1491, 1492, 1493, 1494, 1495, 1496, 1497, 1498, 1499, 1500, 1501, 1502, 1503, 1504, 1505, 1506, 1507, 1508, 1509, 1510, 1511, 1512, 1513, 1514, 1515, 1516, 1517, 1518, 1519, 1520, 1521, 1522, 1523, 1524, 1525, 1526, 1527, 1528, 1529, 1530, 1531, 1532, 1533, 1534, 1535, 1536, 1537, 1538, 1539, 1540, 1541, 1542, 1543, 1544, 1545, 1546, 1547, 1548, 1549, 1550, 1551, 1552, 1553, 1554, 1555, 1556, 1557, 1558, 1559, 1560, 1561, 1562, 1563, 1564, 1565, 1566, 1567, 1568, 1569, 1570, 1571, 1572, 1573, 1574, 1575, 1576, 1577, 1578, 1579, 1580, 1581, 1582, 1583, 1584, 1585, 1586, 1587, 1588, 1589, 1590, 1591, 1592, 1593, 1594, 1595, 1596, 1597, 1598, 1599, 1600, 1601, 1602, 1603, 1604, 1605, 1606, 1607, 1608, 1609, 1610, 1611, 1612, 1613, 1614, 1615, 1616, 1617, 1618, 1619, 1620, 1621, 1622, 1623, 1624, 1625, 1626, 1627, 1628, 1629, 1630, 1631, 1632, 1633, 1634, 1635, 1636, 1637, 1638, 1639, 1640, 1641, 1642, 1643, 1644, 1645, 1646, 1647, 1648, 1649, 1650, 1651, 1652, 1653, 1654, 1655, 1656, 1657, 1658, 1659, 1660, 1661, 1662, 1663, 1664, 1665, 1666, 1667, 1668, 1669, 1670, 1671, 1672, 1673, 1674, 1675, 1676, 1677, 1678, 1679, 1680, 1681,
```

CALL BSND(02,1,001,1,PA,10)	PRIN 43
IF (IP, F...) CALL FABC(1,10)	PRIN 44
W1=SL(100)12100A1001100021	PRIN 45
W2=GA-A10011000021003121001011	PRIN 46
W=1/02	PRIN 47
WRITE(3,1,9)W1,W2,	PRIN471
100 FOMPA(1,1,101=1,14,7,50,102=1,14,7,50,103=1,14,7,7)	PRIN472
PI=PI	PRIN473
CALL FOS(P1,PI)	PRIN456
W1=1+5.	PRIN561
2 CO=1	PRIN 42
W3=1+1.	PRIN 63
W10001	PRIN 64
1 CONTINUE	PRIN 65
CALL EXIT	PRIN 66
END	PRIN 68

SUBROUTINA TRAS 1

1000 1000 1000 1000

11:05 PAGE 3

[illegible]

1	SHRINK TIME (FSU(X),N,10,0,IFB)	RESJ 1
2	CALCULATING VALORES DE LA FUNCION DE BESSEL J PARA EL ARGUMENTO	RESJ 101
3	DEL ARGUMENTO	RESJ 102
4	END	RESJ 3
5	IF(X)1,12,2,2	RESJ 4
6	IFB=1	RESJ 5
7	RETURN	RESJ 6
8	IF(X)3,3,3,3	RESJ 7
9	IFB=2	RESJ 8
10	RETURN	RESJ 9
11	IF(X-10)32,32,34	RESJ 10
12	IFTEST=20.0-10.0-X-273	RESJ 11
13	GO TO 30	RESJ 12
14	IFTEST=20.0-X/2	RESJ 13
15	IF(X-TEST)4,23,33	RESJ 14
16	IFB=4	RESJ 15
17	RETURN	RESJ 16
18	IFB=0	RESJ 17
19	NI=0+1	RESJ 18
20	DPREV=1	RESJ 19
21	IF(X-5)50,60,60	RESJ 20
22	MAX=6	RESJ 21
23	GO TO 70	RESJ 22
24	MAX=1.4+61/X	RESJ 23
25	MAX=1+IF(X)/4+2	RESJ 24
26	MZERO=MAX(0,MAX)	RESJ 25
27	MMAX=TEST	RESJ 26
28	DO 100 M=MZERO,MMAX,3	RESJ 27
29	FH1=1.0E-26	RESJ 28
30	END	RESJ 29
31	ALPHA=...	RESJ 30
32	IF(M-(M/2)*2)120,110,120	RESJ 31
33	110 JT=1	RESJ 32
34	GO TO 130	RESJ 33
35	120 JT=1	RESJ 34
36	130 M2=M-2	RESJ 35
37	DO 140 K=1,M2	RESJ 36
38	M2=M-K	RESJ 37
39	FMK=2.0E-26+FM1/X-FM	RESJ 38
40	FM=FM1	RESJ 39
41	FM1=FMK	RESJ 40
42	IF(M2-1)110,120,130	RESJ 41
43	140 FJARK	RESJ 42
44	150 JT=JT	RESJ 43
45	S=1+JT	RESJ 44
46	160 ALPHA=ALPHA+FMK*S	RESJ 45
47	FMK=2.0E-26+FM1/X-FM	RESJ 46
48	IF(M2-1)110,120,130	RESJ 47
49	170 FJARK	RESJ 48
50	180 ALPHA=ALPHA+FMK*S	RESJ 49
51	190 FJARK	RESJ 50
52	IF(ABS(FJ-CPREV)-ABS(CPREV))20,20,10	RESJ 51
53	200 PREV=FJ	RESJ 52

1. 2.

RESJ 53

RESJ 54

AC5J 55

SUBROUTINE BESJ(X,N,BJ,0,100)	BESJ 1
CALCULA LOS VALORES DE LA FUNCION DE BESSEL J PARA UN ARGUMENTO	BESJ101
UN DADO	BESJ102
FJ=	BESJ 3
IF(N)10,20,20	BESJ 4
10 IF=1	BESJ 5
RETURN	BESJ 6
20 IF(X)30,30,30	BESJ 7
30 IF=2	BESJ 8
RETURN	BESJ 9
31 IF(X-15.)32,32,34	BESJ 10
32 IFTEST=20.+17.*X-X0+2/3	BESJ 11
GO TO 36	BESJ 12
34 IFTEST=90.+X/2.	BESJ 13
36 IF(N-TEST)40,30,34	BESJ 14
38 IF=4	BESJ 15
RETURN	BESJ 16
40 IF=5	BESJ 17
N1=N+1	BESJ 18
APREV=0	BESJ 19
IF(X-5.)50,60,60	BESJ 20
50 MAX=0	BESJ 21
GO TO 70	BESJ 22
60 MAX=40X+60./X	BESJ 23
70 MAX=IFIX(X)/4+2	BESJ 24
WRITE(MAX)('A',MB)	BESJ 25
MAX=TEST	BESJ 26
DO 100 N=1,MAX,3	BESJ 27
FH1=1.0E-26	BESJ 28
FH=0	BESJ 29
ALPHA=0	BESJ 30
TECH=(N/2)+2)120,110,120	BESJ 31
110 JTE=1	BESJ 32
GO TO 130	BESJ 33
120 JTE=1	BESJ 34
130 JTE=0	BESJ 35
DO 160 K=1,12	BESJ 36
MK=M-K	BESJ 37
MK=2.+FI(0AT(MK)+FH1/X-FH	BESJ 38
FH=FH1	BESJ 39
FH1=BMK	BESJ 40
IF(MK=0)110,140,130	BESJ 41
140 KJ=BMK	BESJ 42
140 JTE=JTE	BESJ 43
GO TO JTE	BESJ 44
160 ALPHA=ALPHA+BMK	BESJ 45
MK=2.+FH1/X-FH	BESJ 46
IF(MK=0)110,140,130	BESJ 47
170 KJ=BMK	BESJ 48
180 ALPHA=ALPHA+BMK	BESJ 49
KJ=JTE/ALPHA	BESJ 50
IF(ABS(JTE-APREV)-ABS(N+0.5))120,20,10	BESJ 51
100 APREV=JTE	BESJ 52

1. 001
2. 002
3. 003

RESJ 53
RESJ 54
RESJ 55

RESY 1
 RESY 1
 RESY 2
 RESY 3
 RESY 4
 RESY 5
 RESY 6
 RESY 7
 RESY 8
 RESY 9
 RESY 10
 RESY 11
 RESY 12
 RESY 13
 RESY 14
 RESY 15
 RESY 16
 RESY 17
 RESY 18
 RESY 19
 RESY 20
 RESY 21
 RESY 22
 RESY 23
 RESY 24
 RESY 25
 RESY 26
 RESY 27
 RESY 28
 RESY 29
 RESY 30
 RESY 31
 RESY 32
 RESY 33
 RESY 34
 RESY 35
 RESY 36
 RESY 37
 RESY 38
 RESY 39
 RESY 40
 RESY 41
 RESY 42
 RESY 43
 RESY 44
 RESY 45
 RESY 46
 RESY 47
 RESY 48
 RESY 49
 RESY 50

- 118 -

VS	BESY 52
VS	BESY 53
VS	BESY 54
VS	BESY 55
VS	BESY 56
VS	BESY 57
VS	BESY 58
VS	BESY 59
VS	BESY 60
VS	BESY 61
VS	BESY 62
VS	BESY 63
VS	BESY 64
VS	BESY 65
VS	BESY 66
VS	BESY 67
VS	BESY 68
VS	BESY 69
VS	BESY 70
VS	BESY 71
VS	BESY 72
VS	BESY 73

```

SUBROUTINE RESV(X, Y, IERR) RESV 1
CALCULA LA FUNCION DE BESSEL Y PARA UN ARGUMENTO DADO Y PARA UN ORDEN DADO RESV 2
      DADO RESV 3
      IF (L-1) 10, 10, 10 RESV 4
      IF (X) 10, 10, 10 RESV 5
      IF (X-4.7) 40, 40, 30 RESV 6
      Y1=4./X RESV 7
      Y2=Y1+Y1 RESV 8
      P0=(((-.1083337143)*Y2+.0000173565)*Y2-.0000487613)*Y2 RESV 9
      P1=(((-.1083337143)*Y2+.0000173565)*Y2+.3989423 RESV 10
      P2=(((-.1083337143)*Y2+.0000173565)*Y2+.3989423 RESV 11
      P3=(((-.1083337143)*Y2+.0000173565)*Y2+.3989423 RESV 12
      P4=(((-.1083337143)*Y2+.0000173565)*Y2+.3989423 RESV 13
      P5=(((-.1083337143)*Y2+.0000173565)*Y2+.3989423 RESV 14
      P6=(((-.1083337143)*Y2+.0000173565)*Y2+.3989423 RESV 15
      A=2./SQRT(X) RESV 16
      H=A*Y1 RESV 17
      C=X-.7653982 RESV 18
      Y3=A*P0*SI(C)+P1*CO(C) RESV 19
      Y1=A*P1*CO(C)+P2*SI(C) RESV 20
      GO TO 90 RESV 21
40: X=X/2. RESV 22
      X2=X*X RESV 23
      T=ALOG(XY)+.5772157 RESV 24
      SUM=0. RESV 25
      TFRM=T RESV 26
      Y=Y1 RESV 27
      DO 70 L=1, 10 RESV 28
      IF (L-1) 50, 50, 50 RESV 29
      SUM=SUM+1./FL*AT(L-1) RESV 30
40: FL=L RESV 31
      TS=T-SUM RESV 32
      TFRM=(TFRM+(-X2)/FL*02)*(1.-1./FL*05) RESV 33
70: Y=Y1+TFRM RESV 34
      TFRM=X*X*(T-.4) RESV 35
      SUM=X. RESV 36
      Y1=TFRM RESV 37
      DO 60 L=2, 10 RESV 38
      SUM=SUM+1./FL*AT(L-1) RESV 39
60: FL=L RESV 40
      FL1=FL-1. RESV 41
      TS=T-SUM RESV 42
      TFRM=(TFRM+(-X2)/(FL1*FL1))*((TS-.5/FL1)/(TS+.5/FL1)) RESV 43
40: Y1=Y1+TFRM RESV 44
      P12=.0360126 RESV 45
      Y=Y1+P12*Y1 RESV 46
      Y1=Y1+P12*Y1 RESV 47
40: IF (L-1) 10, 10, 10 RESV 48
      IF (L) 10, 10, 10 RESV 49
      Y=Y1 RESV 50
      GO TO 10 RESV 51

```

100-1141 2-1-73	RESY 52
100-1141 2-1-73	RESY 53
100-1141 2-1-73	RESY 54
100-1141 2-1-73	RESY 55
100-1141 2-1-73	RESY 56
100-1141 2-1-73	RESY 57
100-1141 2-1-73	RESY 58
100-1141 2-1-73	RESY 59
100-1141 2-1-73	RESY 60
100-1141 2-1-73	RESY 61
100-1141 2-1-73	RESY 62
100-1141 2-1-73	RESY 63
100-1141 2-1-73	RESY 64
100-1141 2-1-73	RESY 65
100-1141 2-1-73	RESY 66
100-1141 2-1-73	RESY 67
100-1141 2-1-73	RESY 68
100-1141 2-1-73	RESY 69
100-1141 2-1-73	RESY 70
100-1141 2-1-73	RESY 71
100-1141 2-1-73	RESY 72
100-1141 2-1-73	RESY 73

10000000	Y2=Y2+Y2	RESK 52
10000000	Y2=Y2+Y2	RESK 53
10000000	Y2=Y2+Y2	RESK 54
10000000	Y2=Y2+Y2	RESK 55
10000000	Y2=Y2+Y2	RESK 56
10000000	Y2=Y2+Y2	RESK 57
10000000	Y2=Y2+Y2	RESK 58
10000000	Y2=Y2+Y2	RESK 59
10000000	Y2=Y2+Y2	RESK 60
10000000	Y2=Y2+Y2	RESK 61
10000000	Y2=Y2+Y2	RESK 62
10000000	Y2=Y2+Y2	RESK 63
10000000	Y2=Y2+Y2	RESK 64
10000000	Y2=Y2+Y2	RESK 65
10000000	Y2=Y2+Y2	RESK 66
10000000	Y2=Y2+Y2	RESK 67
10000000	Y2=Y2+Y2	RESK 68
10000000	Y2=Y2+Y2	RESK 69
10000000	Y2=Y2+Y2	RESK 70
10000000	Y2=Y2+Y2	RESK 71
10000000	Y2=Y2+Y2	RESK 72
10000000	Y2=Y2+Y2	RESK 73
10000000	Y2=Y2+Y2	RESK 74
10000000	Y2=Y2+Y2	RESK 75

SUBROUTINE BESK(X,N,R,IERR)	BESK 1
CALCULA LOS VALORES DE LA FUNCION DE BESSEL PARA UN ORDEN Y UN	BESK 101
ARGUMENTO DADOS	BESK 112
DIMENSION T(12)	BESK 2
REAL	BESK 3
IF(N)11,11,11	BESK 4
10 IERR=1	BESK 5
RETURN	BESK 6
11 IF(N)12,12,21	BESK 7
12 IERR=2	BESK 8
RETURN	BESK 9
20 IF(X=170.)27,27,21	BESK 10
21 IERR=3	BESK 11
RETURN	BESK 12
22 IERR=4	BESK 13
IF(X=1.)30,36,25	BESK 14
25 A=EXP(-X)	BESK 15
REAL X	BESK 16
C=SQRT(2)	BESK 17
T(1)=C	BESK 18
DO 26 L=2,12	BESK 19
26 T(L)=T(L-1)*C	BESK 20
IF(L=1)27,29,27	BESK 21
27 G=MAX(1,2533141+.155664287*(1)+.0811128*(2)+.0913955*(3)	BESK 22
1+.1344596*(4)+.2299850*(5)+.3797410*(6)+.5247277*(7)	BESK 23
2+.557536*(8)+.4262633*(9)+.2184518*(10)+.0668097*(11)	BESK 24
3+.0201693*(12))C	BESK 25
IF(L=12)20,28,29	BESK 26
28 A=AC	BESK 27
RETURN	BESK 28
29 G1=AC(1,2533141+.4699927*(1)+.1469583*(2)+.1280427*(3)	BESK 29
1+.1736832*(4)+.2846180*(5)+.4594342*(6)+.6283381*(7)	BESK 30
2+.6632295*(8)+.5054239*(9)+.2581344*(10)+.0789961*(11)	BESK 31
3+.0108242*(12))C	BESK 32
IF(L=1)20,30,31	BESK 33
30 A=AG1	BESK 34
RETURN	BESK 35
31 DO 35 J=2,N	BESK 36
G=2.+(FLCAJ(J)-1.)*G1/X+G1	BESK 37
IF(G=1.7E3)133,33,32	BESK 38
32 IERR=4	BESK 39
GO TO 30	BESK 40
33 G=AC1	BESK 41
35 G1=77	BESK 42
36 A=AG1	BESK 43
RETURN	BESK 44
34 B=X/2.	BESK 45
A=.977287+AC(0)	BESK 46
C=0.0	BESK 47
IF(N=1)77,43,37	BESK 48
37 C=0.4	BESK 49
T2=0.	BESK 50
FACT=1.	BESK 51

1000	IF (A=0) THEN	DESK 52
1001	A=1.0/5.0	DESK 53
1002	A=1.0/5.0	DESK 54
1003	A=1.0/5.0	DESK 55
1004	A=1.0/5.0	DESK 56
1005	A=1.0/5.0	DESK 57
1006	A=1.0/5.0	DESK 58
1007	A=1.0/5.0	DESK 59
1008	A=1.0/5.0	DESK 60
1009	A=1.0/5.0	DESK 61
1010	A=1.0/5.0	DESK 62
1011	A=1.0/5.0	DESK 63
1012	A=1.0/5.0	DESK 64
1013	A=1.0/5.0	DESK 65
1014	A=1.0/5.0	DESK 66
1015	A=1.0/5.0	DESK 67
1016	A=1.0/5.0	DESK 68
1017	A=1.0/5.0	DESK 69
1018	A=1.0/5.0	DESK 70
1019	A=1.0/5.0	DESK 71
1020	A=1.0/5.0	DESK 72
1021	A=1.0/5.0	DESK 73
1022	A=1.0/5.0	DESK 74
1023	A=1.0/5.0	DESK 75

```

SUBROUTINE I (X,R1)
CALCULA LOS VALORES DE LA FUNCION DE BESSEL Y LA DERIVADA EN ARGUMENTO
DATA
R1=0.5(1)
IF (R1-3.75)1,1,2
1 Z=3.75/R1
R1=( (((((3.75-3)*Z+7.61753E-2)*Z+2.459712E-1)*Z+1.016749E2)*Z
+3.7599042E7)*Z+3.515623E7)*Z+1.
RETURN
2 Z=3.75/R1
R1=40*(R1)/5221*(R1)*((( (((3.92177E-3*Z-1.647633E-2)*Z
+2.435637E-2)*Z-2.751776E-2)*Z+7.16231E-3)*Z-1.57545E-3)*Z
+2.25310E-3)*Z+1.323592E-2)*Z+3.932423E-1)
RETURN
END

```

1 1
2 1 1
3 1 2
4 2
5 2
6 4
7 5
8 7
9 2
10 2
11 1
12 11
13 12
14 13
15 14

SUBROUTINE I (X,RI)	10	1
CALLS THE VALUES OF THE FUNCTION OF BESSEL IN EACH OF ARGUMENT	10	1.1
0.400	10	1.2
RI=0.0	10	2
IF (X-3.7501,1,2	10	3
1 2=0.707111915-2	10	4
RI=1.111114.5-13F-3+2*7.67748E-2)+2.659732E-1)+2+1.276743E0)+2	10	5
1 2=3.769042E0)+2+3.915423E0)+2+1.	10	7
RETURN	10	8
2 2=3.75/FIC	10	9
RI=EXP(PI)/5081(RIC)*(1+((13.92377F-3+2-1.647633F-2)+2	10	11
1 2=2.535371F-2)+2-2.255774F-2)+2+7.162311F-3)+2-1.57545F-3)+2	10	14
2 2=2.25311F-3)+2+1.324592E-2)+2+1.990423E-1)	10	12
END	10	13
END	10	14

1	DEFINIR LA FUNCIÓN DE Bessel I PARA X MAYORES 0	INUE 1
2	DEFINIR LA FUNCIÓN DE Bessel I PARA X MAYORES 0	INUE 101
3	DEFINIR LA FUNCIÓN DE Bessel I PARA X MAYORES 0	INUE 102
4	DEFINIR LA FUNCIÓN DE Bessel I PARA X MAYORES 0	INUE 2
5	DEFINIR LA FUNCIÓN DE Bessel I PARA X MAYORES 0	INUE 3
6	DEFINIR LA FUNCIÓN DE Bessel I PARA X MAYORES 0	INUE 4
7	DEFINIR LA FUNCIÓN DE Bessel I PARA X MAYORES 0	INUE 5
8	DEFINIR LA FUNCIÓN DE Bessel I PARA X MAYORES 0	INUE 6
9	DEFINIR LA FUNCIÓN DE Bessel I PARA X MAYORES 0	INUE 7
10	DEFINIR LA FUNCIÓN DE Bessel I PARA X MAYORES 0	INUE 8
11	DEFINIR LA FUNCIÓN DE Bessel I PARA X MAYORES 0	INUE 9
12	DEFINIR LA FUNCIÓN DE Bessel I PARA X MAYORES 0	INUE 10
13	DEFINIR LA FUNCIÓN DE Bessel I PARA X MAYORES 0	INUE 11
14	DEFINIR LA FUNCIÓN DE Bessel I PARA X MAYORES 0	INUE 12
15	DEFINIR LA FUNCIÓN DE Bessel I PARA X MAYORES 0	INUE 13
16	DEFINIR LA FUNCIÓN DE Bessel I PARA X MAYORES 0	INUE 14
17	DEFINIR LA FUNCIÓN DE Bessel I PARA X MAYORES 0	INUE 15
18	DEFINIR LA FUNCIÓN DE Bessel I PARA X MAYORES 0	INUE 16
19	DEFINIR LA FUNCIÓN DE Bessel I PARA X MAYORES 0	INUE 17
20	DEFINIR LA FUNCIÓN DE Bessel I PARA X MAYORES 0	INUE 18
21	DEFINIR LA FUNCIÓN DE Bessel I PARA X MAYORES 0	INUE 19
22	DEFINIR LA FUNCIÓN DE Bessel I PARA X MAYORES 0	INUE 20
23	DEFINIR LA FUNCIÓN DE Bessel I PARA X MAYORES 0	INUE 21
24	DEFINIR LA FUNCIÓN DE Bessel I PARA X MAYORES 0	INUE 22
25	DEFINIR LA FUNCIÓN DE Bessel I PARA X MAYORES 0	INUE 23
26	DEFINIR LA FUNCIÓN DE Bessel I PARA X MAYORES 0	INUE 24
27	DEFINIR LA FUNCIÓN DE Bessel I PARA X MAYORES 0	INUE 25
28	DEFINIR LA FUNCIÓN DE Bessel I PARA X MAYORES 0	INUE 26
29	DEFINIR LA FUNCIÓN DE Bessel I PARA X MAYORES 0	INUE 27
30	DEFINIR LA FUNCIÓN DE Bessel I PARA X MAYORES 0	INUE 28
31	DEFINIR LA FUNCIÓN DE Bessel I PARA X MAYORES 0	INUE 29
32	DEFINIR LA FUNCIÓN DE Bessel I PARA X MAYORES 0	INUE 30
33	DEFINIR LA FUNCIÓN DE Bessel I PARA X MAYORES 0	INUE 31
34	DEFINIR LA FUNCIÓN DE Bessel I PARA X MAYORES 0	INUE 32
35	DEFINIR LA FUNCIÓN DE Bessel I PARA X MAYORES 0	INUE 33
36	DEFINIR LA FUNCIÓN DE Bessel I PARA X MAYORES 0	INUE 34
37	DEFINIR LA FUNCIÓN DE Bessel I PARA X MAYORES 0	INUE 35
38	DEFINIR LA FUNCIÓN DE Bessel I PARA X MAYORES 0	INUE 36
39	DEFINIR LA FUNCIÓN DE Bessel I PARA X MAYORES 0	INUE 37

b).- PROGRAMA "PRIN 2"

El objeto de este programa es determinar dentro de una cierta tolerancia el valor de r_2 , una vez que se han elegido los valores de r_1 y r_3 . La manera de realizarlo es la siguiente: se toma el intervalo en el cual la ecuación IV-34 cambia de signo, mandándose estos datos a la subrutina CONV, la que encuentra la raíz de la ecuación usando el método de Regula-Falsi⁽³⁷⁾.

Los valores de las variables de entrada son los mismos que en el programa PRIN 1, junto con:

TOL - tolerancia de la convergencia - .00001

A continuación se presenta el listado de este programa.

SUBROUTINE TRAS 2

176(14) 17-JAN-74 11169 PAGE 3

1	CALL TRAS(M,F)	TRAS 1
2	CALL TRAS(M,F,A2,GAS2,DEL3,M,EX)	TRAS 2
3	WRITE(4,100)	TRAS201
4	100 FORMAT(3X,'SUBROUTINE TRAS',/,30X,14(1H=),/,30X,14(1H=),/)	TRAS202
5	CALL TRAS	TRAS 3
6	CALL TRAS	TRAS 4
7	CALL TRAS(1,2,3,4,5,6,7,8,9,10)	TRAS 5
8	11(1R,3.1) CALL TRAS(1,10)	TRAS 6
9	CALL TRAS(1,2,3,4,5,6,7,8,9,10)	TRAS 7
10	12(1R,3.1) CALL TRAS(1,10)	TRAS 8
11	CALL TRAS(1,2,3,4,5,6,7,8,9,10)	TRAS 9
12	CALL TRAS(1,2,3,4,5,6,7,8,9,10)	TRAS 10
13	CALL TRAS(1,2,3,4,5,6,7,8,9,10)	TRAS 11
14	CALL TRAS(1,2,3,4,5,6,7,8,9,10)	TRAS 12
15	CALL TRAS(1,2,3,4,5,6,7,8,9,10)	TRAS 13
16	CALL TRAS(1,2,3,4,5,6,7,8,9,10)	TRAS 14
17	CALL TRAS(1,2,3,4,5,6,7,8,9,10)	TRAS 15
18	CALL TRAS(1,2,3,4,5,6,7,8,9,10)	TRAS 16
19	CALL TRAS(1,2,3,4,5,6,7,8,9,10)	TRAS 17
20	CALL TRAS(1,2,3,4,5,6,7,8,9,10)	TRAS 18
21	CALL TRAS(1,2,3,4,5,6,7,8,9,10)	TRAS101
22	CALL TRAS(1,2,3,4,5,6,7,8,9,10)	TRAS102
23	CALL TRAS(1,2,3,4,5,6,7,8,9,10)	TRAS103
24	CALL TRAS(1,2,3,4,5,6,7,8,9,10)	TRAS104
25	CALL TRAS(1,2,3,4,5,6,7,8,9,10)	TRAS105
26	CALL TRAS(1,2,3,4,5,6,7,8,9,10)	TRAS106
27	CALL TRAS(1,2,3,4,5,6,7,8,9,10)	TRAS107
28	CALL TRAS(1,2,3,4,5,6,7,8,9,10)	TRAS108
29	CALL TRAS(1,2,3,4,5,6,7,8,9,10)	TRAS109
30	CALL TRAS(1,2,3,4,5,6,7,8,9,10)	TRAS110
31	CALL TRAS(1,2,3,4,5,6,7,8,9,10)	TRAS111
32	CALL TRAS(1,2,3,4,5,6,7,8,9,10)	TRAS112
33	CALL TRAS(1,2,3,4,5,6,7,8,9,10)	TRAS113
34	CALL TRAS(1,2,3,4,5,6,7,8,9,10)	TRAS114
35	CALL TRAS(1,2,3,4,5,6,7,8,9,10)	TRAS115
36	CALL TRAS(1,2,3,4,5,6,7,8,9,10)	TRAS116
37	CALL TRAS(1,2,3,4,5,6,7,8,9,10)	TRAS117
38	CALL TRAS(1,2,3,4,5,6,7,8,9,10)	TRAS118
39	CALL TRAS(1,2,3,4,5,6,7,8,9,10)	TRAS119
40	CALL TRAS(1,2,3,4,5,6,7,8,9,10)	TRAS120

c) .- PROGRAMA "FLUX"

En este programa se calcula la variación del flujo de neutrones térmicos en función del radio del núcleo. En la primera parte del programa principal se determinan los valores de las constantes de acoplamiento de las ecuaciones para el flujo en cada región, es decir, $\alpha_1, \dots, \alpha_6$ (en el programa: ALFA1, ..., ALFA6) y en la segunda parte se calculan los valores del flujo (en el programa F(I)) para diferentes radios (en el programa R(I)).

Los valores de las variables de entrada son los mismos que en el caso del programa PRIN 1.

El listado de este programa es el siguiente:

```

C      JOAQUIN MORALES BOLIO PROGRAMA DE REACTORES, EXT. 251
C      CALCULA EL FLUJO DE NEUTRONES EN LA DIRECCION RADIAL
      DIMENSION R(150),F(150)
      HEAD(2,50)BETA,BETA2,BETA4,GAMA1,GAMA2,GAMA3,EX
50  FORMAT(8F10,0)
      P1=60.0*BETA
      P12=60.0*BETA2
      CALL IN(P1,R101)
      CALL INUF(P1,1,R101,R11)
      CALL RESJ(P12,0,RJ01,EX,IR)
      IF(IR.NE.0) CALL FALLO(1,IR)
      CALL RESJ(P12,1,RJ11,EX,IR)
      IF(IR.NE.0) CALL FALLO(1,IR)
      CALL RESY(P12,0,RY01,IR)
      CALL RESY(P12,0,RY01,IR)
      IF(IR.NE.0) CALL FALLO(2,IR)
      CALL RESY(P12,1,RY11,IR)
      IF(IR.NE.0) CALL FALLO(2,IR)
      ALFA1=(GAMA1*RI1+RJ01+RI01+RJ11)/(BY01+RJ11+RY11+RJ01)
      ALFA2=(RI01-ALFA1*RY01)/RJ01
      P2=61.70942*BETA
      P22=61.70942*BETA2
      CALL RESJ(P22,0,RJ02,EX,IR)
      IF(IR.NE.0) CALL FALLO(1,IR)
      CALL RESJ(P22,1,RJ12,EX,IR)
      IF(IR.NE.0) CALL FALLO(1,IR)
      CALL RESY(P22,0,RY02,IR)
      IF(IR.NE.0) CALL FALLO(2,IR)
      CALL RESY(P22,1,RY12,IR)
      IF(IR.NE.0) CALL FALLO(2,IR)
      CALL IN(P2,B102)
      CALL INUF(P2,1,B102,RJ12)
      CALL RESK(P2,0,RK02,IR)
      IF(IR.NE.0) CALL FALLO(5,IR)
      CALL RESK(P2,1,RK12,IR)
      IF(IR.NE.0) CALL FALLO(5,IR)
      Z1=(GAMA2*B102)*(-ALFA2*RJ12-A1*FA1*RY12)-RT2*(A1*FA2*B102+ALFA1*RY0
12)
      Z2=RK12*B102+BK02*B12
      ALFA3=Z1/Z2
      ALFA4=(ALFA2*B102+ALFA1*RY02+ALFA3*BK02)/B102
      P3=94.9085*BETA
      P34=94.9085*BETA4
      P=117.793*BETA4
      CALL RESK(P,0,RK03,IR)
      IF(IR.NE.0) CALL FALLO(5,IR)
      CALL IN(P,R1)
      CALL IN(P3,B103)
      CALL RESK(P3,0,RK03,IR)
      IF(IR.NE.0) CALL FALLO(5,IR)
      CALL RESK(P34,0,RK034,IR)
      IF(IR.NE.0) CALL FALLO(5,IR)

```

```

FLUX101
FLUX 2
FLUX 3
FLUX 4
FLUX401
FLUX402
FLUX403
FLUX404
FLUX405
FLUX406
FLUX407
FLUX408
FLUX409
FLUX409
FLUX410
FLUX411
FLUX412
FLUX413
FLUX414
FLUX415
FLUX416
FLUX417
FLUX418
FLUX419
FLUX420
FLUX421
FLUX422
FLUX423
FLUX424
FLUX425
FLUX426
FLUX427
FLUX428
FLUX429
FLUX430
FLUX431
FLUX432
FLUX433
FLUX434
FLUX435
FLUX436
FLUX437
FLUX438
FLUX439
FLUX440
FLUX441
FLUX442
FLUX443
FLUX444
FLUX445
FLUX446
FLUX447

```

```

I3=ALFA4*B103-ALFA3*BK03
Z4=BK034-(BK031034/B1)
ALFA5=Z3/Z4
ALFA6=(ALFA5*BK)/B1
DO 1 I=1,150
  R(I)=0.
1 F(I)=0.
  DO 2 I=1,61
    R1=R(I)*BETA
    CALL IO(N1,F(I))
    R(I+1)=R(I)+1.
2 CONTINUE
  R(62)=60.25
  DO 3 I=62,67
    R2=R(I)*BETA2
    CALL DESJ(R2,0,RJ2,EX,IR)
    IF(IR.NE.0) CALL FALLO(1,IR)
    CALL DESJ(R2,0,RJ2,IR)
    IF(IR.NE.0) CALL FALLO(2,IR)
    F(I)=ALFA2+RJ2+ALFA1*BY2
    R(I+1)=R(I)+0.25
3 CONTINUE
  R(69)=62.0
  DO 4 I=69,101
    R3=R(I)*BETA
    CALL IO(N3,BI3)
    CALL DESK(R3,0,BK3,IR)
    IF(IR.NE.0) CALL FALLO(5,IR)
    F(I)=ALFA4+B13-ALFA3*BK3
    R(I+1)=R(I)+1.
4 CONTINUE
  R(103)=95.0
  DO 5 I=103,125
    R4=R(I)*BETA4
    CALL IO(N4,BI4)
    CALL DESK(R4,0,BK4,IR)
    IF(IR.NE.0) CALL FALLO(5,IR)
    F(I)=ALFA6+B14+ALFA5*BK4
    R(I+1)=R(I)+1.
5 CONTINUE
  R(126)=61.70962
  F(126)=ALFA2+RJ02+ALFA1*BY02
  R(127)=96.9905
  F(127)=ALFA4+B103-ALFA3*BK03
  R(128)=117.703
  F(128)=ALFA6+B11+ALFA5*BK1
  WRITE(3,100)
100 FORMAT(103,'R',101,'F(R)',151,'R',141,'F(R)',151,'R',141,'F(R)',/,
  1X,170('R'),//)
  WRITE(3,200),(0(I),F(I),I=1,150)
200 FORMAT(151,'R',E10.7)
  CALL EXIT
  END

```

FLUX448
 FLUX449
 FLUX450
 FLUX451
 FLUX 5
 FLUX 6
 FLUX 7
 FLUX 10
 FLUX 11
 FLUX 12
 FLUX 14
 FLUX 15
 FLUX151
 FLUX 16
 FLUX 17
 FLUX 18
 FLUX 19
 FLUX 20
 FLUX 21
 FLUX 22
 FLUX 23
 FLUX 24
 FLUX241
 FLUX 25
 FLUX 26
 FLUX 27
 FLUX 28
 FLUX 29
 FLUX 30
 FLUX 31
 FLUX 32
 FLUX321
 FLUX 33
 FLUX 34
 FLUX 35
 FLUX 36
 FLUX 37
 FLUX 38
 FLUX 39
 FLUX 40
 FLUX 41
 FLUX 42
 FLUX 43
 FLUX 44
 FLUX 45
 FLUX 46
 FLUX 47
 FLUX 48
 FLUX 49

d).- PROGRAMA "CONS"

Este programa encuentra los valores de las ecuaciones:-
IV-41 (en el programa W), IV-42 (en el programa W12), IV-43
(en el programa POTS), IV-44 (en el programa POTB1) y IV-45
(en el programa POTB2).

Los valores de las variables de entrada son los mismos
que para el programa PRIN 1.

El listado de este programa se da a continuación:

PROGRAMA PRINCIPAL

F43 V26(14) 7-FEB-74 13:05 PAGE 1

```

C JOAQUIN MORALES SOLIS PROGRAMA DE REACTORES. EXT. 251
C DETERMINACION DE LA RELACION DE POTENCIA ENTRE LA REGION DEL
C URANIO NATURAL Y EL URANIO ENRIQUECIDO. PARA UNAS DIMENSIONES Y
C UNA POTENCIA DADAS
      RFAD(2.50)BETA,BETA2,BETA4,GAMA1,GAMA2,GAMA3,EX
50  FORMAT(8F13.3)
      P1=60.3*BETA
      P12=60.3*BETA2
      CALL I3(P1,BI01)
      CALL INUE(P1,1,BI01,RI1)
      CALL RESJ(P12,3,BJ01,EX,IR)
      IF(IR.NE.0) CALL FALLO(1,IR)
      CALL RESJ(P12,1,BJ11,EX,IR)
      IF(IR.NE.0) CALL FALLO(1,IR)
      CALL RESY(P12,3,BY01,IR)
      IF(IR.NE.0) CALL FALLO(2,IR)
      CALL RESY(P12,1,BY11,IR)
      IF(IR.NE.0) CALL FALLO(2,IR)
      ALFA1=(GAMA1*RI1*BJ01-BI01*RI1)/(BY01*BJ11-BY11*BJ01)
      ALFA2=(3*BI1-ALFA1*BY01)/BJ01
      P2=61.70942*BETA
      P22=61.70942*BETA2
      CALL RESJ(P22,3,BJ02,EX,IR)
      IF(IR.NE.0) CALL FALLO(1,IR)
      CALL RESJ(P22,1,BJ12,EX,IR)
      IF(IR.NE.0) CALL FALLO(1,IR)
      CALL RESY(P22,3,BY02,IR)
      IF(IR.NE.0) CALL FALLO(2,IR)
      CALL RESY(P22,1,BY12,IR)
      IF(IR.NE.0) CALL FALLO(2,IR)
      CALL I3(P2,BI02)
      CALL INUE(P2,1,BI02,RI2)
      CALL RESK(P2,0,BK02,IR)
      IF(IR.NE.0) CALL FALLO(3,IR)
      CALL RESK(P2,1,BK12,IR)
      IF(IR.NE.0) CALL FALLO(3,IR)
      Z1=(GAMA2*BI02)*(-ALFA2*BJ12-ALFA1*BY12)-RI2*(ALFA2*BJ02+ALFA1*BY0
12)
      Z2=BK12*RI02+BK02*RI2
      ALFA3=Z1/Z2
      ALFA4=(ALFA2*BJ02+ALFA1*BY02+ALFA3*BK02)/BI02
      P3=94.9085*BETA
      P34=94.9085*BETA4
      P=117.793*BETA4
      CALL RESK(P,0,BK,IR)
      IF(IR.NE.0) CALL FALLO(4,IR)
      CALL I3(P,BI)
      CALL I3(P3,BI03)
      CALL I3(P34,BI034)
      CALL RESK(P3,0,BK03,IR)
      IF(IR.NE.0) CALL FALLO(4,IR)
      CALL RESK(P34,0,BK034,IR)
      IF(IR.NE.0) CALL FALLO(4,IR)

```

CONS 1
 CONS 2
 CONS 3
 CONS 4
 CONS 5
 CONS 6
 CONS 7
 CONS 8
 CONS 9
 CONS 10
 CONS 11
 CONS 12
 CONS 13
 CONS 14
 CONS 15
 CONS 16
 CONS 17
 CONS 18
 CONS 19
 CONS 20
 CONS 21
 CONS 22
 CONS 23
 CONS 24
 CONS 25
 CONS 26
 CONS 27
 CONS 28
 CONS 29
 CONS 30
 CONS 31
 CONS 32
 CONS 33
 CONS 34
 CONS 35
 CONS 36
 CONS 37
 CONS 38
 CONS 39
 CONS 40
 CONS 41
 CONS 42
 CONS 43
 CONS 44
 CONS 45
 CONS 46
 CONS 47
 CONS 48
 CONS 49
 CONS 50

```

73=ALFA4*RI33-ALFA3*9K33          CONS 58
74=9K34-(9K*41034/91)             CONS 51
ALFA5=23/24                         CONS 52
ALFA6=(ALFA3*9K)/31                CONS 53
CALL INUP(P3,1,RI03,RI13)          CONS 54
CALL RESK(P3,1,9K13,19)            CONS 55
IF(1R,NE,0) CALL FALLO(5,1R)       CONS 56
PP2=74.75*QETA                     CONS 57
CALL IN(PP2,5102P)                 CONS 58
CALL INUP(PP2,1,RI02P,RI2P)        CONS 59
CALL RESK(PP2,1,9K12P,1R)          CONS 60
IF(1R,NE,0) CALL FALLO(5,1R)       CONS 61
POT1=225.11                        CONS 62
RR0=25.367                         CONS 64
RR02=65.7595                       CONS 65
TEMP1=293.61                       CONS 66
TEMP2=547.24                       CONS 66
TEMP3=551.73                       CONS 66
TEMP4=545.25                       CONS 66
W1=94.90*(ALFA4*RI3+ALFA3*9K13)-74.75*(ALFA4*RI2P+ALFA3*9K12P) CONS 67
W2=74.75*(ALFA4*RI2P+ALFA3*9K12P)-61.78942*(ALFA4*RI2+ALFA3*9K12) CONS 68
W3=61.78942*(ALFA2*9J12+ALFA1*9Y12)-60.9*(ALFA2*9J11+ALFA1*9Y11) CONS 69
W4=((TEMP2/TEMP1)*.5)*RR02*W3/BETA2 CONS 70
W5=((TEMP2/TEMP1)*.5)*RR02*W2/BETA CONS 71
W6=((TEMP2/TEMP1)*.5)*60.0*RI01-((TEMP2/TEMP1)*.5)*W1-(RR0/BET CONS 72
14)                                  CONS 73
W=(W4+W5)/W6                        CONS 74
POT1=1./(1.+W)                     CONS 75
POT2=1.-POT1                       CONS 76
POTB=POT-POT1                      CONS 77
POTS=POTS+POT-POT2                 CONS 78
WRITE(3,67)                         CONS 78
67 FORMAT(//,32X,'DETERMINACION DE LA RELACION DE POTENCIAS ENTRE LAS CONS 79
1 REGIONES DE',//,32X,63(1H-),//,44X,'URANIO ENRIQUECIDO Y DE URANIO CONS 80
2 NATURAL',//,44X,38(1H-),//,//,26X,'DIMENSIONES DEL REACTOR',//,23X,' CONS 81
3 R1=60.0 CM.',5X,'R2=74.75 CM.',5X,'R3=94.9005 CM.',5X,'R=117.793 C CONS 82
4 M.',5X,'H=182.245 CM.',//,//,26X,'COMPOSICION',//,26X,'DE 0 A R1 CONS 83
5 URANIO NATURAL',//,26X,'DE R1 A R2 URANIO ENRIQUECIDO AL 93%',// CONS 84
6,26X,'DE R2 A R3 URANIO NATURAL',//,26X,'DE R3 A R AGUA LIGE CONS 85
7 RA',//)                           CONS 86
WRITE(3,78)POT1,W,POTB,POTS        CONS 87
78 FORMAT(20X,'POTENCIA TERMICA TOTAL',F9.8,1X,'HMT.',10X,'RELACION CONS 88
1 DE POTENCIAS',F7.4,//,26X,'POTENCIA EN EL U. NATURAL',F9.4,1X,'W CONS 89
2 NT.',//,26X,'POTENCIA EN EL U. ENRIQUECIDO',F9.4,1X,'HMT.',// CONS 90
3 H12=1-((TEMP2/TEMP1)*.5)*60.0*RI01/(((TEMP2/TEMP1)*.5)*W1) CONS 91
POTS2=POTS/(H12+1.)               CONS 92
POTS1=POTS-POTS2                  CONS 93
WRITE(3,89)H12,POTS1,POTS2        CONS 94
89 FORMAT(40X,'RELACION DE POTENCIAS ENTRE LAS REGIONES I Y III DE U. CONS 95
1 NATURAL',F7.4,//,26X,'POTENCIA EN LA REGION I',F9.4,1X,'HMT.',// CONS 96
2,26X,'POTENCIA EN LA REGION III',F9.4,1X,'HMT.',// CONS 97
3 CALL EXIT                          CONS 98
END                                CONS 99

```

3).- PROGRAMA "TEMP"

En este programa se calculan los valores de t_f y t_m para cada una de las regiones en las que se dividió el núcleo del reactor para este cálculo, los nombres asignados en el programa para cada una de estas temperaturas son los siguientes:

t_f en la región I - T11(J)
 t_f en la región II - T12(J)
 t_f en la región III - T13(J)
 t_m en la región I - TEMM1(J)
 t_m en la región II - TEMM2(J)
 t_m en la región III - TEMM3(J)
 Distancia axial desde el plano medio - Z(J).

Los valores de los parámetros de entrada son los siguientes:

S - Mitad del espesor del elemento combustible en la región II - 1.625×10^{-2} ft.
 C2 - espesor del encamisado del elemento combustible en la región II - 1.25×10^{-1} ft.
 H - altura de los elementos combustibles en todas las regiones - 182.245 cm.
 V2 - volumen del elemento combustible en la región II - 4.6493×10^{-3} ft.
 TR12- Temperatura de entrada del refrigerante a

TR22 - temperatura de salida del refrigerante
de la región II - 558.1 °F.

CONDF2- conductividad térmica del combustible
en la región II⁽³⁸⁾ - 16.7 BTU/hr-ft-
°F.

CONDC2- conductividad térmica del encamisado
del combustible en la región II⁽³⁸⁾ - 7.15 BTU/hr-ft-
°F.

HT2 - coeficiente de transferencia de calor
al refrigerante en la región II - 9764.462 BTU/hr-
ft²-°F.

QTOT2 - calor promedio generado por cada elemen_
to combustible en la región II - 254667.7498 BTU/
- hr.

PI - número π - 3.141592

R - radio del elemento combustible en las
regiones I y III - .03425 ft

C - espesor del encamisado de los elementos
combustibles en las regiones I y III - 4.5×10^{-3} ft

V - volumen del elemento combustible en las
regiones I y III - .0220349 ft³

TR11 - temperatura de entrada del refrigerante
a la región I - 509.0 °F

TR21 - temperatura de salida del refrigerante
a la región I - 541.75 °F

CONDF - conductividad térmica del combustible
en las regiones I y III⁽³⁸⁾ - 4.3 BTU/hr-ft-
°F.

CONDC - conductividad térmica del encamisado
del combustible en las regiones I y III⁽³⁸⁾ - 7.15 BTU/hr-ft-°F

HT1 - coeficiente de transferencia de calor
al refrigerante en la región I - 9764.462 BTU/hr-
ft²-°F.

QTOT1 - calor promedio generado por cada elemen
to combustible de la región I - 30426.4046 BTU/hr

TR13 - temperatura de entrada del refrigerante
a la región III - 509.0 °F

TR23 - temperatura de salida del refrigerante
de la región III - 534.6 °F

HT3 - coeficiente de transferencia de calor al
refrigerante en la región III 3031.865 BTU/hr
- ft²- °F.

QTOT3 - calor promedio generado por cada elemento
combustible en la región III 10181.0824 BTU/
- hr.

El listado del programa TEMP se muestra a continuación:

```
2///-2FX,'DISTANCIA AXIAL Z',17X,'TEMPERATURAS PROMEDIO (GF)',///,31 TEMP 51
3X,'REGLA',15X,'REGION I',15X,'REGION II',10X,'REGION III',///,24X, TEMP 52
400(10-),///)
WRITE(3,300),(Z(I),TEMHH1(I),TEMHS(I),TEMHB3(I),I=1,105) TEMP 53
CALL EXIT TEMP 54
TEMP 55
TEMP 56
```

A P E N D I C E I I

SIMBOLO	SIGNIFICADO	UNIDADES
l	distancia	
t _o	temperatura	
t	tiempo	
M	masa	
Q	calor	
e	energía	
a	ancho del canal de flujo	1
A	número de masa	- - -
A _r	área de la superficie de transferencia de calor	1 ²
A _{co}	sección del elemento combustible	1 ²
A _c	sección del canal de flujo	1 ²
b	largo del canal de flujo	1
c	espesor del encausado	1
C _p	calor específico	Q/M-t,
D	diámetro	1
D _e	diámetro equivalente	1
D _i	coeficiente de difusión	1
E _i	energía inicial de la partícula - inicialmente	•
E _f	energía final de la partícula in-	

SIMBOLO	SIGNIFICADO	UNIDADES
H_e	distancia extrapolada en la dirección Z.	l
H	altura del núcleo del reactor	l
k	coeficiente de conductividad - térmica	$Q/t-l-t_0$
k_f	coeficiente de conductividad - térmica del combustible	$Q/t-l-t_0$
k_c	coeficiente de conductividad térmica del encamisado	$Q/t-l-t_0$
k_∞	factor de multiplicación	
L	longitud axial	l
L_T^2	área de difusión térmica	l^2
\dot{m}	flujo de masa	M/t
Nu	número de Nusselt	- - -
N_0	número de Avogadro	átomos/mol-gramo
P	presión	$M/l-t^2$
Pe	perímetro mojado	l
Pr	número de Prandtl	- - -
q	razón de transferencia de calor	Q/t
q'''	razón de producción de calor - por unidad de volumen	$Q/t-l^3$
q_{sp}	calor que atraviesa la superficie del elemento combustible - placa	Q
q_{sc}	calor que atraviesa la superficie del elemento combustible ci	

SIMBOLO	SIGNIFICADO	UNIDADES
r	radio	l
R	radio del núcleo del Reactor	l
R_e	radio extrapolado	l
Re	número de Reynolds	- - -
s	mitad del espesor del elemento combustible placa	l
s_0	distancia entre dos barras de combustible adyacentes	l
T	temperatura absoluta	t_0
t_w	temperatura de la superficie de transferencia de calor	t_0
t_f	temperatura del cuerpo del re- frigerante	t_0
t_m	temperatura en el eje longitudi- nal del combustible	t_0
t_s	temperatura en la superficie - del combustible	t_0
t_c	temperatura en la superficie del encamisado	t_0
u	$\frac{E}{T}$ (letargia)	- - -
v	velocidad	l/t
V	volumen	l ³
w	flujo de masa	M/t

SÍMBOLO	SIGNIFICADO	UNIDADES
θ	ángulo de dispersión	radianes
μ	coseno de θ	- - -
η_0	coeficiente de viscosidad	M/t-l
σ	constante de Boltzman	1/t ₀
σ_f	sección microscópica de fisión	l ²
ρ	densidad	M/l ³
ξ	difusividad molecular al momento	Q/t-l-t ₀
ζ	difusividad molecular al calor	Q/t-l-t ₀
Σ_a	sección macroscópica de absorción	l ⁻¹
Σ_f	sección macroscópica de fisión	l ⁻¹
Σ_s	sección macroscópica de dispersión	l ⁻¹
Σ_t	sección macroscópica total	l ⁻¹

REFERENCIAS

- (1) Bell-Glasstone. NUCLEAR REACTOR THEORY. Van Nostrand 1970.
Capítulo I pág. 13
- (2) Ref. (1) Capítulo 3.
- (3) Lamarsch J. R. NUCLEAR REACTOR THEORY. Addison-Wesley -
1966. Capítulo 8.
- (4) Meghreblian & Holmes. REACTOR ANALYSIS. McGraw-Hill 1960.
Capítulo 7 pág. 364.
- (5) Ref. (2) capítulo 5.
- (6) Ref. (3) capítulo 9.
- (7) Rohsenow & Choi. HEAT, MASS and MOMENTUM TRANSFER. Pren-
tice-Hall 1961. Capítulo 5, pág. 88.
- (8) Ref. (7).
- (9) Ref. (7) pág. 92.
- (10) El-Wakil M. M. NUCLEAR HEAT TRANSPORT. International Text
book Company 1971. Capítulo 5, pág. 108.
- (11) Ref. (10) pág. 124.
- (12) Ref. (10) Capítulo 13 pág. 374.
- (13) Zemansky M. W. HEAT and THERMODYNAMICS. Mc.Graw-Hill 1957.
Capítulo 5 pág. 86.
- (14) Ref. (13) pág. 88.
- (15) Sears-Zemansky. FÍSICA GENERAL. Aguilar 1957. Capítulo 14
pág. 259.
- (16) Ref. (15) pág. 89.
- (17) Glasstone, Laidler, Lippert. NUCLEAR REACTOR THEORY. O. Van

- (18) Ref. (17).
- (19) Ref. (13) pág. 91.
- (20) Ref. (17) pág. 374.
- (21) Welty-Wilson-Wicks. FUNDAMENTALS of MOMENTUM, HEAT and -
MASS TRANSFER. Wiley International Edition 1969. Capitulo
11, pág. 146.
- (22) Ref. (21) Capítulo 20 pág. 345. -
- (23) Ref. (10) Capítulo 9, pág. 247.
- (24) I.A.E.A. DIRECTORY OF NUCLEAR REACTORS, vol. 1 Power Reac-
tors 1959. Shippingport Atomic Power Station, pág. 21.
- (25) A.E.C. The SHIPPINGPORT PRESSURIZED WATER REACTOR. Addison
Wesley 1958. Capítulo 4.
- (26) Ref. (17) Capítulo 3, pág. 123.
- (27) Ref. (3), Capítulo 9.
- (28) Cualquier libro de Cálculo Avanzado, p. ej. Arfken G. -
MATHEMATICAL METHODS FOR PHYSICISTS. Academic Press 1968.
Bessel Functions.
- (29) Ref. (3) Capítulo 8, pág. 258.
- (30) Ref. (3) Capítulo 8, pág. 255.
- (31) Bonilla Ch. F. NUCLEAR ENGINEERING. McGraw-Hill 1957. -
Capítulo 9, pág. 435.
- (32) Ref. (10) Apéndice E, Págs. 472-473.
- (33) Ref. (32) Capítulo 6, pág. 184.
- (34) A NUCLEONICS SPECIAL REPORT. Vol. 16, núm. 4, April 1958,
pág. 63.
- (35) Ref. (3) Capítulo 9, pág. 298.

**VERSION III, PROGRAMER'S MANUAL. International Business
Machines Corporation 1968. pág. 363-368.**

- (37) Carnahan B, Luther H.A., Wilkes J. O. APPLIED NUMERICAL
METHODS. Wiley International Edition 1968, pág. 178.**
- (38) Ref. (17) Apéndice pág. 814.**