

COMISION NACIONAL DE ENERGIA ATOMICA
GERENCIA DE ENERGIA

AJUSTE DEL PROGRAMA DE ABSORCION RESONANTE
"RAS". EXTENSION A LOS CASOS CON PARAMETROS
INTERMEDIOS FUERA DE RANGO

C. NOTARI

CNEA 129

DEPARTAMENTO DE REACTORES

COMISION NACIONAL DE ENERGIA ATOMICA
DIV. CALCULO Y ANALISIS DE REACTORES

AJUSTE DEL PROGRAMA DE ABSORCION RESONANTE
"RAS". EXTENSION A LOS CASOS CON PARAMETROS
INTERMEDIOS FUERA DE RANGO

C. NOTARI

CNEA Re 129

- ENERO DE 1977 -

INDICE

INTRODUCCION	PAG. 1
I) PROGRAMA PARA EL CALCULO DE INTEGRALES DE CAPTURA RESONANTE "RAS".	PAG. 3
II) COMPARACION CON RESULTADOS EXPERIMENTALES	PAG. 8
III) EFECTO DE INTERFERENCIA DE SCATTERING	PAG. 9
ANEXO I	PAG. 26
ANEXO II	PAG. 30
ANEXO III	PAG. 34

RESUMEN

En este trabajo se completa la revisión del programa de captura resonante "RAS" para su posterior utilización como programa de referencia de los códigos de celda.

Se analiza en detalle el efecto de interferencia de scattering en particular en los casos en que se obtienen parámetros intermedios fuera del rango (0-1). Se analizan también los criterios de selección de los parámetros extrapolados cuando no se obtienen soluciones únicas.

INTRODUCTION

Es importante disponer de un programa que calcule la absorción resonante en forma bastante precisa para utilizarlo como "referencia" o "patrón" de los métodos más groseros y rápidos que se incorporan a los programas para cálculos de celda.

Normalmente los programas de celda tienen una estructura de grupos particular y en cada uno de esos grupos la absorción resonante se calcula con fórmulas del tipo $a_i + b_i \sqrt{S_{eff}/M}$ donde cada geometría y composición particular es tomada en cuenta a través del radicando y la estructura resonante del absorbente está de alguna manera sintetizada en los valores de los parámetros a_i , b_i . O sea la biblioteca del programa de celda contiene para cada nucleído de absorción importante un juego de valores a_i , b_i para cada grupo de energía; además contiene un juego de valores α_i , β_i que permiten tener en cuenta el efecto Doppler a través de fórmulas más generales del tipo.

$$I_i = a_i + \alpha_i (\sqrt{T} - \sqrt{T_0}) + [b_i + \beta_i (\sqrt{T} - \sqrt{T_0})] \sqrt{S_{eff}/M}$$

El cálculo de los a_i , b_i , α_i , β_i se hace en cada grupo de energía con el programa antes mencionado, resolviendo resonancia por resonancia, si se trata de la zona resuelta, para lo cual es necesario entrar al programa un juego de datos para cada resonancia (Γ_M^i , Γ_γ^i , E_i , g^i etc...) o bien calculando en la región de energía donde no se dispone de datos resueltos (región estadística) y donde se utilizan generalmente parámetros promediales.

Los resultados que se obtienen con este programa de "referencia" dependen fundamentalmente de dos cosas: a) del método matemático que se emplea para resolver el problema de la absorción resonante. Estos métodos son muy variados y van desde la integración numérica de la ecuación de moderación hasta formulaciones analíticas más o menos sencillas que requieren relativamente poco tiempo de computadora. b) del conjunto de parámetros de resonancias utilizados. Estos parámetros normalmente se eligen de evaluaciones realizadas en centros importantes, donde se dispone de la infraestructura suficiente para recoger la información producida en los distintos laboratorios del mundo y hacer una

luación comparativa de la misma. (ej. KFK, ENL, etc....)

Aquí se trata de ajustar el programa de absorción resonante "RAS" para asegurar su bondad: como programa de "referencia" y para permitir su utilización en la obtención de los parámetros a_i , b_i , α_i , β_i , que se incorporan a la biblioteca del programa de celda.

I. PROGRAMA PARA EL CALCULO DE INTEGRALES DE CAPTURA RESONANTE "RAS"

Revisión de teoría y fórmulas utilizadas en el programa

Aquí se da solo una síntesis de lo que puede encontrarse desarrollado en referencias (1), (2), (3) y (4).

En este programa se utilizan básicamente la formulación de las resonancias intermedias de Goldstein que como puede verse en la literatura es una importante mejora respecto de los tratamientos clásicos NR (resonancia angosta) y WR (resonancia ancha).

Zona Resuelta:

a) Cálculos sin efecto Doppler: se calculan sucesivamente:

Sin interferencia de
scattering ($\Theta_{00}=0$)

$$\Theta_{00}^2 = 0$$

$$\beta_{00}^2 = 1 + \sigma_0 \Gamma_n / (\Gamma \times \sigma_p)$$

$$\xi_{00}^2 = \beta_{00}^2$$

$$I_0 = \frac{\pi}{2} \sigma_0 \Gamma_\sigma / E$$

$$\Theta = 0$$

$$\beta^2 = 1 + \sigma_0 (\Gamma_\sigma + \lambda \Gamma_n) / \Gamma (\lambda \sigma_p + \mu \Gamma_{\text{anti}} + \mu S)$$

$$I = I_0 / \beta$$

Con interferencia de
scattering ($\Theta_{00} \neq 0$)

$$\Theta_{00}^2 = g_0 \sigma_0 \Gamma_n / (\Gamma \times \sigma_p)$$

$$\beta_{00}^2 = 1 + \sigma_0 \Gamma_n / (\Gamma \times \sigma_p)$$

$$\xi_{00}^2 = \beta_{00}^2 - \Theta_{00}^2$$

$$I_0 = \frac{\pi}{2} \sigma_0 \Gamma_\sigma / E$$

$$\Theta = \lambda \sigma_p \Theta_{00} / (\lambda \sigma_p + \mu \Gamma_{\text{anti}} + \mu S)$$

$$\beta^2 = 1 + \sigma_0 (\Gamma_\sigma + \lambda \Gamma_n) / \Gamma (\lambda \sigma_p + \mu \Gamma_{\text{anti}} + \mu S)$$

$$\xi^2 = \beta^2 - \Theta^2$$

$$I = I_0 / \xi$$

b) Cálculos con efecto Doppler

Sin interferencia

$$(\theta_{00} = 0)$$

$$\theta_{00}^2 = 0$$

$$\beta_{00}^2 = 1 + \sigma_0 \Gamma_m / (\Gamma * \sigma_p)$$

$$\xi_{00}^2 = \beta_{00}^2 - \theta_{00}^2$$

$$I_0 = \sigma_0 \Gamma_\sigma / E$$

$$\theta = 0$$

$$\beta^2 = 1 + \sigma_0 (\Gamma_\sigma + \lambda \Gamma_m) / \Gamma (\lambda \sigma_p + \epsilon_i \sigma_{ami} + \mu S)$$

$$\xi^2 = \beta^2$$

$$\Omega = 1 / (\beta^2 - 1)$$

$$\phi = \left(\frac{4EA}{RT} \right)^{1/2}$$

$$J(\phi, \Omega) = \frac{\pi}{2} / (\Omega(c + \Omega))^{1/2}$$

$$I = I_0 * \Omega * J(\phi, \Omega)$$

Con interferencia

$$(\theta_{00} \neq 0)$$

$$\theta_{00}^2 = g_j \sigma_0 \Gamma_m / (\Gamma * \sigma_p)$$

$$\beta_{00}^2 = 1 + \sigma_0 \Gamma_m / (\Gamma * \sigma_p)$$

$$\xi_{00}^2 = \beta_{00}^2 - \theta_{00}^2$$

$$I_0 = \sigma_0 \Gamma_\sigma / E$$

$$\theta = \lambda \sigma_p \theta_{00} / (\lambda \sigma_p + \epsilon_i \sigma_{ami} + \mu S)$$

$$\beta^2 = 1 + \sigma_0 (\Gamma_\sigma + \lambda \Gamma_m) / \Gamma (\lambda \sigma_p + \epsilon_i \sigma_{ami} + \mu S)$$

$$\xi^2 = \beta^2 - \theta^2$$

$$\Omega = 1 / (\beta^2 - 1)$$

$$\phi = \left(\frac{4EA}{RT} \right)^{1/2} \quad i = 2\theta^2$$

$$J(\phi, \Omega, i) = \frac{\pi}{2} / (-2(1 + 2 - i))^{1/2} + \frac{\pi}{2} / (\Omega(c + 2))^{1/2} - \pi / (-2(1 + 2))$$

$$I = I_0 * \Omega * J(\phi, \Omega, i)$$

El cálculo de los parámetros intermedios λ , μ , ν se hace por un proceso iterativo.

Zona estadística

En la aproximación de resonancias angostas, la integral de resonancia en el rango no resuelto puede escribirse:

$$I = b \sigma_p \pi^2 / D \int_{E_1}^{E_2} \langle J(\theta, \phi) \rangle dE/E$$

donde

$$\langle J \rangle = \int_0^{\infty} P_\nu(y) J[\theta(y, E), \phi(y, E)] dy \quad y = \pi_{no} / \langle \pi_{no} \rangle$$

la función $P_\nu(y)$ es una distribución χ^2 -cuadrado con ν grados de libertad.

Para el cálculo de J se utiliza el método de STEEN mencionado en ref.(4)

En esta zona de altas energías es importante tener en cuenta la contribución de los neutrones de momento angular $l=1$. Esto se hace utilizando las mismas expresiones para I pero utilizando en cada caso los parámetros promediados respectivos. El ancho de scattering debe ser en este caso atenuado con un factor de penetración: $\pi'_1 = \pi'_{no} \times \sqrt{V_1} \times \sqrt{E}$

Nueva versión de RAS

A continuación se describe la nueva versión del programa, poniendo énfasis en las modificaciones con respecto a la versión descrita en ref. (3).

El programa consta de tres partes: programa principal, subrutina RES y subrutina ESTAD.

Programa principal: Aquí se leen los datos de entrada en la forma de namelist.

Parte de estos datos se transfieren a las dos subrutinas, por medio de dos Common, otros se transfieren por el argumento de la subrutina.

Se calculan también algunos parámetros geométricos y se imprimen los resultados.

Subrutina RES: Hace el cálculo de las integrales de resonancias resueltas con el método de resonancias intermedias.

Se ha modificado el método de iteración incluyendo iteraciones internas del parámetro intermedio λ . De este cambio se habla en la sección III.

Lo nuevo respecto de la versión anterior es que la opción de incluir el efecto de interferencia de scattering se ha subdividido en dos opciones:

- 1) Se utiliza el tratamiento clásico que figura en las descripciones anteriores (NN=2, NNN=2, ver mas adelante).
- 2) Se utiliza la expresión de la integral de resonancia con inclusión de interferencia, pero los parámetros intermedios se calculan sin tener en cuenta este efecto (NN=2, NNN=1).

Este método permite considerar en forma aproximada el efecto de interferencia de scattering obviando el problema de los parámetros que se salen de rango.

En ref.(4) se mencionó que para ciertas resonancias y algunas relaciones de moderación se obtenían parámetros intermedios fuera del rango (0-1). Sobre este problema se habla mas adelante.

Sin embargo a los efectos prácticos, esta segunda opción conduce a resultados satisfactorios y puede ser utilizada para calcular las integrales de resonancias en todo el rango de energías para compararlas con los resultados de Hellstrand, ref. (5) y ref.(6).

En la figura 1 se indica esquemáticamente como funciona esta opción.

el programa .

Subrutina ESTAD: Se introdujo la posibilidad de subdividir el rango no resuelto en hasta cinco grupos.

Datos de entrada: Aunque la entrada tiene pocas modificaciones respecto de la correspondiente a la versión anterior, por razones de completitud se la reproduce íntegra en el anexo 1.

II. COMPARACION CON RESULTADOS EXPERIMENTALES

A pesar de que las mediciones de Hellstrand ref. (5) y (6) son bastante antiguas, siguen siendo consideradas las mas adecuadas para utilizarlas como valores de referencia.

En la tabla I se dan los resultados de las integrales de resonancia obtenidas con "RAS" con tres juegos distintos de parámetros de resonancias y se los compara con los valores medidos por Hellstrand y con los calculados por Nordheim, ref.(7). Salvo cuando se indica otra cosa, los cálculos de "RAS" incluyen el efecto de interferencia de scattering en la forma aproximada explicada en la sección I.

Los parámetros utilizados para las resonancias resueltas, corresponden a las compilaciones BNL 325, ref.(3); Garg et al, ref.(9), BNL 325, ref.(10).

Los parámetros adoptados para la región no resuelta son los correspondientes a ref.(11).

l=0	$\Gamma_g = 0.0248$			
	$\Gamma_m = 0.0019$			
	D = 21.0			
l=1	J=1/2	$\Gamma_g = 0.0248$	J=3/2	$\Gamma_g = 0.0248$
		$\Gamma_m = 0.0052$		$\Gamma_m = 0.00285$
		D = 21.0		D = 11.4

En el caso de las constantes BNL 325, ref.(10) se utilizaron los valores:

l=0	$\Gamma_g = 0.00246$
	$\Gamma_m = 0.00174$
	D = 18.5

Como puede verse el acuerdo es muy bueno, especialmente para aquellas relaciones S/M usuales en reactores de potencia tipo Atucha o Candu.



III. EFECTO DE INTERFERENCIA DE SCATTERING

En trabajos anteriores, refs.(3) y (4) se hizo mención de las limitaciones del método de cálculo del programa "RAS" cuando se incluía el efecto de interferencia con el tratamiento clásico ($NN=2$, $NNN=2$)

Se hizo un análisis mas profundo de los problemas que presentan estos cálculos con interferencia se encontró que aún aceptando que los parámetros intermedios λ , χ y μ salgan de rango, en algunos casos la convergencia de λ era muy lenta o no había convergencia (por ejemplo para el caso de la resonancia de U^{238} en 102.5 ev con un radio de barra $R=1.0$ cm). Esta dificultad se salvó intercalando iteraciones internas de λ . Es decir, el sistema de ecuaciones que se resuelve en forma iterativa en el programa es:

$$\begin{aligned}\lambda &= 1 - f_1(\lambda, \chi, \mu) = F_1 \\ \chi &= 1 - f_2(\lambda, \chi, \mu) = F_2 \\ \mu &= 1 - f_3(\lambda, \chi, \mu) = F_3\end{aligned}\quad (1)$$

Cuando después de un cierto número de iteraciones no se logra convergencia en λ (en general el número de iteraciones necesarias para la convergencia de χ y μ es pequeño), se adoptan los últimos valores de χ y μ , y se hacen varias iteraciones sucesivas de λ hasta obtener una buena aproximación antes de recalcular χ y μ .

Parámetros intermedios:

Otro problema que presenta el cálculo de captura resonante con el formalismo de Goldstein de resonancias intermedias es que para ciertas resonancias y para algunas relaciones de moderación los parámetros intermedios, que originalmente fueron concebidos dentro del rango (0-1) se salen de este rango pudiendo tomar valores negativos o mayores que 1, ref. (12), (13) y (14).

Mikkelsen, ref.(12), muestra (fig. 2, pag. 406) que en un amplio rango de s (sección de scattering efectiva del moderador) la integral de resonancia exacta en $E=6.630$ ev se mantiene superior a los valores que se obtienen tanto con la aproximación de resonancia angosta ($NR, \Lambda=1$) como con la de resonancia ancha ($WR, \Lambda=0$). Esto le da un significado físico a los parámetros extrapolados.

Por otro lado Goldstein, ref.(14), explica la aparición de parámetros que

ra de rango, por el hecho de que la aproximación de resonancia ancha en primer orden, WR(1), desestima los efectos del scattering; esto hace que puedan darse en algunos casos las siguientes variantes:

$$a) I_{WR}^{(1)} (\lambda=0) > I_{NR}^{(1)} (\lambda=1)$$

Recordando que en la formulación de Goldstein se tiene

$$I_{\lambda} = I^{(0)} / \beta_{\lambda}^2$$

donde

$$\beta_{\lambda}^2 = 1 + \frac{G_0}{(S + \lambda G_p)} \frac{(\Gamma_s + \lambda \Gamma_m)}{\Gamma}$$

$$\text{Resulta en la aproximación WR: } \beta_0^2 = 1 + \frac{G_0 \Gamma_s}{S^2}$$

$$\text{En el caso NR: } \beta_1^2 = 1 + \frac{G_0}{S + G_p} \frac{(\Gamma_s + \Gamma_m)}{\Gamma}$$

De aquí se deduce que la condición requerida en a) se cumple en los sistemas tales que $s > \frac{G_p \Gamma_s}{\Gamma_m}$

Al incluir el efecto de interferencia de scattering $I_{NR}^{(1)}$ aumenta e $I_{WR}^{(1)}$ no. En la segunda aproximación ambos $I_{NR}^{(2)}$ e $I_{WR}^{(2)}$ incluyen el efecto de scattering y por consiguiente $I_{WR}^{(2)} > I_{NR}^{(1)}$. En este caso es posible que el valor final I sea mayor que $I_{WR}^{(1)}$ y se obtenga así un λ negativo. En la figura 2 se reproduce un esquema ilustrativo de ref. (14).

$$b) I_{NR}^{(1)} (\lambda=1) > I_{WR}^{(1)} (\lambda=0)$$

Este caso se da cuando $s < \frac{G_p \Gamma_s}{\Gamma_m}$

El argumento simétrico al dado en a), justifica en estos casos la posibilidad de obtener valores de λ mayores que uno

Comportamiento de λ

Cuando las integrales de resonancia se calculan sin tener en cuenta el efecto de interferencia, la función $\lambda = F_1$ del conjunto de ecuaciones (1) tiene un comportamiento tal que no presenta singularidades en el rango de interés.

Cuando se tiene en cuenta la interferencia de scattering esta situación cambia. En la figura 3a) y 3b) se muestran estas funciones para las resonancias de U^{238} en $E = 102.5$ ev ($S=26.5$ b) y $E = 6.7$ ($S=212.0$ b) sin interferencia y con in-

interferencia. En la figura 4 se puede ver como se modifica la forma de la función F_1 al variar el parámetro S para la resonancia del U^{238} en $E=6.7$ ev.

Al aumentar el parámetro S (ya sea por disminución del radio de barra o por mayor dilución del absorbente) el valor de λ crece y se pasa gradualmente de una solución tipo WR ($\lambda = 0$) a una tipo NR ($\lambda = 1$). También puede comprobarse como menciona Mikkelsen (ref. 4) que para valores suficientemente elevados de S no se obtiene solución interpolada en el rango (0-1). Otro hecho importante es que aparecen otras soluciones que si bien en este caso carecen de sentido físico por estar muy alejadas del rango inicial, indican que en otros casos se pueden obtener varias soluciones entre las cuales es necesario optar.

En cada caso la elección del parámetro adecuado se puede hacer utilizando el criterio de Mikkelsen: eligiendo el parámetro que da la mayor integral de resonancia, o el de Goldstein: eligiendo valores de λ negativos o mayores que uno, según sea S mayor o menor, respectivamente que $\frac{\sigma_p \Gamma_r}{\Gamma_n}$. Ambos criterios son equivalentes en el siguiente sentido:

Para un sistema con $S > \frac{\sigma_p \Gamma_r}{\Gamma_n}$ resulta $I_{WR} (\lambda = 0)$ mayor que $I_{NR} (\lambda = 1)$, como se vió antes, por lo tanto si en este caso se elige un $\lambda < 0$ frente a otro $\lambda > 1$ (como sugiere Goldstein), se está adoptando el valor del parámetro que da la mayor integral de resonancia, y este es el criterio de Mikkelsen.

El programa "RAS" no incluye la búsqueda de varias soluciones en el caso en que las haya. En el caso en que esto sea necesario, puede hacerse con un programa accesorio que permite hallar las soluciones en forma gráfica (ver anexo II).

RESULTADOS

a) Se hizo un cálculo de las integrales de resonancia resueltas del U^{238} en UO_2 con las constantes de ref.(10) para una barra aislada de radio 1 cm. Se analizaron los resultados con interferencia de scattering y sin este efecto, en especial en los casos en que se obtuvieron parámetros fuera de rango. Los resultados se muestran en la tabla II.

En general puede verse que el efecto de la interferencia de scattering es muy importante para aquellas resonancias con Γ_m/Γ grande. Estas son no solo las resonancias a altas energías (cuya contribución a la integral total es pequeña), sino también las primeras. De las trece primeras resonancias, que contribuyen en un 90 % a la integral total, seis tienen Γ_m/Γ mayor que 0.5 y la interferencia de scattering aumenta el valor de la integral en alrededor de 20 %.

También puede verificarse que en casi todos los casos en que se obtienen en parámetros fuera de rango, se cumple la condición

$$\lambda < 0 \longrightarrow s > \frac{\sigma_p \Gamma_s}{\Gamma_m}$$

$$\lambda > 1 \longrightarrow s < \frac{\sigma_p \Gamma_s}{\Gamma_m}$$

b) Se compararon los valores de los parámetros intermedios e integrales de resonancia obtenidos con RAS, para la energía $E = 6.7$ ev del U^{238} en UO_2 , con los resultados de Ishiguro (ref. 13). Los resultados se muestran en la tabla III.

Ya sea que se incluya el efecto de interferencia o no, los resultados de RAS se comparan ventajosamente con los resultados exactos.

Los parámetros intermedios (λ y κ) calculados con RAS son marcadamente más próximos a los exactos que los que calcula Ishiguro.

c) Se reprodujeron los cálculos de Mikkelsen (ref. 12, tabla I) para las 22 primeras resonancias de U^{238} . Se utilizó la opción de RAS que permite calcular con interferencia de scattering las integrales y los parámetros intermedios. Los resultados se muestran en la tabla IV. Se puede ver que los resultados de RAS para el grupo 1 (resonancias en 6.68 , 21.0 y 36.7 ev) son inferiores a los de Mikkelsen en aproximadamente 1 % para el caso $T=0^\circ$ y en 0.5 % para el caso $T=300^\circ$. Estas diferencias aumentan a 2.5 % y 1.5 % respectivamente cuando se los compara con los resultados exactos.

Con respecto al grupo 2 RAS da resultados inferiores a los de ref. 12 en 1 % y 3 % para los casos $T=0^\circ$ y 300° y estas diferencias son de 2 % y 3 % cuando

se compara con los resultados exactos.

Al comparar estos resultados hay que tener en cuenta que cuando se obtuvieron parámetros fuera del rango (0-1) en RAS no se buscó el λ que maximizara la integral como se indica en ref. 12. Esto explicaría en parte por que los valores de RAS son inferiores a los de Mikkelsen.

Además en el caso $T=300^\circ$ se utilizaron los parámetros fuera de rango con las fórmulas clásicas (ver sección 1) mientras que Mikkelsen utiliza los parámetros calculados con interferencia de scattering para corregir el resultado que se obtiene con los parámetros calculados sin interferencia de scattering. En la misma tabla se pueden ver los resultados de RAS sin interferencia de scattering (opción NN=1) y con interferencia de scattering tratada en forma aproximada (NN=2, NNN=1). Es claro que en todos los casos el cálculo con interferencia representa una mejora importante.

FIGURA 1
 DIAGRAMA PARA EL CALCULO CON INTERFERENCIA DE
 SCATTERING

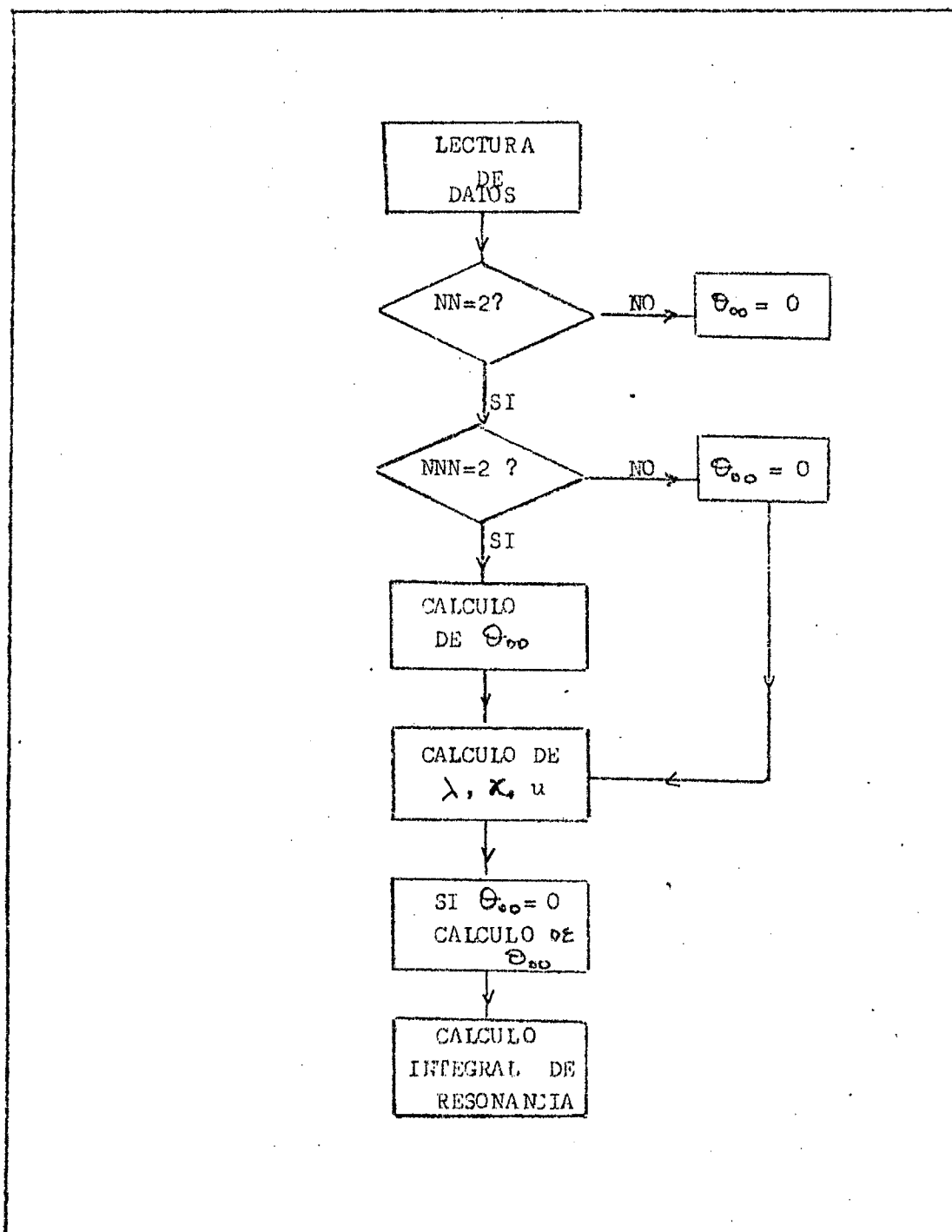


FIGURA 2

ESQUEMA DEL EFECTO DE LA INTERFERENCIA DE SCATTERING EN LOS PARÁMETROS
INTERMEDIOS (de ref. 14)

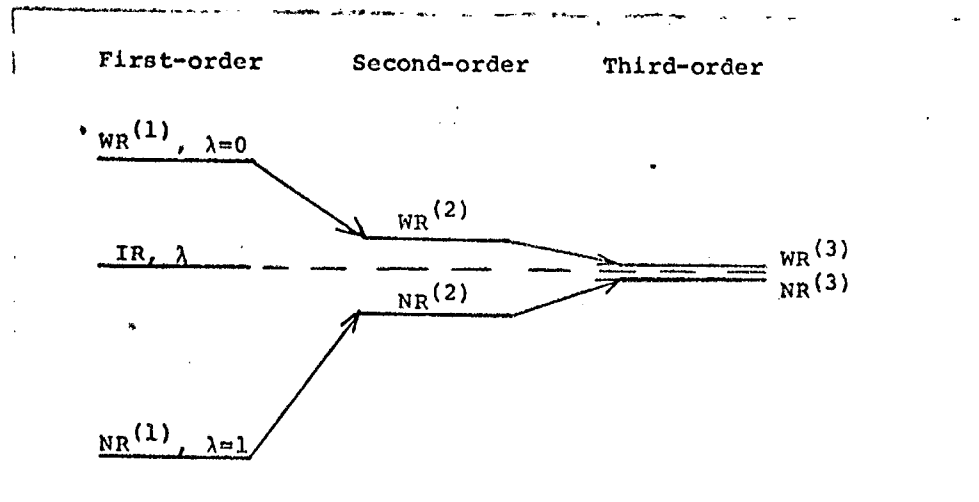


Fig. 1: Resonance Integrals Without Interference

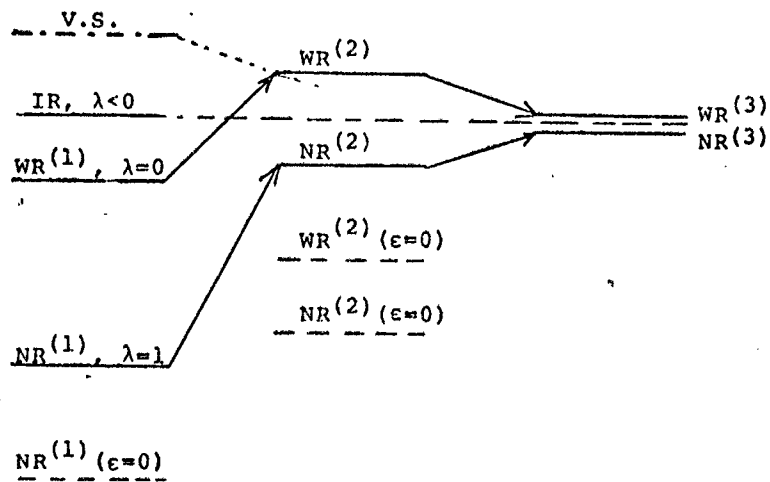


Fig. 2: Resonance Integrals With Interference Scattering Included ($\epsilon=0$ is without interference).

FIG. 34. RESONANCIA DE H^{225}

EN F. 6. EN F. 6. EN F. 6.

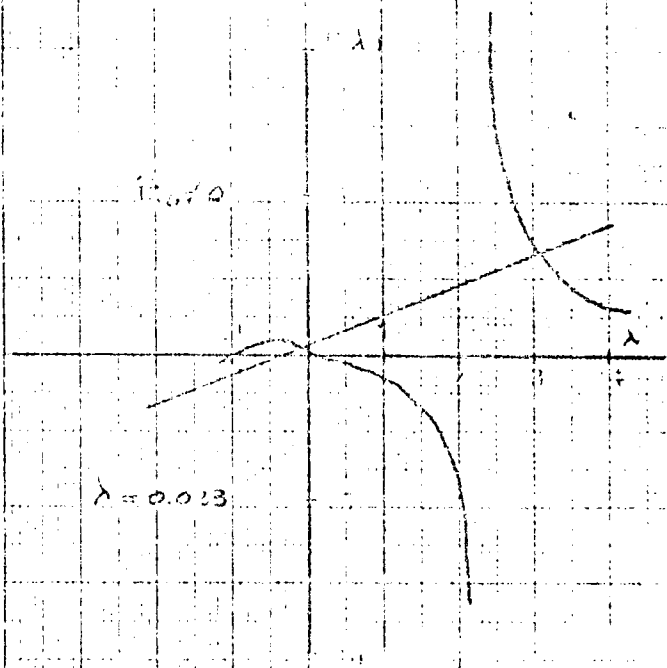
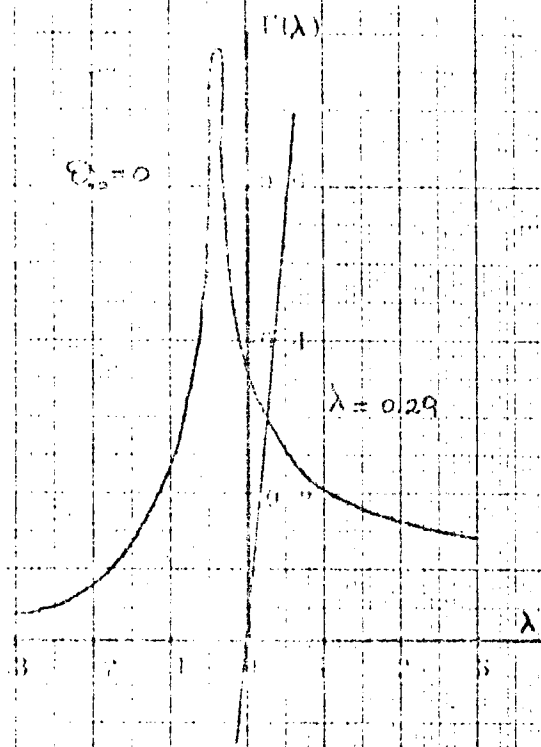
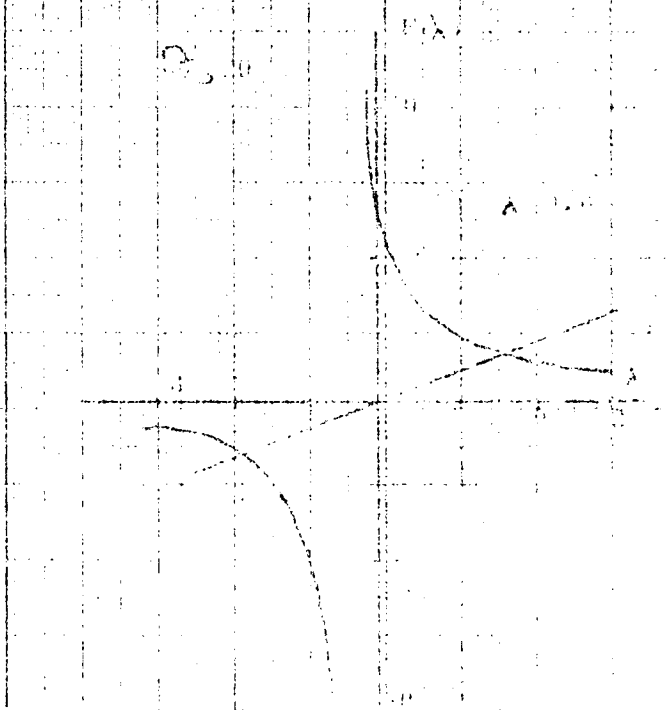
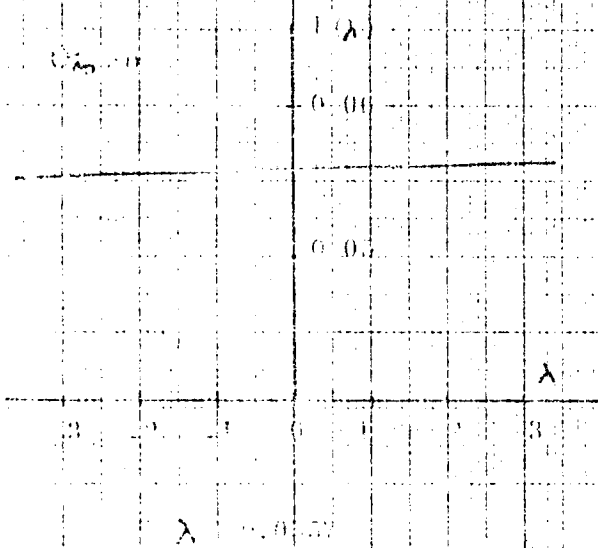


FIG. 35. RESONANCIA DE H^{225} EN F. 6. EN F. 6. EN F. 6.



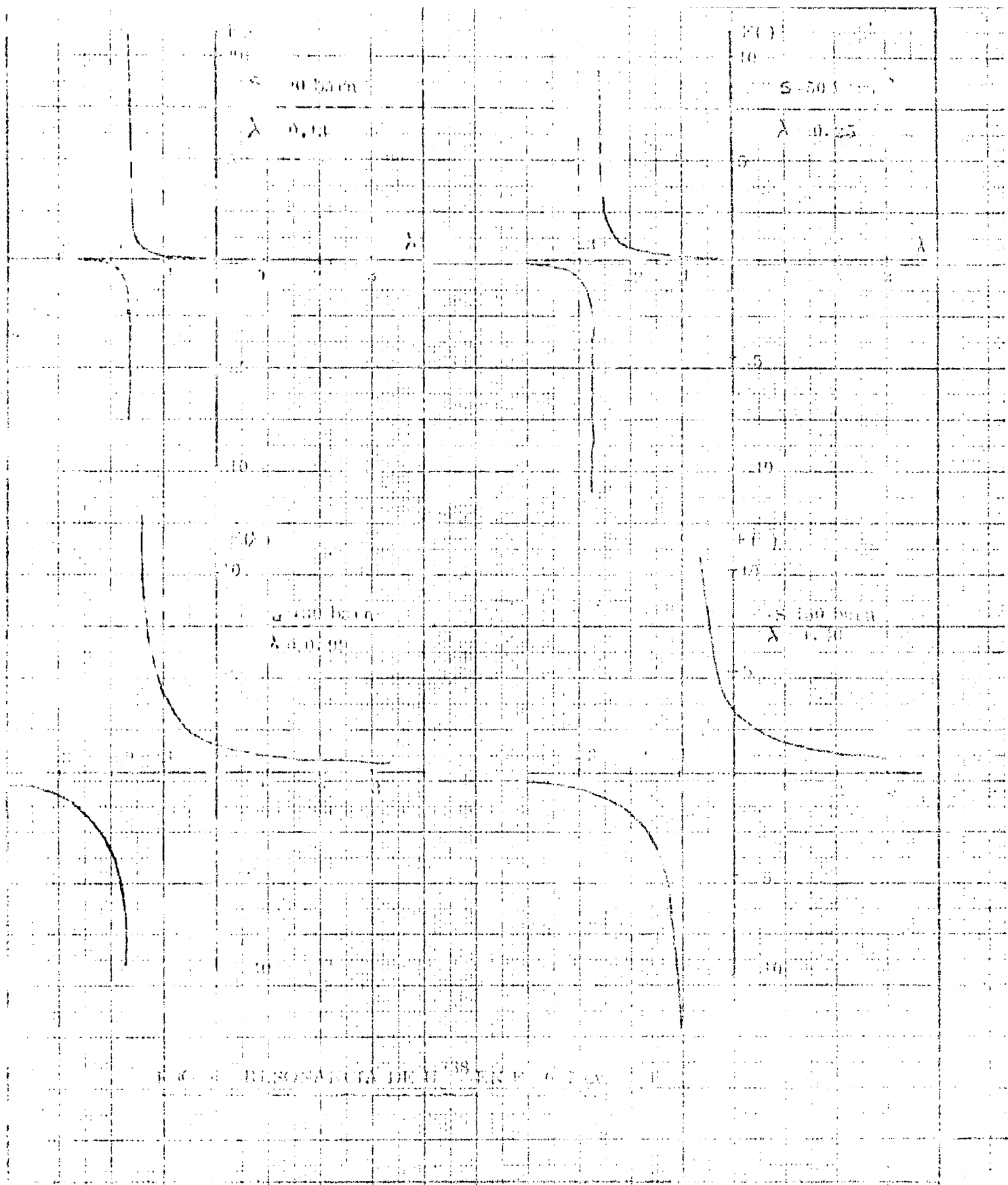


FIG. 4. RESONANCE OF THE ^{138}La NUCLEUS.

TABLA I
INTEGRALES DE RESONANCIA DE UO_2 EXPRESADAS EN BARRIS

$\sqrt{s/M}$	RAS			ZUT-TUZ	HELLSTRAND
	BNL 325/73	GARG et AL	BNL 325/60	BNL 325/60	
1.25	35.55	35.17	35.72* 36.64** 36.34	37.61	37.40
0.886	26.95	26.62	26.85* 28.01** 27.64	27.56	27.72
0.626	20.79	20.48	20.38* 21.55** 21.35	20.69	20.80
0.443	16.48	16.19	15.79* 16.63** 16.94	16.05	15.93
0.313	13.53	13.24	12.59* 13.31** 13.91	13.04	12.48

* Estos resultados no incluyen el efecto de interferencia de scattering

** Estos resultados incluyen la interferencia de scattering de forma que los parámetros intermedios se calculan teniendo en cuenta este efecto.

TABLA II
PARAMETROS INTERMEDIOS E INTEGRALES DE RESONANCIA DE $^{235}\text{UO}_2$

E (ev)	Γ_m/Γ	Δ (%)	SIN INTERFERENCIA		CON INTERFERENCIA	
			λ	I (Barns)	λ	I (Barns)
6.7	0.0582	0.7	0.0122	4.865	0.0843	4.901
21.0	0.2657		0.0475	2.261	0.7259	2.196
36.9	0.5692	17.	0.0637	1.800	-0.1561	2.119
66.3	0.5040	21.	0.2716	0.681	-0.1714	0.823
81.3	0.0787	3.	0.7846	0.277	1.0917	0.286
90.0	0.0036		0.9534	0.039	0.9773	0.039
102.5	0.7254	26.	0.2788	0.475	0.0223	0.597
116.5	0.3788	14.	0.6437	0.283	-0.1613	0.323
145.6	0.0315	0.7	0.9406	0.090	1.0185	0.090
165.2	0.1246	3.	0.8967	0.147	1.1764	0.151
189.6	0.8459	27.	0.3766	0.207	0.1515	0.263
208.5	0.6910	23.	0.6285	0.153	0.2383	0.188
237.5	0.5654	18.	0.7716	0.127	0.2791	0.149
264.5	0.0093		0.9847	0.012	1.0016	0.012
274.0	0.5233	15.	0.8305	0.108	0.3177	0.124
291.0	0.4358	12.	0.8761	0.101	0.2709	0.113
311.5	0.0391	0.3	0.9778	0.032	1.0215	0.032
348.0	0.6466	18.	0.8251	0.079	0.4302	0.092
377.0	0.0575	0.3	0.9796	0.031	1.0312	0.031
398.5	0.2890	1	0.9474	0.068	1.4317	0.069
411.0	0.4087	8	0.9294	0.059	0.3601	0.075
435.0	0.3627	0.8	0.9427	0.064	1.6693	0.064
455.0	0.0277		0.9889	0.0121	1.0109	0.0121
464.0	0.2215	1.3	0.9660	0.051	1.2162	0.052
479.0	0.1546	1.2	0.9748	0.041	1.1065	0.042

TABLA II. (Cont.)

490.0	0.0391		0.9883	0.014	1.0156	0.014
519.0	0.6006	12.	0.9124	0.051	0.5665	0.057
536.0	0.6870	15.	0.8885	0.046	0.5714	0.053
557.0	0.0391		0.9903	0.011	1.0142	0.011
581.0	0.6306	12.	0.9178	0.044	0.6030	0.049
596.0	0.7285	16.	0.8875	0.039	0.5927	0.045
605.0	0.0238		0.9929	0.006	1.0078	0.006
621.0	0.6132	11.	0.9293	0.041	0.6227	0.046
629.0	0.2679	1.4	0.9747	0.037	1.2540	0.038
662.0	0.8356	20.	0.8380	0.031	0.5592	0.037
680.0	0.0502		0.9918	0.010	1.0160	0.010
695.0	0.6830	13.	0.9236	0.034	0.6504	0.039
710.0	0.4087	5.	0.9681	0.036	0.5334	0.038
723.0	0.3740	4.	0.9718	0.035	0.4699	0.036
732.0	0.1473	1.	0.9868	0.021	1.0646	0.021
766.0	0.2679	1.	0.9810	0.028	1.2137	0.028
782.0	0.1087	0.7	0.9899	0.015	1.0377	0.015
792.0	0.3090	1.	0.9795	0.029	1.3055	0.029
825.0	0.7092	12.	0.9339	0.027	0.6915	0.031
855.0	0.8409	18.	0.8812	0.022	0.6312	0.026
859.0	0.7092	11.	0.9376	0.026	0.7019	0.029
867.0	0.0821		0.9926	0.010	1.0232	0.010
896.0	0.0502		0.9944	0.006	1.0127	0.006
909.0	0.7853	14.	0.9196	0.022	0.6876	0.025
928.0	0.6006	8.	0.9620	0.026	0.7291	0.028
940.0	0.8880	20.	0.8535	0.018	0.6030	0.022
960.0	0.8854	19.	0.8605	0.018	0.6131	0.021
983.0	0.0391		0.9955	0.004	1.0091	0.004
995.0	0.9421	24.	0.7571	0.016	0.4996	0.019

TABLA III: INTEGRAL DE RESONANCIA DE U238 EN E = 6.7 eV (CONESTIBLE UO2)

SIN INTERFERENCIA DE SCATTERING									
Σ (Barns)	GOLDSTEIN			"RAS"			EXACTO		
	α	λ	I	α	λ	I	α	λ	I
10	0.368	0.004	3.28	0.453	0.017	3.39	0.453	0.017	3.39
20	0.452	0.008	4.44	0.471	0.0108	4.46	0.503	0.018	4.50
30	0.505	0.010	5.34	0.529	0.0137	5.39	0.542	0.019	5.38
50	0.574	0.015	6.77	0.599	0.0192	6.90	0.598	0.023	6.79
70	0.618	0.021	7.92	0.644	0.0246	8.15	0.637	0.027	7.95
100	0.664	0.028	9.39	0.688	0.0323	9.77	0.678	0.035	9.41
120				0.709	0.0374	10.74			
130				0.718	0.0398	11.20			
140				0.726	0.0423	11.65			
150				0.733	0.0447	12.08			
160				0.740	0.0471	12.50			
200				0.762	0.0564	14.08			

TABLA III (Continuación)

CON INTERFERENCIA DE SCATTERING										
S (Barns)	ISHIGURO		"RAS"		EXACTO					
	χ	λ	I	χ	λ	I	χ	λ	I	
10	0.380	0.031	3.29	0.370	0.038	3.31	0.446	0.046	3.42	
20	0.410	0.061	4.48	0.465	0.070	4.51	0.496	0.074	4.54	
30	0.473	0.093	5.38	0.521	0.104	5.45	0.535	0.106	5.44	
50	0.550	0.163	6.83	0.588	0.185	6.97	0.592	0.182	6.86	
70	0.595	0.263	8.00	0.628	0.290	8.24	0.631	0.283	8.03	
100	0.638	0.456	9.48	0.664	0.519	9.87	0.671	0.515	9.50	
120				0.677	0.753	10.84				
130				0.682	0.906	11.30				
140				0.684	1.090	11.73				
150				0.686	1.310	12.15				
160				0.686	1.568	12.56				
200				0.805	-1.165	14.22				

A circular stamp from the National Bureau of Standards, featuring the text "NATIONAL BUREAU OF STANDARDS" around the perimeter and a central emblem.

TABLA IV

INTEGRAL DE RESONANCIA DEL U^{238} POR DEBAJO DE 500 ev (PARAMETROS EXTRAPOLADOS)

T=0°K		GRUPO 1					
MATERIAL	S	MIKKELSEN		RAS			EXACTO
		STAND	λ EXTR.	STAND*	STAND ^W	λ EXTR.	
U	20	7.24	7.55	7.17	7.17	7.49	7.75
U	50	11.36	11.82	11.23	11.24	11.71	11.97
UO ₂	20	8.01	8.36	7.92	8.60	8.25	8.50
UO ₂	50	11.96	12.40	11.79	12.34	12.31	12.54
GRUPO 2							
U	20	2.02	2.34	1.93	1.99	2.32	2.37
U	50	2.86	3.17	2.75	2.81	3.13	3.19
UO ₂	20	2.26	2.59	2.17	2.44	2.56	2.60
UO ₂	50	3.02	3.32	2.91	3.12	3.28	3.34
T=300°K		GRUPO 1					
MATERIAL	S	MIKKELSEN		RAS			EXACTO
		STAND	λ EXTR.	STAND*	STAND	λ EXTR.	
U	20		7.65	7.29	7.29	7.63	7.84
U	50		12.18	11.68	11.68	12.21	12.31
UO ₂	20		8.50	8.09	8.82	8.44	8.63
UO ₂	50		12.82	12.30	12.91	12.88	12.93
GRUPO 2							
U	20		2.85	2.48	2.54	2.95	2.86
U	50		4.09	3.71	3.76	4.23	4.11
UO	20		3.21	2.83	3.21	3.30	3.21
UO	50		4.32	3.95	4.24	4.46	4.34

* Sin efecto de interferencia de scattering

AGRADECIMIENTOS: Al Ing. C. GRANT por sus sugerencias sobre las modificaciones del programa.

REFERENCIAS

- 1) R. PAVIOTTI CORCUERA; R. SOLANILLA: "FORMULACION OPERACIONAL DE LA ABSORCION RESONANTE DE NEUTRONES", CNEA-266 (1970).
- 2) R. PAVIOTTI CORCUERA, "EFECTO DE SCATTERING DE INTERFERENCIA Y DE TEMPERATURA EN EL CALCULO DE INTEGRALES DE RESONANCIA. CNEA Re 1969.
- 3) C. NOTARI: "CALCULOS REALIZADOS CON EL PROGRAMA DE CAPTURA RESONANTE "RAS"- CNEA- Re 54 (1972).
- 4) C. NOTARI: "CALCULO DE INTEGRALES DE ABSORCION RESONANTE EN LAS REGIONES RESUELTA Y ESTADISTICA". CNEA-Re 47 (1971).
- 5) E. HELLSTRAND: "MEASUREMENTS OF THE EFFECTIVE RESONANCE INTEGRAL IN URANIUM METAL AND OXIDE IN DIFFERENT GOMETRIES". JOURNAL OF APPLIED PHYSICS VOL 28 N° 12 (1957).
- 6) E. HELLSTRAND: "THE RESONANCE ABSORPTION OF URANIUM METAL AND OXIDE". AE-77 (1962)
- 7) L.W. NORDHEIM: "A PROGRAM OF RESEARCH AND CALCULATIONS OF RESONANCE ABSORPTION" GA 2527 (1961).
- 8) S.F. MUGHABGHAB, D. I. GARBER, "NEUTRON CROSS SECTIONS", VOL. 1, RESONANCE PARAMETERS, BNL-325 (3° ed.) (1973).
- 9) GARG et al, PHYSICAL REV. , VOL. 134 , 2, 985, (1964).
- 10) HUGHES, D. J., B.A. MAGURND, M.K. BRUSSEL "NEUTRON CROSS SECTIONS", SUPPLEMENT 1 , BNL-325 (2° ed) (1960).
- 11) SCHMIDT, "NEUTRON CROSS SECTIONS FOR FAST REACTOR MATERIALS", PART I, KFK 120 (1966).
- 12) J. MIKKELSEN: "EXTRAPOLATION AND INTERPOLATION IN CALCULATION OF THE RESONANCE ABSORPTION OF NEUTRONS OF INTERMEDIATE ENERGY", Nucl. Sci. Eng. 39, 403, (1970).
- 13) Y. ISHIGURO , S. INOUE y H. TAKANO, "TEMPERATURE DEPENDENCE OF PARAMETERS USED IN INTERMEDIATE TREATMENT OF RESONANCE ABSORPTION", J. Nucl. Sci. Technol. 6,308 (1969).
- 14) R. GOLDSTEIN: "INTERFERENCE SCATTERING EFFECTS ON INTERMEDIATE RESONANCE ABSORPTION AT OPERATING TEMPERATURES", S eminar on U resonance capture,

BNL, MCS 50451 (197 5)

ANEXO I

ENTRADA PARA "RAS"

Los datos de entrada para el programa se dividen en tres bloques que se leen en forma de namelist:

NAMelist/DATOS/ K, ER, GN, GG, GF, FG.

K número total de resonancias en la zona resuelta.

$K \leq 220$

ER(I) energía de la i-ésima resonancia resuelta.

$I \leq 220$

GN(I) ancho de scattering reducido para la i-ésima resonancia resuelta.

$I \leq 220$

GG(I) ancho de captura de la i-ésima resonancia.

$I \leq 220$

GF(I) ancho de fisión de la i-ésima resonancia.

$I \leq 220$

FG(I) factor estadístico de spin de la i-ésima resonancia. En la zona resuelta se toma en cuenta solo la contribución de ondas s.

$I \leq 220$

NAMelist/MAS/ E1, E2, GAMAG, GAMAN, GAMAF, FF, D, GAMAG1, GAMAN1, GAMAF1, FF1, DE1, NA.

E1(I) Límite inferior de energía del i-ésimo grupo estadístico.

$I \leq 5$

E2(I) límite superior de energía del i-ésimo grupo estadístico.

$I \leq 5$

GAMAG(I), GAMAN(I), GAMAF(I), FG(I), D(I) $I \leq 10$

ancho de captura, scattering y fisión, factor estadístico de spin y espaciado entre resonancias. Estos parámetros son los valores medios en la zona estadística y se refieren a las ondas "S" (momento angular orbital nulo)

Siendo $L=0$, $J=L+S=S=I\pm\frac{1}{2}$ o sea el momento angular total J es igual al spin total S , que a su vez es la suma vectorial del spin del núcleo blanco (I) y el del neutrón (s). En el caso $I=0$ (U^{238}) hay una sola serie de parámetros con $S=\frac{1}{2}$. En el caso general los parámetros de las distintas series son diferentes.

GAMAG1(I), GAMAN1(I), GAMAF1(I), FF1(I), DE1(I) $I \leq 10$

Estos parámetros son los análogos a los anteriores pero para las resonancias de las ondas "p" (momento angular orbital unitario)

NA número de puntos de energía para el cálculo de las integrales por el método de Gauss. En general con 50 puntos en todo el rango no resuelto es suficiente (U^{238})

En los distintos grupos del cálculo estadístico se usan los mismos parámetros y el mismo valor de NA

NAMELIST/OTROS/M, N, AF, AK, AM, SP, DF, SDD, DD, SMD, DM, R, VMF, ESE, NN, IS, KK1, KK2, T, ISOL, ITI, RR, IG, NNN.

M número de moderadores (que rodean a la barra)

N número de diluyentes (dentro de la barra, pueden ser moderadores).

AF masa del absorbente resonante

AK(I) masa del i-ésimo diluyente

$I \leq 5$

AM(I) masa del i-ésimo moderador.

$I \leq 5$

SP sección eficaz de scattering potencial del absorbente.

DF densidad numérica del absorbente

SDD(I) sección eficaz de scattering del i-ésimo diluyente

$I \leq 5$

DD(I) densidad numérica del i-ésimo diluyente.

$I \leq 5$

SMD(I) sección eficaz del i-ésimo moderador.

I ≤ 5

DM(I) densidad numérica del i-ésimo moderador .

I ≤ 5

R radio de la barra (cm)

VMF volumen de moderador/volumen combustible

ESE = $\frac{a \cdot D}{N_f l_f}$ donde a: factor de Bell, D; factor de Dancoff, N_f : densidad del absorbente, l_f cuerda media. El valor de ESE debe darse solo cuando IS = 1, cuando el problema es homogéneo ESE=0

IS =1 si se da como dato ESE
 =0 si no se da como dato ESE.

NN =1 si no se quiere incluir el efecto de interferencia de scattering
 =2 si se quiere incluir este efecto

NNN =1 si la interferencia de scattering se calcula en forma aproximada.
 =2 si este efecto se calcula en forma "exacta" (ver texto).

KK1 primera resonancia resuelta a partir de la cual se desea calcular.

KK2 última resonancia resuelta hasta la cual se desea calcular.

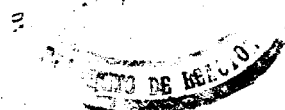
T temperatura (°K)

ISOL =0 si no se incluye la corrección de Dancoff o sea si se trata de barras aisladas.
 =1 si se incluye este efecto.

ITI =0 si no se quiere dividir la zona resuelta en grupos
 =1 si se quiere hacerlo.

RR(I) límite superior de energía de los grupos de la región resuelta. El
 I ≤ 10 último valor debe ser $RR \leq ER(KK2)$ y $RR(1) > ER(1)$

IG número de grupos de energía en que se quiere dividir la región de resonancias resueltas.



A continuación va una tarjeta en blanco si se quiere calcular un caso con igual namelist /DATOS/ y /MAS/ pero que difiere en el namelist /~~TR~~S/ (En general son casos con diferente geometría, ó temperatura ó composición)

Luego va el nuevo paquete de /~~TR~~S/ .

Después del último paquete de /~~TR~~S/ va una tarjeta con la palabra FIN a partir de la primera columna.

Las unidades que deben usarse son:

energías : (ev)

secciones eficaces : (barns)

concentraciones: (átomos/cm³ x 10⁻²⁴)

ANEXO 2

LISTADO DEL PROGRAMA PARA LA COMPUTADORA DE MESA WANG 700

ST/P	(E)	2	(↑)	RCD
STD		ST/P	(λ)	%
17		STD	STD(Y)	X
ST/P	(P _m)	08	09	RCD
STD		.	RCD	10
18		2	08	%
ST/P	(P _g)	6	↑	1
STD		2	RCD	+
19		SEXP	20	STD(Y)
ST/P	(G _p)	7	X	10
STD		↑	RCD	RCD(Y)
20		RCD	05	08
ST/P	(X: Gam _i + 45)	18	+	RCD
STD		X	STD(Y)	07
05		RCD	11	X
ST/P	(A _F)	17	RCD	RCD
STD		%	10	20
06		STD(Y)	X	X
ST/P	(Θ _∞)	09	STD(Y)	RCD
STD		RCD	10	11
07		18	RCD	%
↑		↑	08	STD(Y)
X		RCD	↑	09
ST/P	(β _∞ ²)	19	RCD	↓
(↑)		+	18	X
-		STD(Y)	X	RCD
STD(Y)		10	RCD	10
21		RCD	19	-
MARK		09	+	↓

/X/	11	06	12
STD	X	1	↓
10	2	+	X
RCD(Y)	X	↓	1
09	STD(Y)	X	+
RCD	11	RCD	STD(Y)
07	RCD(Y)	06	13
-	18	%	RCD
RCD	RCD	4	12
10	19	%	%
√X	+	RCD	%
%	RCD	12	2
STD(Y)	17	X	%
11	%	1	1
X	2	↺	↺
↓	%	%	%
X	RCD	STD(Y)	STD(Y)
RCD	09	09	10
21	↺	RCD(Y)	RCD
+	X	12	12
RCD	STD	RCD	%
10	12	10	STD(Y)
%	1	√X	14
1	↺	X	↑
↺	-	STD(Y)	X
-	RCD	12	3
1	12	RCD(Y)	↺
↺	↺	09	-
%	%	%	RCD
STD(Y)	STD(Y)	STD(Y)	13
12	12	09	%
RCD	RCD(Y)	RCD(Y)	%

RCD	↓	+	X
12	RCD(Y)	4	STD(Y)
X	12	%	16
2	%	↓	RCD
X	↓	lnX	14
STD(Y)	X	↑	Ch Sg
15	1	RCD	↑
RCD	+	09	RCD
12	↓	%	16
↑	X	2	+
X	STD(Y)	%	RCD
3	12	STD(Y)	15
X	↓	09	+
1	$\sqrt{X}$	RCD	RCD
(↑)	RCD(Y)	15	11
→	09	X	X
RCD	%	STD(Y)	↓
13	↓	12	Ch Sg
%	$\text{tg}^{-1}(X)$	RCD(Y)	↑
%	DEG→RAD	13	1
2	↑	X	+
X	RCD	STD(Y)	RCD
STD(Y)	09	15	10
16	%	RCD(Y)	-
RCD(Y)	STD(Y)	13	RCD
06	13	RCD	12
1	RCD	16	+
-	09	X	RCD
STD(Y)	↑	STD(Y)	13
12	X	13	↓
2	RCD	RCD(Y)	STOP
+	12	09	SFA LH
			2
			STOP
			END PROG.

UBICACION DE LAS VARIABLES EN MEMORIA

17	E
18	Γ_n
19	Γ_x
20	G_p
05	$\kappa_i G_{am_i} + \mu S$
06	AF
07	Θ_{oo}
08	λ
09	$G_o * \Gamma / G_o / \Theta / \Delta / F_2$
10	$\Gamma / (\lambda G_p + \mu S + \kappa_i G_{am_i}) / \beta^2 / \xi^2 / C_1$
11	$(\lambda G_p + \mu S + \kappa_i G_{am_i}) / T_\lambda / 2T_\lambda H_1 \lambda$
12	$H_{1\lambda} / a / a_o / A / (AF-1) / (1 + \alpha_\lambda)^2 / C_2 F_2$
13	$(1 + A^2) / F_3 / C_3 F_3$
14	C_{II}
15	$C_2 / C_2 F_3$
16	$C_3 / C_3 F_2$
21	$\beta_{oo}^2 / \xi_{oo}^2$

ANEXO III

A continuación se da un listado del programa: junto con la entrada y salida del siguiente caso de prueba:

Una barra de U-metalico sumergida en un medio moderador de D_2O . La temperatura es $T=300^\circ K$ y el radio de barra 0.1055 cm .

Las constantes resueltas corresponden a la compilación de ref.(8).

```

      AL MUM, LAM1, LAM2, LAM3
      GAMIN/AL/AM(1), AM(5), SDD(5), SMD(5), S(1), ALFAK(5), ALFAM(5),
      1. LT(K(1), ZLT(K(5), RR1(5), RR2(5), RR(1), ZT1(5), ZT2(5), ZT3(5),
      2. LAM(1), DM(1), CAPPA(5), CAPPA1(5), PK(5), DO(5), SS(5), DS(5),
      3. (1,20), SN(220), SO(220), GF(220), GAMAG(220), GG(220), AI(220), ADI(220),
      4. SA(220), SOM(220), MUM(220), RR(10), FR(10), FFA(10), SDO(10), SDD1(10),
      5. LAM1(20), LAM2(5,220), LAM3(220)
      6. /AN/X(5), W(5), F(50), GAMAG(10), GAMAN(10), GAMAF(10), FF(10),
      7. (10), GAMAG1(10), GAMAN1(10), GAMAF1(10), FE1(10), DE1(10), AIR1(10,5),
      8. (10), GB(10), GC(10), F(10), DE(10), FI(5), FC(5), AIR(5)
      9. TIT(12), TIT(20)
      DATA GCIN/4HFIN /
      NAMELIST /ZAIUS/ K, ER, GN, GS, SF, FS
      NAMELIST /MAS/ E1, E2, GAMAG, GAMAN, GAMAF, FF, D, GAMAG1, GAMAN1, GAMAF1,
      1. FE1, DE1, NA
      NAMELIST /OTROS/ M, N, AF, AK, AM, SP, CF, SDD, DO, SMO, DM, R, VMF, ESE, V, I,
      2. KK1, KK2, T, ISOL, SID, EA, ITI, RR, IG, NNN
      READ(5,100) (TIT(I), I=1,12)
      READ(5,DATOS)
      WRITE(6,DATOS)
      READ(5,MAS)
      WRITE(6,1331)
      WRITE(6,MAS)
      1 READ(5,OTROS)
      READ(5,1300) N11
      WRITE(6,1331)
      WRITE(6,OTROS)
      WRITE(6,1331)
      WRITE(6,100) (TIT(I), I=1,12)
      WRITE(6,1332)
      IF(NN.EQ.1) WRITE(6,2086)
      IF(NN.EQ.2.AND.NNN.EQ.1) WRITE(6,2090)
      IF(NN.EQ.2.AND.NNN.EQ.2) WRITE(6,2091)
      IF(IS.NE.0.AND.ESE.EQ.0.) WRITE(6,2085)
      IF(ISOL.EQ.0) WRITE(6,2082)
      IF(T.GT.0.) WRITE(6,2080)
      IF(T.EQ.0.) WRITE(6,2081)
      WRITE(6,1331)
      IF(ITI.EQ.0) GO TO 9
      K=1
      DO 8 I=KK1, KK2
      IF(ER(I).LT.RR(K)) GO TO 5
      ERR(K)=ER(I-1)
      IF(ER(I).EQ.RR(K)) ERR(K)=ER(I)
      K=K+1
      8 CONTINUE
      9 SIGP=SP
      ALF=2.*R
      FM=2.*R*VMF
      RMF = SQRT(1.+VMF)
      TAU=(.88623*RMF-1.)/VMF-.08
      ZMM = 0.
      DO 2 J=1,M
      2 ZMM=SMD(J)*DM(J)+ZMM
      ZMM = ZMM*TAU*FM
      DO 3 I=1,N
      3 SIGAM(I)=SDD(I)*DD(I)/DF
      SM = 0.

```

```

DO 4 J=1,M
S(J) = SMD(J)*VME*DM(J)/DF
4 SM=5.1*(J)
IF(A*(J)-.01.0.) SM=1.0
DO 5 J=1,M
5 S(J)=S(J)/SM
CALL LIL(2MM,SIGP,SM,K,NN,KK1,KK2,M,N,AF,DF,IS,ESE,T,ISOL,ALF,
LIAO,PII,NNV)
CALL ESTAD(SF,DF,SDD,DD,SMD,DM,ESE,T,AF,NA,LILI)
WRITE(6,2500)
WRITE(6,2501)
WRITE(6,2502)
DO 6 I=KK1,KK2
6 WRITE(6,2503) IR(1),LAM1(1),LAM2(1,1),LAM3(1),AI(1),ADI(1),FA(1)
WRITE(6,2504) SUM(KK2),MUM(KK2)
IF(III.EQ.0) GO TO 101
WRITE(6,2505)
WRITE(6,2502)
DO 7 I=1,IG
7 WRITE(6,2503) RR(1),SUU(1),SUD(1),FFA(1)
101 WRITE(6,1331)
LIL=LILI-1
DO 10 K=1,LIL
WRITE(6,1330) E1(K),E2(K)
WRITE(6,1100) AIR(K)
WRITE(6,1102)
DO 10 I=1,10
10 WRITE(6,1103) (I,AIR(1,K))
IF(N11.NF.NFIN) GO TO 1
100 FORMAT(18A4)
1100 FORMAT(/,17H CONTRIBUCION L=0,5X,F8.4)
1102 FORMAT(/,17H CONTRIBUCION L=1,7X,14X,1H1,7X,3HAI1/)
1103 FORMAT(15X,12,5X,F8.4/)
1300 FORMAT (A4)
1330 FORMAT(////,17H ZONA ESTADISTICA,5X,2E1=D,F12.1,2X,2E2=D,F12.1)
1331 FORMAT(1H1,120X)
1332 FORMAT(/,61H EL PRESENTE CASO FUE CALCULADO EN LAS SIGUIENTES CON-
DICIONES,///)
1333 FORMAT(////////)
2080 FORMAT(/,19H CON EFECTO DOPPLER,///)
2081 FORMAT(/,19H SIN EFECTO DOPPLER,///)
2082 FORMAT(/,19H SIN EFECTO DANCOFF)
2083 FORMAT(/,18H DILUCION INFINITA)
2084 FORMAT(///,20H SUMA INT. AUTOPROT.,5X,3HAI=F10.4//18H SUMA INT.DI:
I.INF.,5X,5H ADI=F10.4)
2085 FORMAT(/,15H CASO HOMOGNEO)
2086 FORMAT(/,18H SIN INTERFERENCIA)
2090 FORMAT(/,1X,8INTEGRAL CON INTERFERENCIA,PARAMETROS SIN INTERFEREN-
CIA)
2091 FORMAT(/,1X,8INTEGRAL CON INTERFERENCIA,PARAMETROS CON INTERFEREN-
CIA)
2095 FORMAT(1H1,33H VALORES EN LOS GRUPOS DE ENERGIA,///)
2500 FORMAT(///,14H ZONA RESUELTA)
2501 FORMAT(///,25H RESONANCIAS INDIVIDUALES)
2502 FORMAT(///,25X,9H ENERGIA,10X,8HINTEGRAL,10X,8HINTEGRAL,11X,8HACT
1R,7,42X,9HAUTOPROT.,10X,8HDIL.INF.,9X,9HAUTOPROT./)
2503 FORMAT(23X,F10.4,8X,F10.4,8X,F10.4,10X,F8.4)
2600 FORMAT(///,7X,8H ENERGIA,13X,5HLAMDA,13X,5HCAPPA,16X,2HNU,10X,8H-1X)

```

11.00AL, 10X, 6H INTEGRAL, 12X, 6H FACTOR, 7, 78X, 9H AUTO PRUT., 10X, 6H OIL, 10X,
2, 6X, 9H AUTO PRUT. (7)
2400 FOUNT (5X, F10.4, 5 (9X, F10.4), 10X, F8.4)
S1 00
0000

```

SUBROUTINE RES(ZMM,SIGF,SM,K,NN,KK1,KK2,M,N,AF,DF,IS,CSE,T,ISOL,
JAL,IAU,III,NN)
COMMON/AL/AM1,LAM1,LAM2,LAM3
COMMON/ZA/AK(5),AM(5),SDD(5),SMD(5),S(5),ALFA(5),ALFAM(5),
1001(5),DELTA(5),RR1(5),RR2(5),RR3(5),ZZ1(5),ZZ2(5),ZZ3(5),
201(5),DD(5),CAPPA(5),CAPPA1(5),OK(5),EO(5),SS(5),DM(5),
301(5),GN(220),GG(220),GF(220),GAMA(220),FG(220),AI(220),ADI(220),
401(220),SUM(220),MUM(220),RR(10),ERR(10),FEA(10),SUU(10),SUDI(10),
501(220),LAM2(5,220),LAM3(220)
F(1,1)=1./(2.*D)*ALOG(.25*((1.+A)**2+D*D))
F(1,2)=1./D*ATAN(D/(1.*A))
F(1,3)=((A-1.)/(A+1.))**2
F2(A)=4.*A/((A+1.))**2
DATA F7/.0001/
DO 1 II=KK1,KK2
SUM(II)=0.
MUM(II)=0.
AI(II)=0.
ADI(II)=0.
1 F2(II)=0.
K=1
DO 80 II=KK1,KK2
KIM=0
ILIA=0
TINF=0.
TINF2=0.
INDI=0
GAMA(II)=GN(II)+GG(II)+GF(II)
EE=2.*ER(II)/GAMA(II)
SIGO = 262000.*FG(II)*GN(II)/(GAMA(II)*ER(II))
IF(NN.EQ.1) GO TO 2
100 IF(NNN.EQ.1.AND.INDI.EQ.0) GO TO 2
TINF2=SIGO*FG(II)*GN(II)/(GAMA(II)*SIGP)
TINF=SQR1(TINF2)
IF(INDI.EQ.1) GO TO 101
2 RINF2 = 1.+SIGO*GN(II)/(SIGP*GAMA(II))
RAINF2=RINF2-TINF2
AIO=1.570796*SIGO*GG(II)/ER(II)
ADI(II)=AIO
IF(T.GT.0.) AIO=SIGO*GG(II)/ER(II)
DELTA=EE*F8(AF)
DO 9 I=1,N
9 DELTAK(I)=EE*F8(AK(I))
DO 10 J=1,M
10 DELTAM(J)=EE*F8(AM(J))
ALAMDA=.042
DO 11 I=1,N
11 CAPPA(I)=1.0
IF(AK(1).EQ.0.) CAPPA(1)=0.
AMU=.8
IF(AM(1).EQ.0.) AMU=0.
IF(IS.NE.0) AMU=1.
AO=1./EF
ALFAL=F5(AF)
DO 62 I=1,N
62 ALFAK(I)=F5(AK(I))
DO 64 J=1,M
64 ALFAM(J)=F5(AM(J))

```

```

C      CIBLH ITERATIVE
1  IF (ILIA.LI.20) GO TO 320
   IF ((.10001 ER(II), ILIA
      1)
2  IF (A ILIA+1
   IF (I=1) ALAMDA
   IF (ILIA.SI.20.AND.KIM.EQ.0) GO TO 325
   IF (I=1,N
10  IF (AL(I)=CAPPA(9)
   IF (I=1) AMU
325 IF (IS.NE.0) GO TO 17
   EXPON=ZMN*AMU
   CC= 1. - EXP(-EXPON)/(1.+(1.-TAU)*EXPON/TAU)
   IF (ISQL.EQ.0) CC=1.
   AA=(2.366+CC**5)**2/((2.366+CC**5)**2-1.866*CC)
   ESE=AA*CC/(DF*ALF)
17  Z=0.
101 DO 18 I=1,N
18  Z=Z+CAPPA(I)*SIGAM(I)
   UU=ALAMDA*SIGP+Z+AMU*ESE
   TITA=ALAMDA*SIGP*TINF/UU
   TITA2=TITA*TITA
   BETA2=1.+SIGO*(GG(II)+ALAMDA*GN(II))/(UU*GAMA(II))
   EPS2=1.+AMU*(1.-ESE/SM)*(BETA2-1.)
   BA2=ABS(BETA2-TITA2)
   BA=SQRT(BA2)
   OMEGA=1./(BETA2-1.)
   IF (INDI.EQ.1) GO TO 37
   TL=(TITA-TINF)/BA
   TKM=TITA/BA
   H=(BA2-TITA2-EPS2)/(BA2-TITA2-1.)
   H1L=1./((1.-((TL*TL+BA*INF2/BA2)))
   H1KM=BA2/(BA2-(1.+TITA2))
   VV=1.-AO*TITA
   A=AO/VV*BA
   A2=A*A
   A2=1.+A2
   C11=2.*A/A3
   C1=C11*A
   C2=2.*A*(3.-A2)/(A3*A3)
   C3=2.*(1.-3.*A2)/(A3*A3)
   DL=DELTA*VV/BA
   DO 19 I=1,N
19  DK(I)=DELTAK(I)*VV/BA
   DO 20 J=1,N
20  DU(J)=DELTAM(J)*VV/BA
   CALCULO DE LAMDA,KAPPA Y MU
   L2=F2(ALFAL,DL)
   E3=F3(ALFAL,DL)
   RL1=C1
   RL2=C2*E2
   RL3=C3*E3
   ZZ=2.*TL*H1L
   ZL1=ZZ*C11
   ZL2=ZZ*C3*E2
   ZL3=ZZ*C2*E3
   ALAMDA=1.-((RL1-RL2+RL3)-(-ZL1+ZL2+ZL3)
   IF (KIM.EQ.1) GO TO 21

```

```

IF (ILIA.LT.20) GO TO 32
21 22=1.*IKM*II1KM
IF (IS.LT.2) GO TO 27
IF (AK(I).EQ.0.) GO TO 27
22 23=I-1,N
23 24=ERF(ALFAK(I),DK(I))
24 25=ERF(ALFAK(I),DK(I))
25 26=C1
26 27=C2*E2
27 28=C3*E3
28 29=ZZ*C11
29 30=ZZ*C3*E2
30 31=ZZ*C2*E3
25 CAPPA(I)=1.-(RK1(I)-RR2(I)+RK3(I))-((-ZZ1(I)+ZZ2(I)+ZZ3(I)))
27 IF (IS.NE.0) GO TO 32
IF (AM(I).EQ.0.) GO TO 32
E2=0.
E3=0.
DO 30 J=1,M
E2=E2+SS(J)*F2(ALFAM(J),DU(J))
30 E3=E3+SS(J)*F3(ALFAM(J),DU(J))
RM1=H*C1
RM2=H*C2*E2
RM3=H*C3*E3
ZM1=C11*ZZ
ZM2=ZZ*C3*E2
ZM3=ZZ*C2*E3
AMU=1.-(RM1-RM2+RM3)-(-ZM1+ZM2+ZM3)
32 IF (ABS(ALAMDA).LE..0001) GO TO 33
IF (ILIA.LT.20) GO TO 50
IF (ABS((ALAMD1-ALAMDA)/ALAMDA).LT..00001) KIM=1
IF (ABS((ALAMD1-ALAMDA)/ALAMDA).LT..00001) GO TO 50
ALAMDA=(ALAMD1+ALAMDA)/2
GO TO 15
50 IF (ABS((ALAMD1-ALAMDA)/ALAMDA).GT.E) GO TO 15
33 DO 35 J=1,N
IF (ABS(CAPPA(I)).LE..0001) GO TO 36
IF (ABS((CAPPA1(I)-CAPPA(I))/CAPPA(I)).GT.E) GO TO 15
35 CONTINUE
36 IF (AMU.EQ.0.) GO TO 37
IF (ABS((AMU1-AMU)/AMU).GT.E) GO TO 15
37 LAM1(II)=ALAMDA
DO 40 K=1,5
40 LAM2(K,II)=CAPPA(K)
LAM3(II)=AMU
IF (T.EQ.0.AND.NN.EQ.1) GO TO 38
IF (T.EQ.0.AND.IND1.EQ.1) GO TO 38
IF (T.EQ.0.AND.NNN.EQ.1) GO TO 31
DELTA=SQRT(4.*ER(II)*8.616+E-05*T/AF)
ETA=GAMA(II)/DELTA
U=(ETA*ETA)/2.
U1=ETA/SQRT(2.)
IF (U1.GT.3.7) GO TO 90
U2=ERF(U1)
XI=1.253314*ETA*EXP(U)*(1.-U2)
U1=OMEGA/XI
VE=ALOG(U1)
GE=OMEGA/((1.+ETA/2.)*XI*XI)

```

```

10000.012355+01-0.322694L+00*VF+0.314656E-01*VF**2-
10000.012355-01*VF**3-0.131947E-01*VF**4-0.168198E-02*VF**5
20000.012355-03*VF**6+0.938875E-04*VF**7+0.645403E-05*VF**8
C=1+(1.-X1)/(1.+CE*EFL)
GO TO 91

```

GO TO 91

91 GOTA=1.570796/SQRT(OMEGA*(C+OMEGA))

IF(INDI.EQ.1) GO TO 85

IF(NWN.EQ.2) GO TO 81

AI(II)=AIO*OMEGA*GOTA

GO TO 89

81 INDI=1

IF(NWN.EQ.1) GO TO 100

85 SI=OMEGA*TITA2

GOTAI=1.570796/SQRT(OMEGA*(1.+OMEGA-SI))+GOTA-1.570796/SQRT(

1OMEGA*(1.+OMEGA))

AI(II)=AIO*OMEGA*GOTAI

GO TO 89

29 AI(II)=AIO/BA

89 IF(II.GT.1) GO TO 82

SUM(1)=AI(1)

MUM(1)=ADI(1)

FA(1)=AI(1)/ADI(1)

GO TO 80

82 SUM(II)=SUM(II-1)+AI(II)

MUM(II)=MUM(II-1)+ADI(II)

FA(II)=AI(II)/ADI(II)

IF(ITI.EQ.0) GO TO 80

IF(ERR(II).NE.ERR(K)) GO TO 80

IF(K.GT.1) GO TO 83

SUU(K)=SUM(II)

SUDI(K)=MUM(II)

URU=SUM(II)

URA=MUM(II)

FFA(K)=SUM(II)/MUM(II)

GO TO 84

83 SUU(K)=SUM(II)-URU

SUDI(K)=MUM(II)-URA

URU=SUM(II)

URA=MUM(II)

FFA(K)=SUU(K)/SUDI(K)

84 K=K+1

80 CONTINUE

1000 FORMAT(1H1,2X,DE=0,F10.4,END CONVERGE DESPUES DE 0,13,ITERACIONES

1,1H1)

RETURN

END

```

      DO 10 I=1, N
        X(I)=X(A2)/X(5), W(I)=E(50), GAMAG(I)=GAMAG(10), GAMAN(I)=GAMAN(10), GAMAF(I)=GAMAF(10), FF(I)=FF(10),
        1 G(I)=GAMAG1(I), GAMAG1(I)=GAMAG1(10), GAMAF1(I)=GAMAF1(10), FF1(I)=FF1(10), DE1(I)=DE1(10), F(I)=F(10),
        2 G(I)=G(I), GB(I)=GB(10), GC(I)=GC(10), F(I)=F(10), DE(10), E1(5), E2(5), AIR(5)
        X(1)=0.10024
        X(2)=0.48281
        X(3)=1.06095
        X(4)=1.77973
        X(5)=0.66976
        W(1)=0.24841
        W(2)=0.39233
        W(3)=0.21142
        W(4)=0.22247E-01
        W(5)=0.82493E-03
        LILI=1
        SIGP=SP+SD+DD/DF
        R=1.+ESE/SIGP
        DO 21 K=1,5
          AIR(K)=0.
        DO 21 I=1,10
          21 AIR1(I,K)=0.
100 IF (E1(LILI).EQ.0..AND.E2(LILI).EQ.0.) GO TO 101
      KI=1
      VE=1.0
      H=(E2(LILI)-E1(LILI))/NA
      M=NA/2
      DO 1 I=1,M
        E(2*I-1)=F1(LILI)+H*(1.-0.577350+2*(I-1))
        1 E(2*I)=E1(LILI)+H*(1.+0.57735+2*(I-1))
      IX=0
      DO 17 I=1,10
        GA(I)=GAMAG(I)
        GB(I)=GAMAN(I)
        GC(I)=GAMAF(I)
        F(I)=FF(I)
      17 DE(I)=D(I)
      GO TO 20
      18 IX=1
      DO 19 I=1,10
        GA(I)=GAMAG1(I)
        GB(I)=GAMAN1(I)
        GC(I)=GAMAF1(I)
        F(I)=FF1(I)
      19 DE(I)=DE1(I)
      20 DO 4 J=1,10
        Z=0.
        IF (GC(J).NE.0..OR.GA(J).NE.0..OR.GB(J).NE.0.) GO TO 26
        GO TO 25
      26 COEF=SIGP*GA(J)/DE(J)+GA(J)*ESE/DE(J)
      DO 2 I=1,NA
        IF (IX.EQ.1) VE=1./(1.+0.255E 06/E(I))
        GOTAP=0.
        DO 3 K=1,5
          D1=2.404E+06*(1.+1./A)**2*2.*X(K)*X(K)*GB(J)*VE*F(J)
          BETA=(SIGP*SQRT(E(I))*(GC(J)+GA(J)+2.*X(K)*X(K)*GB(J)*VE*SQRT(
          1(E(I)))))/D1
          IF (T.EQ.0) GO TO 30
          TITA=(GC(J)+GA(J)+2.*X(K)*X(K)*GB(J)*SQRT(E(I))*VE)/SQRT(0.244E+06)

```



[illegible]

[illegible]

[illegible]

[illegible]

CASOS U METALICO

EL PRESENTE CASO FUE CALCULADO EN LAS SIGUIENTES CONDICIONES

INTEGRAL CON INTERFERENCIA, PARAMETROS SIN INTERFERENCIA

SIN EFECTO DAVCOFF

CON EFECTO DAVCOFF

ADNA RESULTA

RESONANCIAS INDIVIDUALES

ENERGIA	LAMDA	CAPPA	MU	INTEGRAL AUTOCOR.	INTEGRAL OIL-INF.
6.670	0.0261	0.0	0.6718	0.5508	132.4225
20.900	0.1221	0.0	0.8371	0.4104	80.3334
36.800	0.1510	0.0	0.8351	0.3193	72.2659
60.150	0.0420	0.0	0.9373	1.2794	11.3833
80.740	0.5701	0.0	0.9385	0.5156	1.1377
102.470	0.4254	0.0	0.9345	0.8210	7.1349
115.500	0.6559	0.0	0.9676	0.5065	4.0711
145.500	0.9619	0.0	0.9967	0.1257	0.1577
165.270	0.9404	0.0	0.9949	0.2442	0.4257
189.700	0.4780	0.0	0.9430	0.3590	3.4577
206.500	0.7625	0.0	0.9781	0.2896	1.5312
237.270	0.8571	0.0	0.9882	0.2521	0.9730
273.550	0.8987	0.0	0.9911	0.2140	0.5950
291.000	0.9330	0.0	0.9942	0.1934	0.4712
311.179	0.9856	0.0	0.9980	0.0371	0.0408
347.750	0.8321	0.0	0.9349	0.1439	0.5422
375.899	0.9980	0.0	0.9991	0.0259	0.0275
397.629	0.9764	0.0	0.9950	0.0898	0.1235
410.200	0.9541	0.0	0.9951	0.1266	0.2322
424.000	0.9734	0.0	0.9977	0.0950	0.1453
434.000	0.9751	0.0	0.9979	0.0896	0.1037
443.000	0.9932	0.0	0.9994	0.0083	0.0035
477.000	0.9804	0.0	0.9989	0.0452	0.0140
515.379	0.9351	0.0	0.9942	0.0931	0.2528
535.110	0.9421	0.0	0.9850	0.0901	0.2231
555.000	0.9340	0.0	0.9993	0.0055	0.0091
590.000	0.9520	0.0	0.9959	0.0820	0.1683
624.599	0.9155	0.0	0.9526	0.0721	0.2214
619.799	0.9649	0.0	0.9970	0.0757	0.1443
655.399	0.9984	0.0	0.9990	0.0384	0.0401
703.000	0.9762	0.0	0.9990	0.0601	0.0111
733.000	0.9946	0.0	0.9996	0.1024	0.0041
752.399	0.9949	0.0	0.9986	0.0091	0.0011
775.000	0.9939	0.0	0.9991	0.0031	0.0001
800.000	0.9947	0.0	0.9991	0.0001	0.0001

1000	0.9769	0.00	0.5780	0.0000	0.0000	0.0000
1001	0.9748	0.00	0.5795	0.0000	0.0000	0.0000
1002	0.9729	0.00	0.5756	0.0000	0.0000	0.0000
1003	0.9699	0.00	0.5691	0.0000	0.0000	0.0000
1004	0.9647	0.00	0.5686	0.0000	0.0109	0.0014
1005	0.9610	0.00	0.5672	0.0000	0.0281	0.0225
1006	0.9599	0.00	0.5656	0.0000	0.0303	0.0254
1007	0.9544	0.00	0.5649	0.0000	0.0454	0.0356
1008	0.9508	0.00	0.5633	0.0000	0.0557	0.0462
1009	0.9426	0.00	0.5694	0.0000	0.0620	0.0547
1010	0.9396	0.00	0.5674	0.0000	0.0449	0.0819
1011	0.9306	0.00	0.5692	0.0000	0.0287	0.0342
1012	0.9315	0.00	0.5641	0.0000	0.0381	0.0361
1013	0.9094	0.00	0.5621	0.0000	0.0324	0.0362
1014	0.8530	0.00	0.5659	0.0000	0.0273	0.0305
1015	0.9965	0.00	0.5697	0.0000	0.0055	0.0057
1016	0.9923	0.00	0.5693	0.0000	0.0225	0.0259
1017	0.9957	0.00	0.5696	0.0000	0.0093	0.0096
1018	0.9604	0.00	0.5660	0.0000	0.0339	0.0716
1019	0.9697	0.00	0.5691	0.0000	0.0275	0.0343
1020	0.9648	0.00	0.5687	0.0000	0.0320	0.0453
1021	0.9669	0.00	0.5697	0.0000	0.0047	0.0048
1022	0.9224	0.00	0.5633	0.0000	0.0251	0.0701
1023	0.9574	0.00	0.5672	0.0000	0.0293	0.0577
1024	0.9742	0.00	0.5673	0.0000	0.0304	0.0330
1025	0.9659	0.00	0.5672	0.0000	0.0285	0.0587
1026	0.9345	0.00	0.5695	0.0000	0.0144	0.0158
1027	0.9203	0.00	0.5621	0.0000	0.0215	0.0597
1028	0.9894	0.00	0.5691	0.0000	0.0244	0.0311
1029	0.9882	0.00	0.5690	0.0000	0.0252	0.0333
1030	0.9964	0.00	0.5697	0.0000	0.0075	0.0075
1031	0.9864	0.00	0.5697	0.0000	0.0079	0.0082
1032	0.9975	0.00	0.5698	0.0000	0.0023	0.0029
1033	0.9977	0.00	0.5693	0.0000	0.0023	0.0023
1034	0.9465	0.00	0.5656	0.0000	0.0199	0.0492
1035	0.9783	0.00	0.5682	0.0000	0.0233	0.0379
1036	0.9851	0.00	0.5690	0.0000	0.0122	0.0133
1037	0.9897	0.00	0.5691	0.0000	0.0210	0.0269
1038	0.9333	0.00	0.5644	0.0000	0.0160	0.0111
1039	0.9673	0.00	0.5672	0.0000	0.0202	0.0190
1040	0.9353	0.00	0.5653	0.0000	0.0187	0.0319
1041	0.9546	0.00	0.5686	0.0000	0.0193	0.0254
1042	0.9611	0.00	0.5685	0.0000	0.0141	0.0071
1043	0.9707	0.00	0.5691	0.0000	0.0183	0.0093

[illegible]

2558.5000	0.9354	0.0	0.9945	0.0055	0.0145
2579.3999	0.9743	0.0	0.9978	0.0022	0.0137
2596.5000	0.9503	0.0	0.9956	0.0044	0.0141
2619.0999	0.9233	0.0	0.9933	0.0067	0.0143
2631.7000	0.9937	0.0	0.9955	0.0045	0.0097
2671.2998	0.9989	0.0	0.9999	0.0011	0.0011
2695.3999	0.9719	0.0	0.9976	0.0024	0.0126
2715.5000	0.9965	0.0	0.9997	0.0003	0.0056
2749.7000	0.9641	0.0	0.9936	0.0064	0.0115
2761.3999	0.9947	0.0	0.9995	0.0005	0.0064
2765.0000	0.9569	0.0	0.9997	0.0003	0.0058
2765.3999	0.9973	0.0	0.9996	0.0004	0.0043
2848.3999	0.9986	0.0	0.9998	0.0002	0.0013
2864.0999	0.9972	0.0	0.9998	0.0002	0.0052
2891.7998	0.9306	0.0	0.9934	0.0066	0.0103
2906.1999	0.9505	0.0	0.9957	0.0043	0.0113
2930.3999	0.9973	0.0	0.9992	0.0008	0.0041
2933.7000	0.9961	0.0	0.9997	0.0003	0.0056
2933.7998	0.9972	0.0	0.9998	0.0002	0.0052
2933.2999	0.9988	0.0	0.9999	0.0001	0.0014
3002.2999	0.9986	0.0	0.9999	0.0001	0.0021
3015.0999	0.9882	0.0	0.9990	0.0010	0.0093
3027.7998	0.9990	0.0	0.9999	0.0001	0.0007
3042.5000	0.9871	0.0	0.9989	0.0011	0.0053
3058.0999	0.9990	0.0	0.9999	0.0001	0.0008
3108.7998	0.9955	0.0	0.9997	0.0003	0.0053
3132.5999	0.9820	0.0	0.9985	0.0015	0.0092
3145.0999	0.9985	0.0	0.9999	0.0001	0.0023
3168.5000	0.9917	0.0	0.9993	0.0007	0.0073
3177.7998	0.9985	0.0	0.9999	0.0001	0.0025
3199.0999	0.9926	0.0	0.9974	0.0026	0.0076
3204.0999	0.9919	0.0	0.9993	0.0007	0.0077
3224.0999	0.9927	0.0	0.9994	0.0006	0.0074
3248.0999	0.9967	0.0	0.9997	0.0003	0.0051
3272.0000	0.9971	0.0	0.9998	0.0002	0.0048
3275.2000	0.9989	0.0	0.9999	0.0001	0.0013
3295.2000	0.9803	0.0	0.9983	0.0017	0.0035
3310.2998	0.9998	0.0	0.9999	0.0001	0.0015
3310.2000	0.9889	0.0	0.9991	0.0009	0.0076
3332.3999	0.9901	0.0	0.9992	0.0008	0.0075
3335.0999	0.9931	0.0	0.9994	0.0006	0.0057
3360.3999	0.9903	0.0	0.9992	0.0008	0.0073
3367.3999	0.9886	0.0	0.9990	0.0010	0.0075
3367.3999	0.9947	0.0	0.9997	0.0003	0.0076
3367.3999	0.9740	0.0	0.9977	0.0023	0.0077
3367.3999	0.9577	0.0	0.9977	0.0023	0.0077
3367.3999	0.9520	0.0	0.9977	0.0023	0.0077

ZONA ESTADISTICA E1= 5536.0 E2= 111000.0

CENTRISUCION L=0 0.5049

CONTRIBUCION L=1

ALL	
1	0.2993
2	0.8513
3	0.0
4	0.0
5	0.0
6	0.0
7	0.0
8	0.0
9	0.0
10	0.0

5520.0

4590.0 E2=

E1=

0.0907

ADDITIONAL DATA

CONTRIBUTION L=0

CONTRIBUTION L=1

E1=

0.0204

0.0731

0.0

0.0

0.0

0.0

0.0

0.0

0.0

0.0

10