Mejoras en el método del sandwich para la medición de espectros de neutrones rápidos

Simón, María C.

1970

Tesis presentada para obtener el grado de Doctor en Ciencias Físicas de la Universidad de Buenos Aires

UNIVERSIDAD NACIONAL DE BUENOS AIRES

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales

Departamento de Física

MEJORAS EN EL METODO DEL SANDWICH PARA LA MEDICION DE ESPECTROS DE NEUTRONES RAPIDOS.

por:

MARIA C. SIMON

TESIS

presentada para optar al

título de Doctor en Física.

Director: Profesor Dr. K. Wirtz

Buenos Aires, 1970

INDICE

1. INTRODUCCION

Para medir los espectros de neutrones de campos estacionarios en el rango de energías de 1eV hasta 1 keV se usa fundamentalmente el método del sandwich, es decir, se irradian en el campo a medir tres folias superpuestas y el número de neutrones de la energía de la resonancia principal se obtiene de la diferencia entre las actividades de las folias exterior e interior. De ese modo se elimina en gran parte la influencia de la actividad que proviene de los neutrones de otras energías (G. Ehret [1] y otros). Irradiando sandwiches de distintas sustancias se obtienen puntos discretos del espectro.

Si se quieren medir los espectros de neutrones de reactores rápidos con este método aparece la activación proveniente de las resonancias no resueltas que llegan a ser el 99% de la activación total.

Entonces se restan dos cantidades poco diferentes y el resultado está afectado de un error muy grande.
En este trabajo se muestran las mejoras que se obtienen en el caso del oro si se mide la intensidad de la radiación beta en lugar de los fotones de 412 keV como se hace hasta ahora. Las ventajas de medir la radiación beta se aprecian solo para folias gruesas, por lo cual se deben estudiar los siguientes tópicos.

1) La influencia de la dispersión de neutrones de las folias.
2) La influencia de las resonancias secundarias.
3) La validez de la ley exponencial de la absorción de la radiación beta en capas gruesas.
4) La contribución de los electrones secundarios a la intensidad de la radiación beta.

Para comparar las mediciones con la teoría se irradiaron los sandwiches en un campo de neutrones cuyo espectro tenía la forma $\phi(E) = \frac{\phi\ epi}{E}$ con ϕ epi = constante, obtenido con dos fuentes de (Ra + Be) en parafina.

Se irradiaron sandwiches de varios espesores y para cada uno se midieron las siguientes intensidades por seg. y cm^2:

$N_\gamma^E\ (\delta)$ radiación gamma de 412 keV de la folia exterior.
$N_\gamma^I\ (\delta)$ radiación gamma de 412 keV de la folia interior.
$N_\beta^E\ (\delta, e)$ radiación beta de la cara externa de la folia exterior.
$N_\beta^E\ (\delta, i)$ radiación beta de la cara interna de la folia exterior.
$N_\beta^I\ (\delta)$ radiación beta de la folia interior.
$N^E\ (\delta)$ actividad de la folia exterior.
$N^I\ (\delta)$ actividad de la folia interior.

Se usará más adelante el superíndice L para indicar la folia E ó I y en lugar de e ó i se usará C para indicar en forma genérica a una u otra de las caras de la folia.

En la figura 1.1 se ha representado en forma cualitativa la distribución de la activación en las folias.

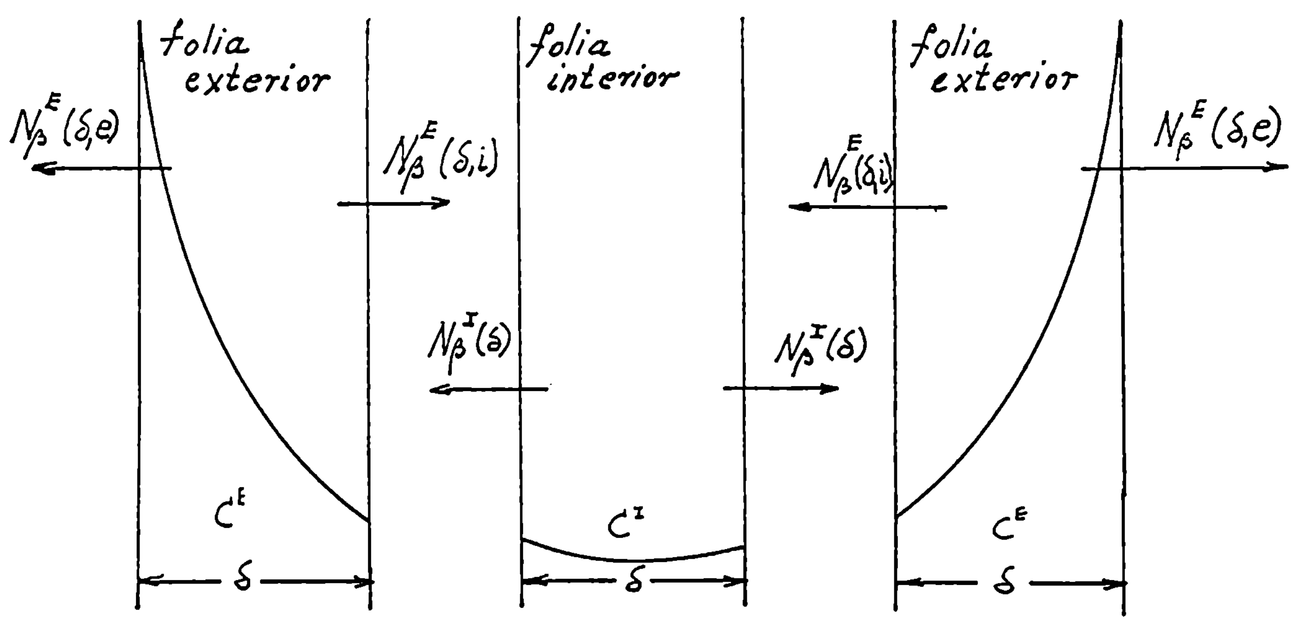


Fig. 1.1

2. IRRADIACION

Los sandwiches constan de tres folias circulares de igual espesor y 18 mm. de diámetro. Las mismas se recortaron en una matriz de folias de oro cuya pureza era del 99,999%. Para cada sandwich se seleccionaron tres discos cuyos espesores diferían en menos que 0,5%.

Para evitar la penetración de neutrones por el borde se coloca alrededor de las folias un anillo protector de oro de 3 mm. de ancho y espesor 3δ. (δ es el espesor de cada folia). Todo el paquete se sujeta a presión en una cápsula de aluminio (ver Fig. 2.1) de paredes laterales de 0,1 mm. de espesor. Esta a su vez fué colocada en otra cápsula de cadmio de 1mm. de espesor para absorber los neutrones térmicos.

Se irradiaron sandwiches de folias de distinto espesor que variaban entre 0,02 y 0,4 g/cm^2 ó 0,011 mm. y 0,2 mm.
El tiempo de irradiación era de una a dos vidas medias.

Las dos fuentes de (Ra + Be) se encontraban a 22 cm. de distancia en un medio de parafina. Los sandwiches se colocaron en el centro entre ambas fuentes formando un ángulo recto con la recta que une ambas fuentes. La activación se produce mediante la reacción:

$$Au^{197}\ (n,\gamma)\ Au^{198}$$

además tiene lugar la dispersión elástica de neutrones.
En la figura 2.2 está representada la sección eficaz total $\sigma_t = \sigma_a + \sigma_s$ en función de la energía de los neutrones (2). La resonancia principal se encuentra en 4,906 eV y las resonancias secundarias, 61 en total, se reparten en el rango de energías entre 46,5 eV y 995,4 eV. Además contribuyen a la activación las resonancias no resueltas y la parte 1/v. (v = velocidad del neutrón).
Las contribuciones a la integral de resonancia son según T.Y. Connolly, F. de Keuijf y J.J. Schmidt (3):

nancia principal	1478, 0 b
parte 1/v	42, 0 b
61 resonancias secundarias	62, 0 b
resonancias no resueltas	8, 0 b

para energía de corte del Cd en 0,55 eV.

Empaquetamiento del sandwich

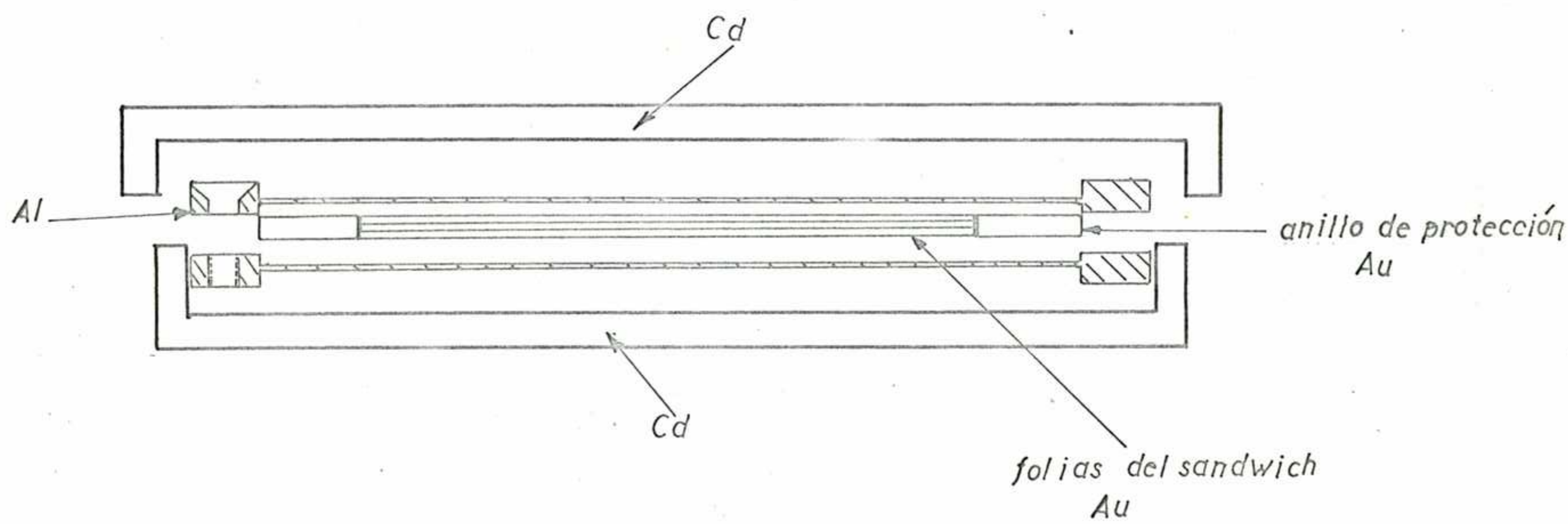
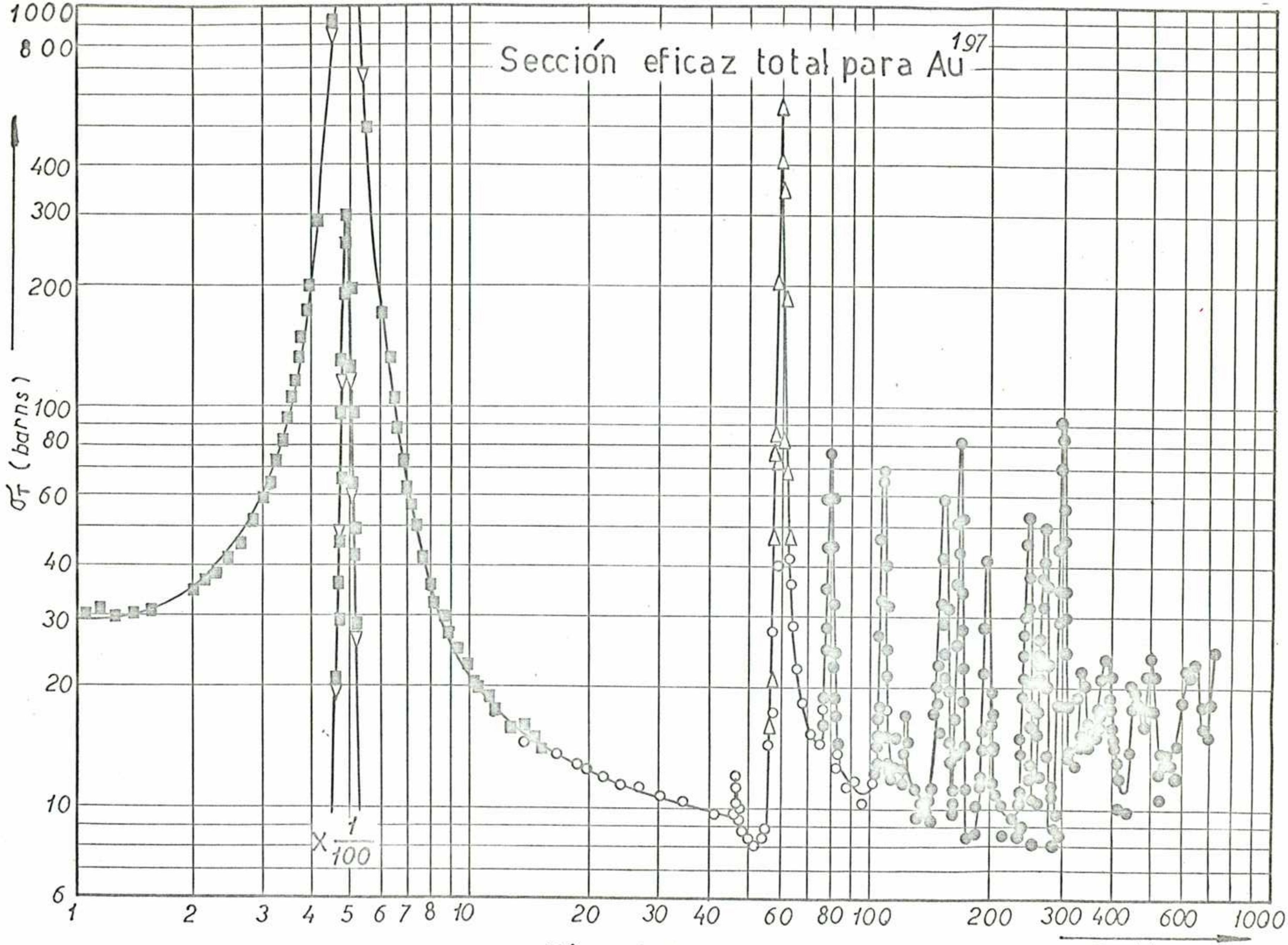


Fig. 2.1



Sección eficaz total para Au^{197}
1000
800
400
300
200
100
80
60
40
30
20
10
6
σ_T (barns)
$\times \frac{1}{100}$
1
2
3
4
5
6
7
8
10
20
30
40
60
80
100
200
300
400
600
1000
E (eV)

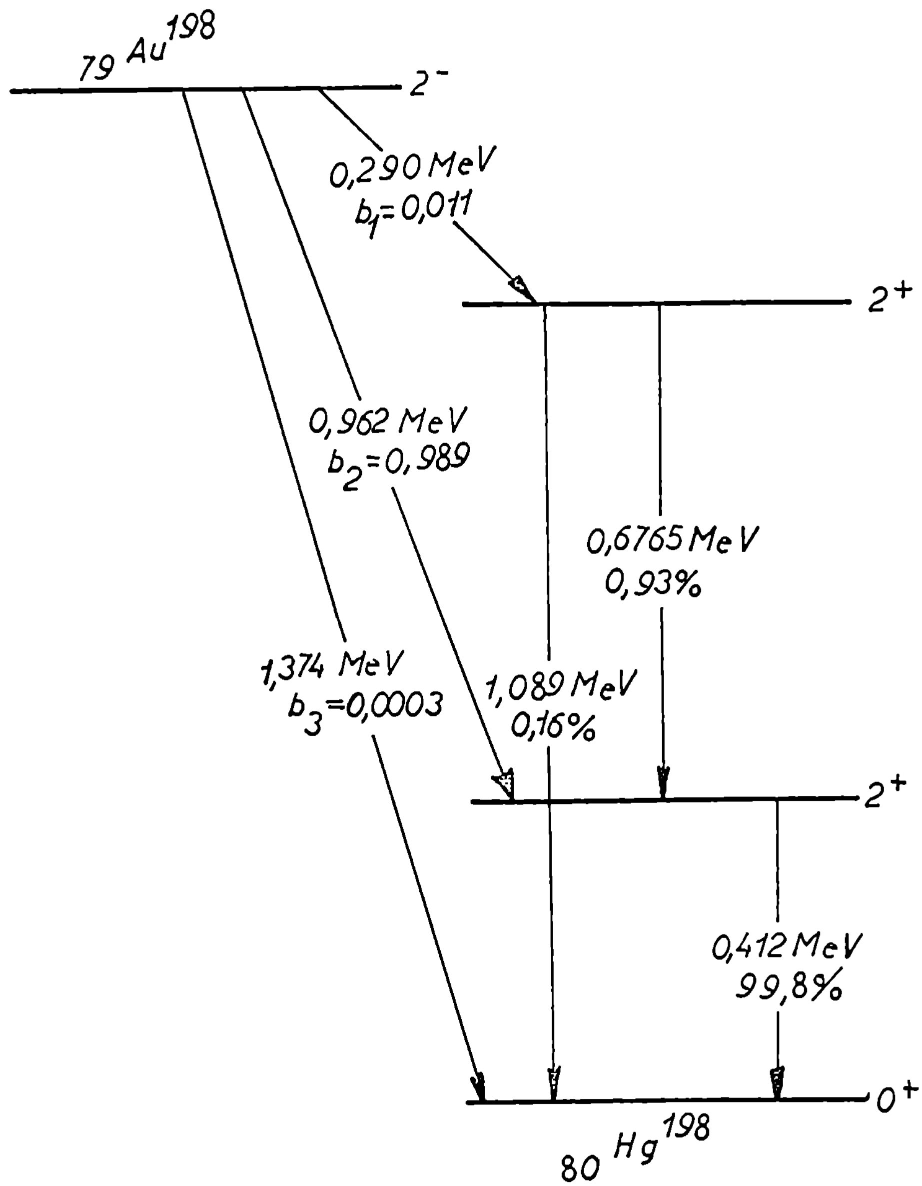
Fig. 2.2

3. MEDICIONES

a) Desintegración del $_{79}Au^{198}$.

La radiación gamma y beta que ponen en evidencia la activación de las folias proviene de la desintegración del $_{79}Au^{198}$. Este decae por emisión de electrones al $_{80}Hg^{198}$ con una vida media de 2,695 ± 0,007 d (4). El esquema de desintegración es el siguiente (5).

Fig. 3.1



La intensidad de la radiación gamma se determinó en base a la transición de 412 keV que se produce en parte por conversión interna. A partir del coeficiente de conversión $\alpha_k = 0{,}030$ (5) y la relación $\frac{K}{L + M} = 2{,}17$ (6) se obtienen las probabilidades de conversión:

$$\alpha'_K = 0{,}029 \quad ; \qquad \alpha'_{LM} = 0{,}013 \qquad y \qquad \alpha' = 0{,}042$$

y la probabilidad de emisión de los fotones de 412 keV es:

$$p_\gamma = 0{,}956$$

Los electrones se detectaron con un contador proporcional cuya eficiencia era igual a 1 y era insensible a la radiación electromagnética, y los fotones se detectaron con un centellador de I Na (Tl) que no contaba electrones.

Las intensidades de radiación medidas en estas condicion

La intensidad de la radiación gamma de 412 keV

$$N_\gamma^L(\delta) = C_o^L(\delta)\, \phi_{epi}\, S_\gamma^L(\delta)\, p_\gamma\, \varepsilon_\gamma \qquad 3.1$$

donde $C_o^L(\delta)$ es la activación para ϕ epi = $^1/$seg. cm^2 y ϕ epi es el flujo epitérmico del sistema de irradiación.

El factor de autoabsorción $S_\gamma(\delta)$ es la probabilidad del foton de salir de la folia sin sufrir ninguna interacción.

El factor ε_γ es la eficiencia de detección de la radiación gamma que incluye la eficiencia intrínseca del centellador, la geometría, la absorción en los materiales que se encuentran entre fuente y contador y la eficiencia del discriminador monocanal.

Este factor se determinó experimentalmente como se verá más adelante.

La intensidad de la radiación beta para cada una de las caras es:

$$N_\beta^L(\delta,c) = C_o^L(\delta)\phi_{epi}\left\{S_\beta^L(\delta,c)+\left[1-S_\beta^L(\delta,c)\right]\left[\alpha'_K S_K^L(\delta,c)+\right.\right.$$

$$\left.\left.+\alpha'_{LM} S_{LM}^L(\delta,c)\right]\right\}+\phi_{epi}\left[1-S_\beta^L(\delta,c)\right]\eta^L(\delta,c) \qquad 3.2$$

donde $\eta^L(\delta,c)$ es el número de electrones secundarios que salen de la folia por la cara exterior o interior según el caso.

El número total de electrones detectado es:

$$N_\beta^L(\delta) = C_o^L(\delta)\phi_{epi}\left\{S_\beta^L(\delta)+\left[1-S_\beta^L(\delta)\right]\left[\alpha'_K S_K^L(\delta)+\right.\right.$$

$$\left.\left.+\alpha'_{LM} S_{LM}^L(\delta)\right]\right\}+\phi_{epi}\left[1-S_\beta^L(\delta)\right]\eta^L(\delta) \qquad 3.3$$

donde:

$$S_j^L(\delta) = S_j^L(\delta,e)+S_j^L(\delta,i)$$

$$\eta^L(\delta) = \eta^L(\delta,e)+\eta^L(\delta,i) \qquad 3.4$$

El número de coincidencias por segundo y cm^2 es para el caso supuesto de $\mu_\gamma\delta < 1$. (donde μ_γ es el coeficiente másico de absorción de los fotones de 412 keV en oro).

$$N_c^L(\delta) = C_o^L(\delta)\,\phi_{epi}\,p_\gamma\,\varepsilon_\gamma\,S_\gamma^L(\delta)\,S_\beta^L(\delta) \qquad 3.5$$

De las relaciones 3.1, 3.3 y 3.5 se obtiene la siguiente expresión para la actividad:

$$N^L(\delta) = \frac{N_\beta^L(\delta)\cdot N_\gamma^L(\delta)}{N_C^L(\delta)} = C_0^L(\delta)\,\phi_{epi}\,f^L(\delta) \qquad 3.6$$

con:

$$f^L(\delta) = 1 + \left[\frac{1 - S_\beta^L(\delta)}{S_\beta^L(\delta)}\right]\left[\alpha'_K S_K^L(\delta) + \alpha'_{LM} S_{LM}^L(\delta)\right] + \qquad 3.7$$

$$+ \left[\frac{1 - S_\beta^L(\delta)}{S_\beta^L(\delta)}\right]\frac{\eta^L(\delta)}{C_0^L(\delta)}$$

De las relaciones anteriores se ve que las intensidades de radiación medidas se relacionan con la activación calculada por medio de varias magnitudes que hay que determinar. ϕ epi y ε_γ son factores característicos del sistema de irradiación y del de medición respectivamente, ambos se determinaron experimentalmente. Los otros factores fueron calculados como se verá en el capítulo 6.

b) Sistema de medición.

Las intensidades de la radiación beta y gamma se midieron con un contador proporcional 4π y centelladores respectivamente. La dispersión geométrica de los contadores y la folia radioactiva es la esquematizada en la Fig. 3.2.

Para contar el número de electrones que sale por cada una de las caras de las folias se ha usado un contador proporcional 4π dividido en dos partes iguales que trabajan independientemente. Para detectar con la mayor seguridad posible la cantidad de electrones que sale por una y otra cara de la folia, se colocó la misma entre los dos contadores rodeándola con un anillo de aluminio del mismo espesor y radio interior de la folia. (ver Fig. 3.3).

En la figura 3.4 se ve un esquema en bloque del sistema de medición. El número de electrones que se detecta en cada una de las mitades del contador se registró con los escalímetros E1 y E2. El número total de electrones detectado se registró con el escalímetro E3 conectado a la salida del circuito mezclador.

Entre los gases que suelen usarse para los contadores proporcionales se eligió el metano (CH_4) por su insensibilidad a la radiación electromagnética. La energía necesaria para crear un par ión - electrón es, para electrones en metano, igual a 27,3 eV. El contador trabaja con flujo continuo de gas a 1 atm. de presión. Para eliminar el aire contenido en el mismo es suficiente con hacer circular el gas durante unas 12 hs. antes de comenzar a medir.

El interior del contador se hizo con plexiglas en lugar de metal para reducir el número de electrones que es arrancado de las paredes por la radiación electromagnética al mínimo y evitar así que el contador detecte a los factores emitidos por el ${}_{79}Au^{198}$.

Para conseguir una superficie interior conductora se pintó el plexiglas con esmalte de plata conductor. El alambre central era de tungsteno y tenía un diámetro de 0,05 mm.

Ambos plateaus eran prácticamente iguales, se extendían desde 2900 V hasta 3400 V y tenían una pendiente del 2% por cada 100 V.
Con cada uno de los centelladores se obtuvo un espectro de la radiación electromagnética del ${}_{79}Au^{198}$, del mismo se discriminó el fotopico de 412 keV con un monocanal (ver Fig. 3.4). El número total de fotones detectados se registró con el escalímetro E4 conectado a la salida de otro circuito mezclador de pulsos.
El blindaje de 2 cm. de Pb redujo considerablemente el fondo.
En el contador proporcional se registró un fondo de solo 2 cuentas por segundo y en los centelladores de 10 cuentas por segundo.

El número de coincidencias γ-β se obtuvo con un circuito de coincidencias cuyo tiempo de resolución se fijó en 1μ seg.
La intensidad máxima registrada para los rayos beta era 70/seg. para los fotones 40/seg. y el número de coincidencias era 10/seg.
Con el tiempo de resolución fijado el número de coincidencias casuales es del orden de 0,006/seg.

Esquema de la disposición de los contadores

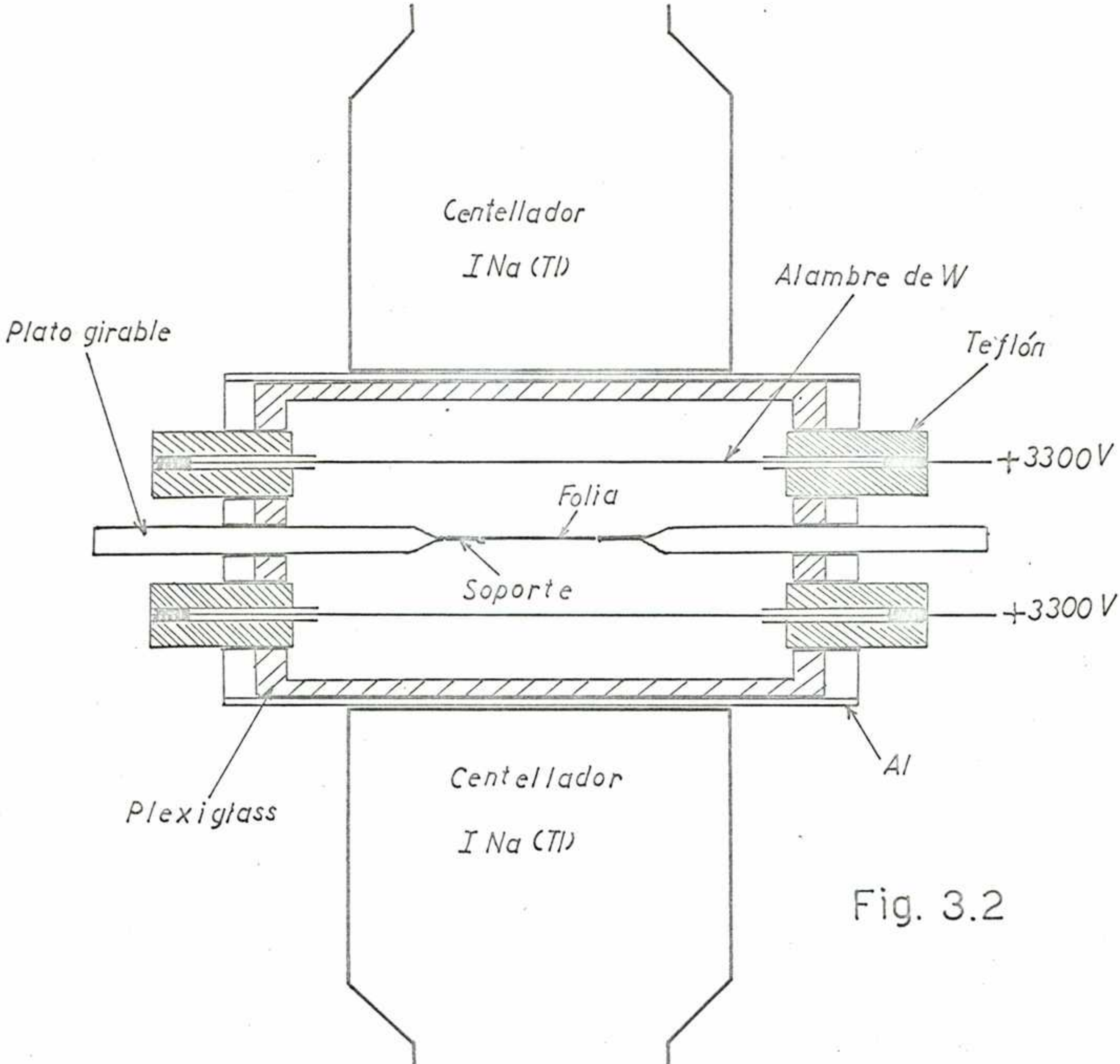
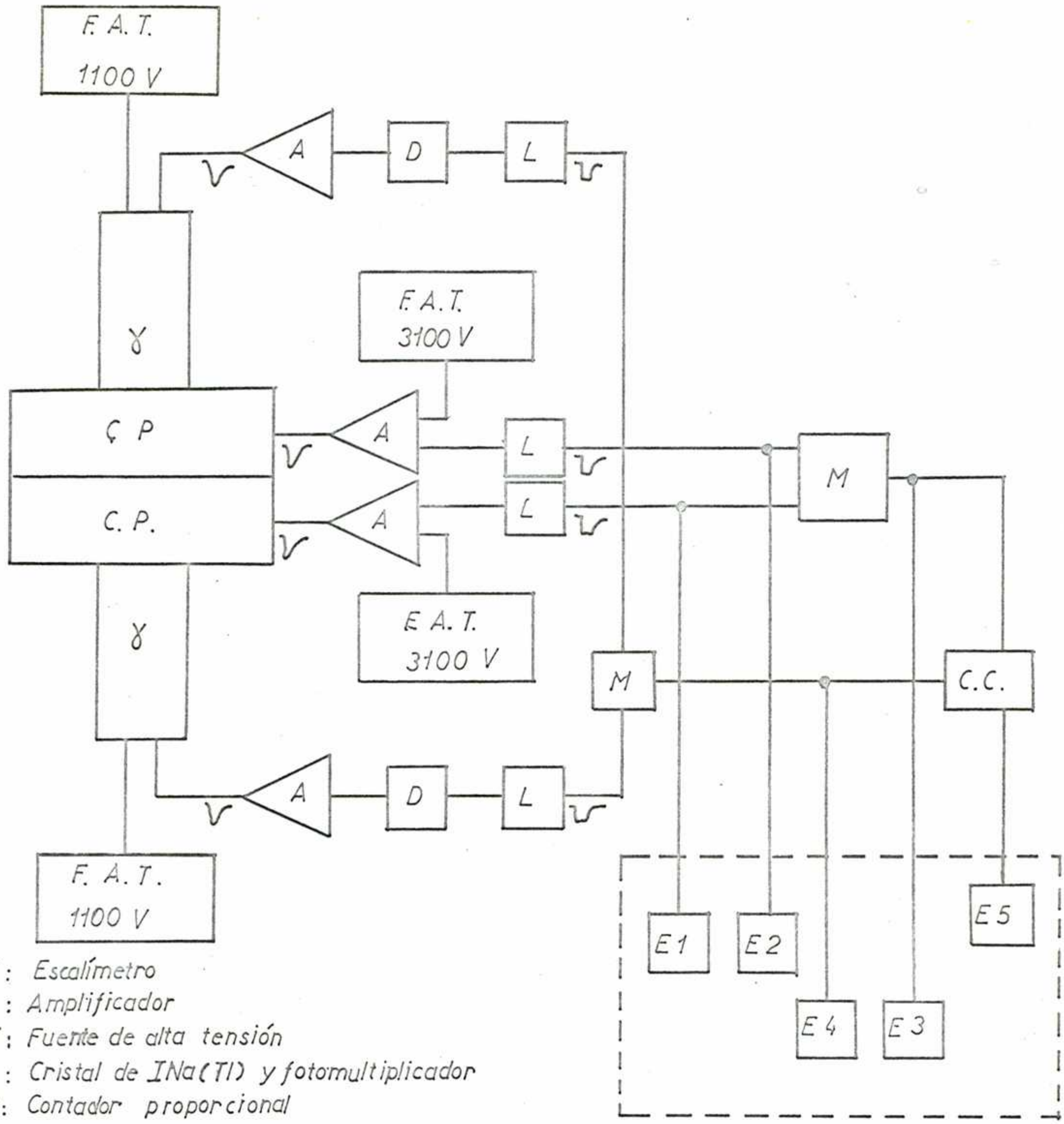


Fig. 3.2

Soporte de la folia

Fig. 3.3

Circuito en bloque del sistema de medicion



E : Escalímetro
A : Amplificador
EAT : Fuente de alta tensión
γ : Cristal de INa(Tl) y fotomultiplicador
C.P.: Contador proporcional
D : Discriminador monocanal
L : Adaptador de pulsos
M : Mixer
C.C. : Circuito de coincidencias

Fig. 3.4

C) Mediciones auxiliares

El flujo epitérmico ϕ epi del sistema de irradiación y la eficiencia se determinaron irradiando una folia de oro en las mismas condiciones que los sandwiches.

ϕ epi se obtiene de la relación:

$$C(\delta) = \phi_{epi}\, I_{\infty}\, G_{epi}(\delta)\, N\, \delta/\rho \qquad 3.8$$

donde N = 0,590 $10^{23}/cm^3$ es el número de átomos por cm^3, ρ = 19,32 g/cm^3 es la densidad del oro, δ = 0,00986 g/cm^2 es la densidad superficial de la folia, I_{∞} = 1566,0 10^{-23} cm^2 (7) es la integral de resonancia para dilución infinita en un campo $1/E$ y bajo cadmio, G_{epi} = 0,642 (7) es el factor de corrección para I_{∞} si δ = 0,009869 g/cm^2 y C (δ) se obtiene de las relaciones 3.6 y 3.7 teniendo en cuenta que C (δ) = Co (δ)$\cdot\phi$ epi

$$C(\delta) = \frac{N_\beta(\delta)\cdot N_\gamma(\delta)}{N_c(\delta)} \cdot \frac{1}{f(\delta)} \qquad 3.9$$

El factor de corrección f (δ) se simplifica considerablemente en este caso pues no hay absorción de la radiación gamma de 412 keV ni de los electrones de conversión (8) de modo que:

$$S_\gamma(\delta) = S_K(\delta) = S_{LM}(\delta) = 1 \qquad y \qquad \eta(\delta) = 0$$

La expresión de $1/f$(δ) que se obtiene en este caso de 3.7 es:

$$\frac{1}{f(\delta)} = \frac{S_\beta(\delta)}{S_\beta(\delta) + [[1 - S_\beta(\delta)]\alpha']} \qquad 3.10$$

Con $S_\beta(\delta)$ = 0,85 y α' = 0,042 resulta $1/f(\delta)$ = 0,992 (8).

Luego se obtiene ϕ epi de las relaciones 3.8 y 3.9 resultando:

$$\phi \text{ epi} = 1{,}69\ 10^3/\text{seg cm}^2.$$

con un error del 2% salvo la inseguridad en los datos nucleares.

La eficiencia $\mathcal{E}_\gamma$ se puede determinar a partir de la relación $N_c(\delta)/N_\beta(\delta)$ obtenida de las mismas mediciones usadas para calcular ϕ epi. De las relaciones 3.3 y 3.5 se obtiene la siguiente expresión para $\mathcal{E}_\gamma$.

$$\mathcal{E}_\gamma = \frac{N_c(\delta)}{N_\beta(\delta)} \cdot \frac{1}{p_\gamma} \left\{ 1 + \frac{1 - S_\beta(\delta)}{S_\beta(\delta)} \cdot \alpha' \right\} \qquad 3.11$$

usando los valores $p_\gamma = 0{,}956$, $\alpha' = 0{,}042$ y $S_\beta(\delta) = 0{,}85$ resulta:

$$\mathcal{E}_\gamma = 0{,}150 \pm 0{,}005$$

d) Medición de las intensidades de radiación de las folias de los sandwiches.

Para hacer posible la comparación de los resultados teóricos con los valores calculados se formaron los siguientes cocientes entre los factores experimentales a los que llamaremos intensidades específicas.

$$I_\gamma^L(\delta) = \frac{N_\gamma^L(\delta)}{\mathcal{E}_\gamma\ \phi_{epi}} \qquad 3.12$$

$$I_{\beta}^{L}(\delta,c) = \frac{N_{\beta}^{L}(\delta,c)}{\phi_{epi}} \qquad 3.13$$

y la actividad específica es:

$$A^{L}(\delta) = \frac{N_{\beta}^{L}(\delta)\cdot N_{\gamma}^{L}(\delta)}{N_{c}^{L}(\delta)\cdot\phi_{epi}} \qquad 3.14$$

Estas intensidades específicas están dadas en función de los términos teóricos mediante las siguientes relaciones que se obtienen de 3.1, 3,2 3.5, 3.6 y 3.7.

$$I_{\gamma}^{L}(\delta) = C_{o}^{L}(\delta)\cdot S_{\gamma}^{L}(\delta)\cdot P_{\gamma} \qquad 3.15$$

$$I_{\beta}^{L}(\delta,c) = C_{o}^{L}(\delta)\cdot\left\{S_{\beta}^{L}(\delta,c)+\left[1-S_{\beta}^{L}(\delta,c)\right]\cdot\left[\alpha_{K}'\cdot S_{K}^{L}(\delta,c)+\right.\right.$$

$$\left.\left.+\alpha_{LM}'\cdot S_{LM}^{L}(\delta,c)+\frac{\eta^{L}(\delta,c)}{C_{o}^{L}(\delta)}\right]\right\} \qquad 3.16$$

$$A^{L}(\delta) = C_{o}^{L}(\delta)\left\{1+\frac{\left[1-S_{\beta}^{L}(\delta)\right]\left[\alpha_{K}'\cdot S_{K}^{L}(\delta)+\alpha_{LM}'\cdot S_{LM}^{L}(\delta)\right]}{S_{\beta}^{L}(\delta)}+\right.$$

$$\left.+\frac{1-S_{\beta}^{L}(\delta)}{S_{\beta}^{L}(\delta)}\cdot\frac{\eta^{L}(\delta)}{C_{o}^{L}(\delta)}\right\} \qquad 3.17$$

Como los sandwiches fueron irradiados en un campo isotrópico la activación de las dos folias exteriores, y por lo tanto las respectivas intensidades de radiación, son iguales dentro del error experimental. Las intensidades de radiación de la folia exterior se determinaron por consiguiente calculando el promedio entre los valores obtenidos para ambas folias.

Además se han calculado las relaciones y diferencias entre las intensidades de radiación de la folia exterior e interior.

$$R_\gamma(\delta) = \frac{I_\gamma^E(\delta)}{I_\gamma^I(\delta)} \quad ; \quad D_\gamma(\delta) = I_\gamma^E(\delta) - I_\gamma^I(\delta) \qquad 3.18$$

$$R_{\beta_1}(\delta) = \frac{I_\beta^E(\delta,e)}{I_\beta^I(\delta)} \quad ; \quad D_{\beta_1}(\delta) = I_\beta^E(\delta,e) - I_\beta^I(\delta) \qquad 3.19$$

$$R_{\beta_2}(\delta) = \frac{I_\beta^E(\delta,e)}{I_\beta^E(\delta,i)} \quad ; \quad D_{\beta_2}(\delta) = I_\beta^E(\delta,e) - I_\beta^E(\delta,i) \qquad 3.20$$

$$R_{\beta_3}(\delta) = \frac{I_\beta^E(\delta,i)}{I_\beta^I(\delta)} \quad ; \quad D_{\beta_3}(\delta) = I_\beta^E(\delta,i) - I_\beta^I(\delta) \qquad 3.21$$

$$R(\delta) = \frac{A^E(\delta)}{A^I(\delta)} \quad ; \quad D(\delta) = A^E(\delta) - A^I(\delta) \qquad 3.22$$

Los valores obtenidos para las intensidades y las relaciones y diferencias definidas se representaron en las figuras 7.1 hasta 7.9.

Cada uno de los puntos experimentales representados en dichas figuras se obtuvo midiendo las intensidades de varios sandwiches del mismo espesor o irradiando el mismo sandwich varias veces, lo que se puede hacer un mes después de la irradiación anterior pues la actividad decae en ese tiempo a la milésima parte de su valor inicial.

Para poder comparar las intensidades obtenidas de distintas irradiaciones se tiene que hacer la corrección por tiempo de irradiación y decaimiento de la radioactividad después de finalizar la misma.

El número de núcleos radioactivos por cm^2 presente en el instante t después de comenzar la irradiación es:

$$B(t) = \frac{C}{\lambda}\left(1 - e^{-\lambda t}\right) \qquad 3.23$$

donde C es la activación por segundo y cm^2 y λ es la constante de desintegración. Para $t \rightarrow \infty$, $B(t) \rightarrow C/\lambda$ que es el valor de saturación.

Si t_1 es el tiempo total de irradiación, la actividad en el instante de finalizar la misma es:

$$a_1 = \lambda B(t_1) = C\left(1 - e^{-\lambda t_1}\right) \qquad 3.24$$

En el tiempo que transcurre hasta comenzar la medición (t_2) y durante el tiempo de medición (T) la actividad decae según la ley.

$$a(t) = a_1 e^{-\lambda t} \qquad 3.25$$

y la actividad medida es:

$$a = a_1 e^{-\lambda t_2} \left\{ \frac{1 - e^{-\lambda T}}{\lambda T} \right\} \qquad 3.26$$

que con 3.24 da:

$$a = C(1 - e^{-\lambda t_1}) e^{-\lambda t_2} \left\{ \frac{1 - e^{-\lambda T}}{\lambda T} \right\} \qquad 3.27$$

Como la actividad medida está afectada por la eficiencia y la absorción de la radiación detectada la activación C de la relación 3.27 es directamente la intensidad $N_j^L(\delta, C)$ medida si se escribe en lugar de $a = n_j^L(\delta, C)/S$ siendo $n_j^L(\delta, C)$ el número de cuentas registradas y S la superficie de la folia, se obtiene:

$$N_j^L(\delta, C) = \frac{n_j^L(\delta, C) \cdot e^{\lambda t_2}}{S} \cdot \frac{1}{1 - e^{-\lambda t_1}} \left\{ \frac{\lambda T}{1 - e^{-\lambda T}} \right\} \qquad 3.28$$

que son las intensidades de las relaciones 3.1, 3.2, 3.3 y 3.5.

4. CALCULO DE LA DISTRIBUCION DE ACTIVACION EN UN SANDWICH.

El cálculo de la distribución de la activación en un sandwich irradiado en un campo isotrópico de neutrones cuyo espectro es de la forma $\phi(E) = \phi\ epi/E$ se ha hecho con la teoría que se detalla a continuación (9).

Las reacciones que tienen lugar son la absorción de neutrones que produce la activación y la dispersión elástica. O sea que el coeficiente de reacción $\mu(E)\ [cm^2/g]$ se compone solo de dos términos; el coeficiente de absorción $\mu_a(E)$ y el de dispersión $\mu_s(E)$.

$$\mu(E) = \mu_a(E) + \mu_s(E) \tag{4.1}$$

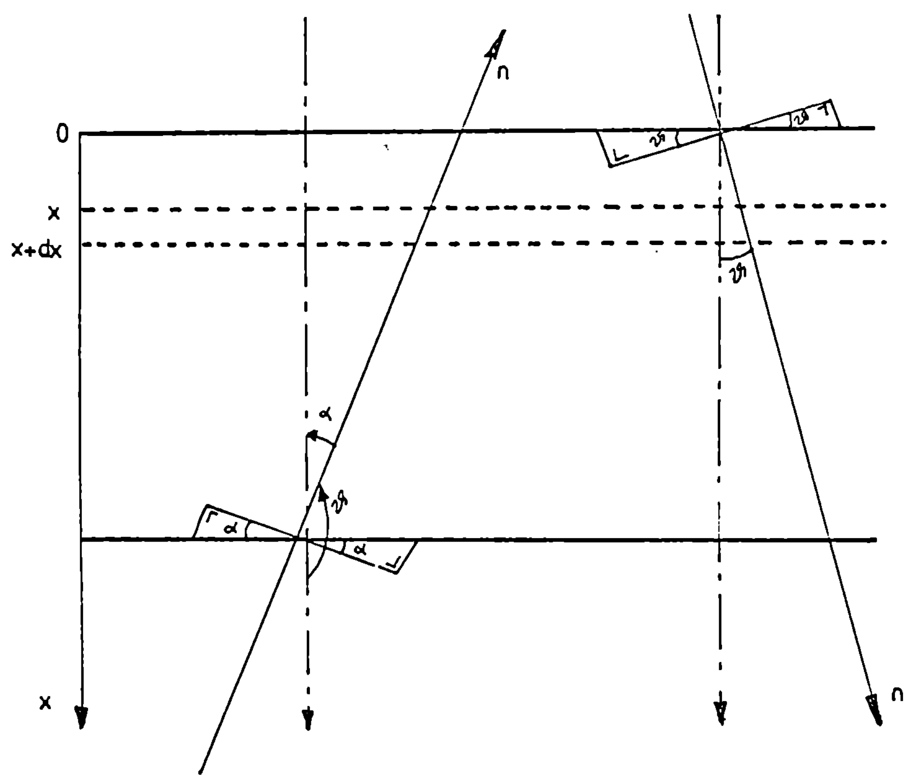


Fig. 4.1

Llamando r $(E, x, \vartheta, \varphi)\, dE\, dx\, d\vartheta\, d\varphi$) al número de reacciones por cm^2 y segundo que tienen lugar en la capa x ... x + dx debido a neutrones de energía E ... E + dE cuya dirección de vuelo está entre $\vartheta \dots \vartheta + d\vartheta$ y $\varphi \dots \varphi + d\varphi$ resulta (ver Fig. 4.1):

$$r(E,X,\vartheta,\varphi)\, dE\, dx\, d\vartheta\, d\varphi = \frac{\phi_0(E)\cos\vartheta}{4\pi}\, e^{-\frac{\mu(E)\cdot X}{\cos\vartheta}}\, \mu(E)\frac{dx}{\cos\vartheta}\, sen\,\vartheta \cdot d\vartheta\, d\varphi\, dE \,+ \tag{4.2}$$

$$+ \frac{\phi_0(E)\cos(\pi-\vartheta)}{4\pi}\, e^{-\frac{\mu(E)\cdot(D-X)}{\cos(\pi-\vartheta)}}\, \frac{\mu(E)\cdot dx}{\cos(\pi-\vartheta)}\, sen\,\vartheta\, d\vartheta\, d\varphi\, dE$$

Integrando sobre ϑ y φ se obtiene el número de reacciones que se produce en la capa x ... x + dx debido a todos los neutrones de energía E ... E + dE.

$$R(E,X)\, dE\, dx = \frac{\phi_0(E)}{2}\left\{\int_0^{\pi/2} e^{-\frac{\mu(E)\cdot X}{\cos\vartheta}}\, sen\,\vartheta\, d\vartheta + \int_{\pi/2}^{\pi} e^{-\frac{\mu(E)\cdot(D-X)}{\cos(\pi-\vartheta)}}\, sen\,\vartheta\, d\vartheta\right\} 4{*}3 \tag{4.3}$$

$$*\,\mu(E)\, dE\, dX$$

con el cambio de variable t = $1/\cos\vartheta$ y t = $1/\cos(\pi-\vartheta)$ se obtienen las integrales del tipo:

$$E_n(y) = \int_1^{\infty} \frac{e^{-yt}}{t^n}\, dt \tag{4.4}$$

y la expresión 4.3 puede escribirse en la forma

$$\mathcal{R}(E,x)\,dE\,dx = \frac{\phi_0(E)}{2}\mu(E)\,dE\,dx\left\{E_2(\mu(E)\cdot x) + E_2(\mu(E)\cdot(D-x))\right\} \qquad 4.5$$

Recordando que para folias muy finas el número de reacciones es el flujo incidente multiplicado por el coeficiente de reacción, la expresión:

$$\phi^{(1)}(E,x) = \frac{\phi_0(E)}{2}\left\{E_2(\mu(E)\cdot x) + E_2(\mu(E)\cdot(D-x))\right\} \qquad 4.6$$

se puede interpretar como el flujo de neutrones que incide sobre el plano x de la folia absorbente.

Con esta definición el número de reacciones en el plano x debido a neutrones de la energía E se escribe más brevemente:

$$\mathcal{R}(E,x) = \phi^{(1)}(E,x)\cdot\mu(E) \qquad 4.7$$

que con 4.1 da:

$$\mathcal{R}(E,x) = \phi^{(1)}(E,x)\cdot\mu_a(E) + \phi^{(1)}(E,x)\cdot\mu_s(E) \qquad 4.8$$

Donde el primer término da la activación de la capa x por neutrones de la energía E que no sufrieron ninguna dispersión. A esta activación se la denominará de aquí en adelante: "activación primaria".

$$C^{(1)}(E,x) = \phi^{(1)}(E,x)\,\mu_a(E) \qquad 4.9$$

El segundo término da el número de neutrones de la energía E que son dispersados en el plano x.

$$S^{(1)}(E,x) = \phi^{(1)}(E,x)\,\mu_a(E) \qquad 4.10$$

Los neutrones dispersados están en condiciones de interactuar nuevamente con los núcleos de oro y activar a los mismos.
A continuación se calculará a la "activación secundaria", que es la activación producida por neutrones una vez dispersados.
Llamando E' a la energía primaria del neutrón y $g(E' \rightarrow E)$ a la probabilidad de que después de ser dispersado tenga la energía E se tiene:

$$g(E' \rightarrow E) = \begin{cases} 1/E' \cdot (1-\alpha) & \text{para } \alpha E' \leq E \leq E' \\ 0 & \text{para } E' < E \text{ y } E < \alpha E' \end{cases} \qquad 4.11$$

donde α depende de la masa A del núcleo:

$$\alpha = \left\{ \frac{A-1}{A+1} \right\}^2$$

Sea $s(E' \rightarrow E, x')\,dE'$ el número de neutrones de energía primaria entre E' y E' + dE' que es dispersada en el plano x' y cuya energía final es E.
De 4.10 y 4.11 se obtiene:

$$s(E' \rightarrow E, x')\,dE' = S^{(1)}(E', x')\, g(E' \rightarrow E)\,dE' = \frac{\phi^{(1)}(E', x')\,\mu_s(E')}{(1-\alpha)E'}\,dE' \qquad 4.12$$

De 4.11 resulta que todos los neutrones que tienen energía primaria $E' \geq E$ y $E' \leq E/\alpha$ pueden pasar a tener energía E después de una dispersión.

Integrando la expresión anterior sobre el intervalo $(E, E/\alpha)$ se obtiene el número de neutrones de energía E creado en el plano x'.

$$S_q(E,x') = \int_E^{E/\alpha} s(E' \to E, x')\,dE' = \frac{1}{1-\alpha}\int_E^{E/\alpha} \phi^{(1)}(E',x')\,\mu_s(E')\,\frac{dE'}{E'} \qquad 4.13$$

El número de neutrones de energía E creado en el elemento de volumen de espesor dx' y superficie dF' es:

$$dn = Sq\,(E,X')\,dx'\,dF \qquad 4.14$$

Suponiendo que la emisión de los neutrones dispersados es isotrópica en primera aproximación el número de neutrones emitidos formando un ángulo ϑ' con la normal a la folia está dado por la relación:

$$dq(E,x',\vartheta') = \frac{1}{2} s_q(E,x')\,dx'\,dF\,\mathrm{sen}\,\vartheta'\,d\vartheta'$$

y la densidad de corriente de neutrones cuya dirección de vuelo forma un ángulo ϑ' con la normal es:

$$dj(E,x',\vartheta') = dq(E,x',\vartheta')/dF'$$

$$= \frac{1}{2} s_q(E,x')\,dx'\,|\mathrm{tg}\,\vartheta'|\,d\vartheta' \qquad 4.15$$

La activación de la capa x ... x + dx debida a esta corriente de neutrones es:

$$dA_2(E,x',x,\vartheta') = dj(E,x',\vartheta')\, e^{-\frac{\mu(E)\cdot|x-x'|}{|\cos\vartheta'|}}\, \frac{\mu_a(E)\cdot dx}{|\cos\vartheta'|}\,|\cos\vartheta'|$$

después de integrar sobre ϑ' y x' se obtiene para la activación secundaria:

$$C^{(2)}(E,x) = \frac{1}{2}\mu_a(E)\int_0^D S_q(E,x')\, E_1(\mu(E)\cdot|x-x'|)\, dx'$$

Reemplazando Sq (E,X') por su expresión dada en 4.13 y $\phi^{(1)}(E',X')$ por la 4.6 resulta:

$$C^{(2)}(E,X) = \frac{\mu_a(E)}{4(1-\alpha)}\int_0^D dx'\, E_1(\mu(E)\cdot|x-x'|)\int_E^{E/\alpha}\frac{\mu_s(E')}{E'}\phi_0(E')\left\{E_2(\mu(E')(D-x')) + E_2(\mu(E')x')\right\}dE' \qquad 4.16$$

Para obtener la activación secundaria total hay que integrar la expresión anterior sobre E y X. Como el cálculo efectivo de la integral cuádruple es demasiado largo, se calculó la activación secundaria con un método numérico más simple. Se trata de calcular la activación dividiendo el sandwich en franjas, con lo cual se obtiene una función escalonada según x. La activación total de cada folia se obtiene sumando las activaciones de cada una de las franjas.

El sandwich se divide en n franjas que no tienen que tener el mismo ancho, y la franja i estará limitada por los planos Xi y Xi + 1.

El número de neutrones de la energía E creados a partir de los neutrones de energía E' en la franja i se obtiene integrando 4.12 sobre X' entre Xi y Xi + 1.

$$S_i(E'\to E) = \int_{x_i}^{x_{i+1}} S^{(1)}(E',x')\, g(E'\to E)\, dx' =$$

$$= \frac{\mu_s(E')}{(1-\alpha)E'}\int_{x_i}^{x_{i+1}}\phi^{(1)}(E',x')\, dx' \qquad 4.17$$

definiendo:

$$\phi_i(E') = \int_{x_i}^{x_{i+1}} \phi^{(1)}(E', x')\, dx' \qquad 4.18$$

resulta:

$$S_i(E' \to E) = \frac{\mu_s(E')\phi_i(E')}{(1-\alpha)\, E'} \qquad 4.19$$

El número de neutrones de la energía E creados en la capa i se obtiene integrando a la expresión anterior sobre E'.

$$S_{qi}(E) = \frac{1}{(1-\alpha)} \int_{E}^{E/\alpha} \frac{\mu_s(E')\, \phi_i(E')}{E'}\, dE' \qquad 4.20$$

Para calcular la probabilidad de la segunda interacción de estos neutrones con los núcleos de oro se supone que todos los neutrones son creados en el plano central de la franja:

$$Y_i = \frac{x_i + x_{i+1}}{2} \qquad 4.21$$

Los neutrones creados en el plano Yi pasan por el plano paralelo Xj con la probabilidad:

$$W_{ij} = \frac{1}{2} E_2\left(\mu(E) \cdot |x_j - y_i|\right) \qquad 4.22$$

La probabilidad de que estos neutrones sean absorbidos o dispersados en la capa j es:

si $i \neq j$:

$$u_{ij} = |W_{i\,j+1} - W_{ij}| \tag{4.23}$$

$$u_{ij} = \frac{1}{2}\left| E_2(\mu(E)\cdot|x_{j+1} - y_i|) - E_2(\mu(E)\cdot|x_i - y_i|)\right|$$

si $i = j$:

$$u_{ii} = \left(\frac{1}{2} - W_{i,i+1}\right) + \left(\frac{1}{2} - W_{i,i}\right) = 1 - W_{i,i+1} - W_{ii}$$

$$u_{ii} = 1 - \frac{1}{2}E_2(\mu(E)\cdot(x_{i+1} - y_i)) - \frac{1}{2}E_2(\mu(E)\cdot(y_i - x_i)) \tag{4.24}$$

$$u_{ii} = 1 - E_2(\mu(E)\cdot(y_i - x_i))$$

La activación de la capa j por neutrones que tienen la energía E después de ser dispersados una vez es:

$$C_j^{(2)}(E) = \frac{\mu_a(E)}{\mu(E)}\left\{ s_{q_j}(E)\,u_{jj}(E) + \sum_{\substack{i=1 \\ i\neq j}}^{n} s_{q_i}(E)\,u_{ij}(E)\right\} \tag{4.25}$$

con 4.20, 4.23 y 4.25 se obtiene:

$$C_j^{(2)}(E) = \frac{\mu_a(E)}{2(1-\alpha)\,\mu(E)} \left\{ 2\left[1 - E_2\left(\mu(E)\cdot(y_j - x_j)\right)\right] \int_E^{E/\alpha} \frac{\mu_s(E')\,\phi_j^{(1)}(E')}{E'}\, dE' + \right.$$

$$\left. \sum_{\substack{i=1 \\ i\neq j}}^{i=n} \left| E_2\left(\mu(E)\cdot|x_{j+1} - y_i|\right) - E_2\left(\mu(E)\cdot|x_i - y_i|\right)\right| \int_E^{E/\alpha} \mu_s(E')\,\phi_i^{(1)}(E')\,\frac{dE'}{E'} \right.$$

La activación producida por neutrones cuyas energías eran mayores que 0,3 eV y menor que 30 eV se ha calculado en las ecuaciones 4.6, 4.9 y 4.26.

Los neutrones de energía menor que 0,3 eV fueron totalmente absorbidos en el cadmio. La activación producida por neutrones cuya energía es poco mayor que 0,3 eV se ha calculado teniendo en cuenta la absorción parcial en el cadmio.

Para calcular la sección eficaz del Au ^{197} se ha usado la fórmula de Breit-Wigner teniendo en cuenta el efecto Doppler. (Apéndice).

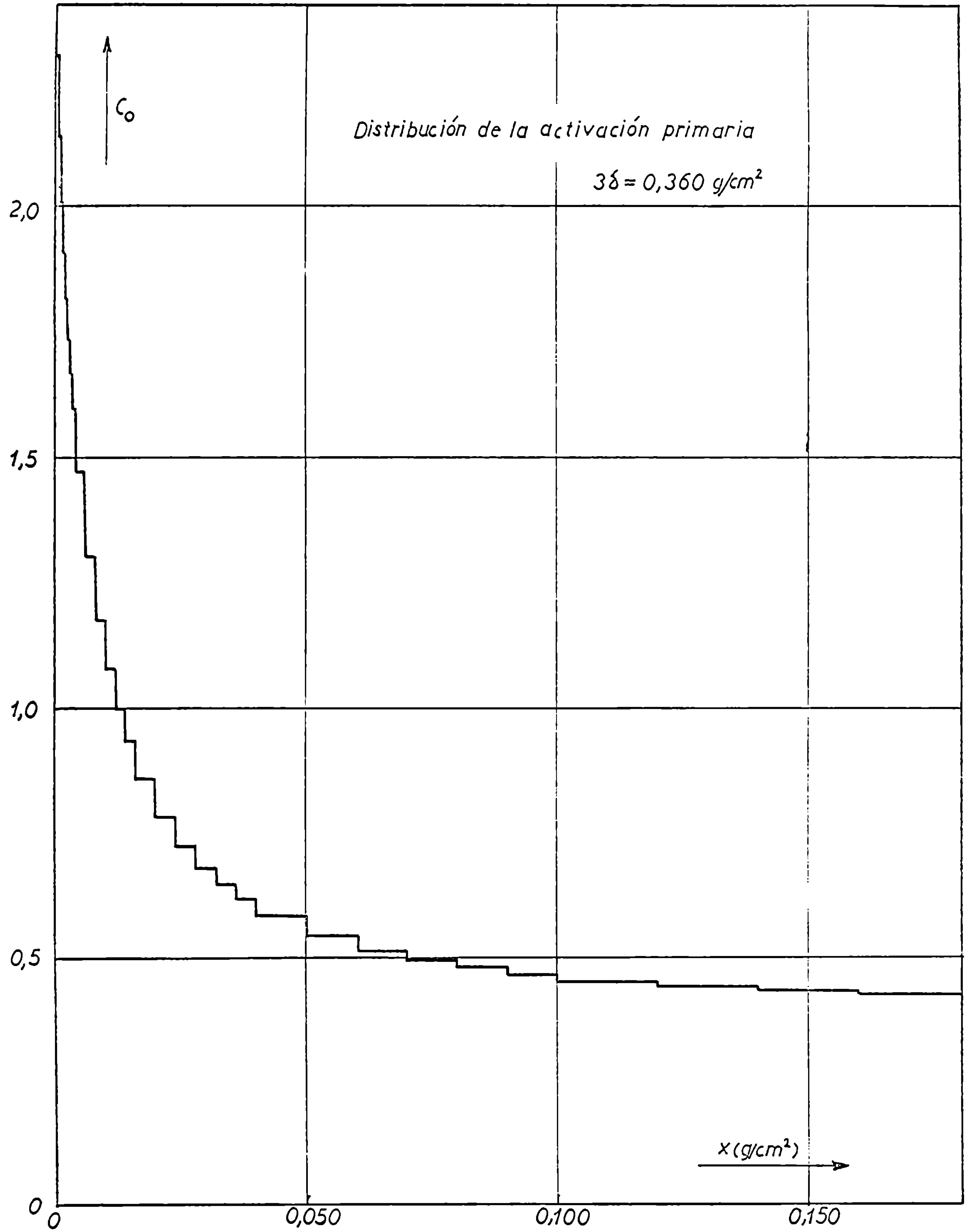
La activación se calculó dividiendo el intervalo de energía que se quiere abarcar en intervalos más chicos de algunos eV e integrando sobre cada uno de ellos con la regla de Simmson.

El sandwich se dividió en 60 franjas de espesores distintos repartidos simétricamente respecto al plano medio. Las franjas se hicieron más finas en las zonas cercanas a las caras exteriores, pues allí la variación a la activación con la profundidad es muy fuerte mientras que en la zona central la distribución tiende a ser constante. En las figuras 4.2 y 4.3 se han representado las distribuciones obtenidas para la activación primaria y secundaria para $\delta = 0{,}120\ ^{g}/_{cm^2}$. En ella se puede apreciar que la distribución de la activación secundaria es mucho más homogénea que la de la primaria pues los neutrones se reparten dentro del sandwich, además se ve que la activación secundaria es mucho más chica que la primaria como se esperaba.

Los cálculos se hicieron eligiendo $\phi (E) = \phi$ epi/E con ϕ epi = 1, es decir que en las figuras aparece la magnitud:

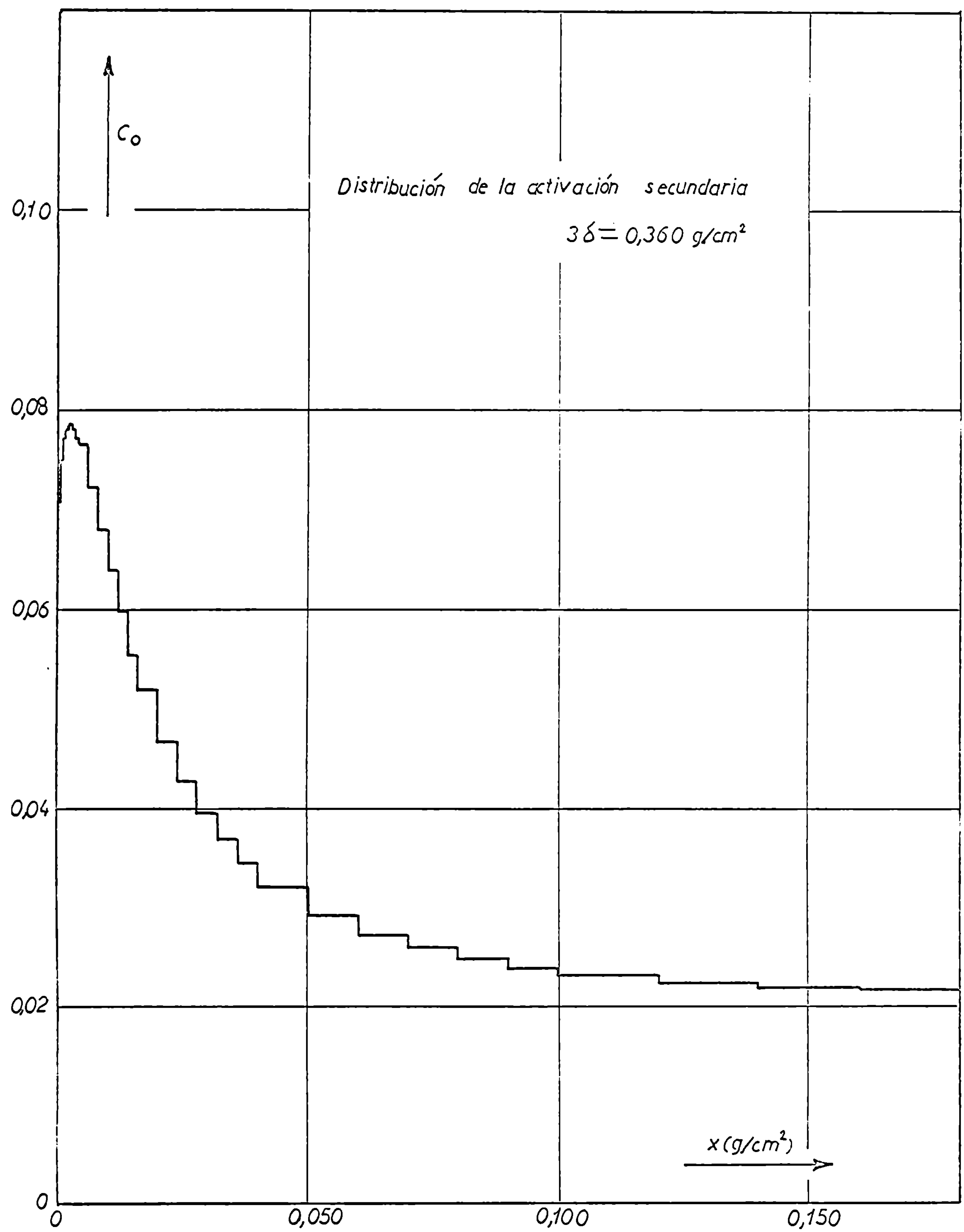
$$C_{jo} = {}^{Cj}/\ \phi \text{ epi}$$

La activación que proviene de los neutrones de energías mayores que 30 eV se ha calculado con el modelo que se describe en el capítulo siguiente.



C_0
Distribución de la activación primaria
$3\delta = 0,360\ g/cm^2$
2,0
1,5
1,0
0,5
0
0
0,050
0,100
0,150
$x\ (g/cm^2)$

Fig. 4.2



C_o
Distribución de la activación secundaria
$3\delta = 0,360\ g/cm^2$
0,10
0,08
0,06
0,04
0,02
0
0
0,050
0,100
0,150
x (g/cm²)

5. CONTRIBUCION DE LAS RESONANCIAS SECUNDARIAS.-

Para calcular la activación debida a las resonancias secundarias se divide el sandwich en 21 franjas iguales y se calcula la activación de cada una de ellas.

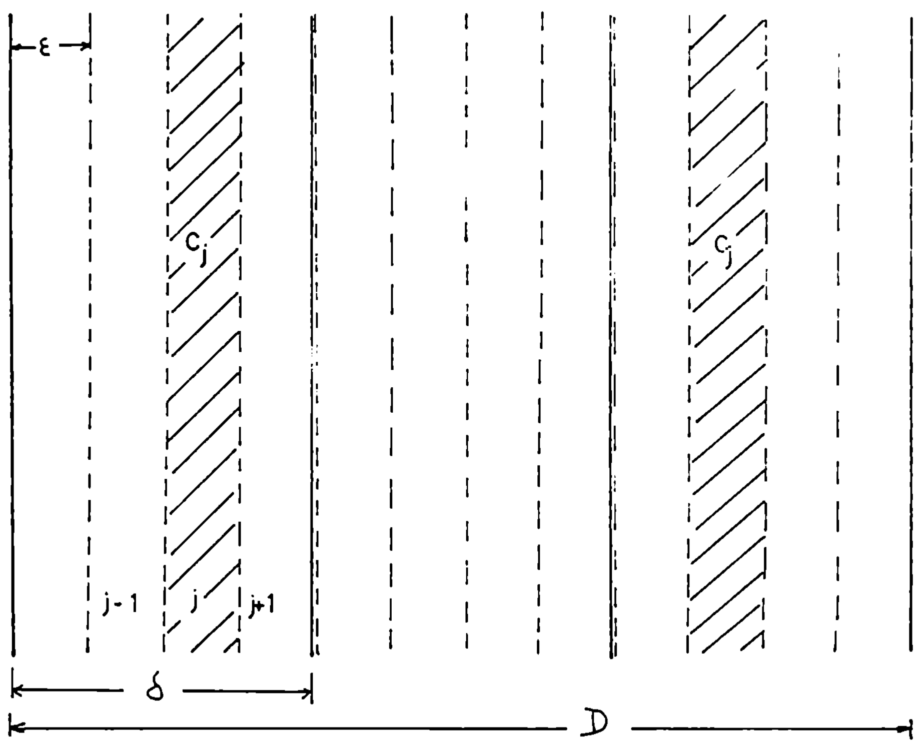


Fig. 5.2

El espesor de cada franja es $\varepsilon = \dfrac{D}{2\ell}$ o sea que $D = 2L\varepsilon$.

$C(E, [2\ell\varepsilon - 2j\varepsilon])$ es la activación por neutrones de energía E de una franja de espesor $2\ell\varepsilon - 2\cdot j$ cuyo plano central coincide con el del sandwich.

La activación de la franja j por neutrones de energía es entonces:

$$C_j(E) = \frac{1}{2}\left\{ C(E, [2\ell\varepsilon - 2(j-1)\varepsilon]) - C(E, [2\ell\varepsilon - 2j\varepsilon]) \right\} \qquad 5.1$$

la activación de una franja central de espesor $(2\ell - 2j)\varepsilon$, o sea que la cubre una capa de espesor $j\varepsilon$, se obtiene planteando la activación de una franja x ... x + dx por neutrones de energía E teniendo en cuenta la absorción en la capa exterior.

$$C(E,x)dx = \frac{\phi_o(E)}{2}\mu_a(E)\left\{\int_0^{\pi/2} e^{-\frac{\mu(E) j\varepsilon}{\cos\vartheta}} e^{-\frac{\mu(E)\cdot x}{\cos\vartheta}} \operatorname{sen}\vartheta \, d\vartheta + \right.$$

$$\left. + \int_{\pi/2}^{\pi} e^{-\frac{\mu(E)\cdot(2\ell-j)\varepsilon}{\cos\vartheta}} e^{-\frac{\mu(E)\cdot x}{\cos\vartheta}} \operatorname{sen}\vartheta \, d\vartheta \right. \qquad 5.2$$

haciendo el cambio de variable $t = 1/\cos\vartheta$ e integrando sobre x se tiene:

$$C(E,(2\ell\varepsilon-2j\varepsilon)) = \frac{\phi_o(E)}{2}\mu_a(E)\left\{\int_1^{\infty}\frac{e^{-\mu(E) j\varepsilon t}}{t^2}\int_0^{2(\ell-j)\varepsilon} e^{-\mu(E) t\cdot x} dx\,dt + \right.$$

$$\left. + \int_1^{\infty}\frac{e^{-\mu(E)(2\ell-j)\varepsilon}}{t^2}\int_0^{2(\ell-j)\varepsilon} e^{\mu(E) x\cdot t} dx\,dt \right\} \qquad 5.3$$

efectuando la integración sobre x resulta:

$$C(E,(2\ell\varepsilon-2j\varepsilon)) = \frac{\phi_o(E)}{2}\cdot\frac{\mu_a(E)}{\mu(E)}\left\{-E_3(\mu(E)\cdot(2\ell-j)\varepsilon) + \right.$$

$$\left. + E_3(\mu(E)\cdot j\varepsilon) + E_3(\mu(E)\cdot j\varepsilon) - E_3(\mu(E)\cdot(2\ell-j)\varepsilon)\right\} \qquad 5.4$$

Se introducen aquí las funciones $\varphi_0(\mu(E)\cdot Z)$ definidas por la relación:

$$\varphi_0(\mu(E)\cdot Z)=\int_0^Z\left\{E_2(\mu(E)\cdot x)+E_2(\mu(E)\cdot[2\ell\varepsilon-x])\right\}dx \qquad 5.5$$

que cumplen:

$$\varphi_0(\mu(E)\cdot Z)=1-E_3(\mu(E)\cdot Z) \qquad 5.6$$

La relación 5.4 se puede escribir entonces en función de las $\varphi_0(\mu(E)\cdot Z)$

$$C(E,[2\ell\varepsilon-2j\varepsilon])=\frac{\phi_0(E)}{2}\cdot\frac{\mu_a(E)}{\mu(E)}\left\{\varphi_0(\mu(E)[2\ell\varepsilon-2j\varepsilon])-\varphi_0(\mu(E)\cdot j\varepsilon)\right\} \qquad 5.7$$

De las relaciones 5.1 y 5.7 se obtiene la siguiente expresión, para la activación de la franja j por neutrones de energía E:

$$C_j(E)=\frac{\phi_0(E)}{4}\cdot\frac{\mu_a(E)}{\mu(E)}\left\{\varphi_0(\mu(E)\cdot[2\ell-j+1]\varepsilon)-\varphi_0(\mu(E)\cdot[j-1]\varepsilon)-\right.$$
$$\left.-\varphi_0(\mu(E)\cdot[2\ell-j]\varepsilon)+\varphi_0(\mu(E)\cdot j\varepsilon)\right\} \qquad 5.8$$

Si en la expresión anterior se escribe $\varepsilon=\frac{D}{2\ell}$ y se introduce la notación:

$$\nu_{1,j}=\frac{2\ell-j+1}{2\ell}\;;\;\nu_{2,j}=\frac{j-1}{2\ell}\;;\;\nu_{3,j}=\frac{2\ell-j}{2\ell}\;;\;\nu_{4,j}=\frac{j}{2\ell} \qquad 5.9$$

se obtiene:

$$C_j(E) = \frac{\phi_o(E)}{4} \cdot \frac{\mu_a(E)}{\mu(E)} \left\{ \varphi_o(\nu_{1,j} \cdot \mu(E) \cdot D) - \varphi_o(\nu_{2,j} \cdot \mu(E) \cdot D) - \right. \tag{5.10}$$

$$\left. - \varphi_o(\nu_{3,j} \cdot \mu(E) \cdot D) + \varphi_o(\nu_{4,j} \cdot \mu(E) \cdot D) \right\}$$

Integrando sobre la energía, para el caso de un espectro $1/E$ se obtienen las integrales del tipo:

$$T\ell_{\nu_{k,j}} = \int_{E_{Cd}}^{E_{max}} \frac{\mu_a(E)}{\mu(E)} \varphi_o(\nu_{k,j} \cdot \mu(E) \cdot D) \frac{dE}{E} \tag{5.11}$$

siendo:

$$C_j = \frac{\phi_o}{4} \left\{ T\ell_{\nu_{1,j}} - T\ell_{\nu_{2,j}} - T\ell_{\nu_{3,j}} + T\ell_{\nu_{4,j}} \right\} \tag{5.12}$$

las integrales $T\ell_{\nu_{k,j}}$ se pueden calcular analíticamente si se hacen algunas aproximaciones. Para resonancias simétricas angostas ($\Gamma << E_R$) la integral se puede extender desde $-\infty$ hasta $+\infty$ pues la sección eficaz es prácticamente nula para $E > E_{max}$ y $E < E_{cd}$.
Además se puede reemplazar el factor $1/E$ por $1/E_R$ (E_R = energía de la resonancia) y sacarlo del integrando.

Para las funciones φ_0 se usa la aproximación de Wigner:

$$\varphi_0(y) = \frac{2y}{1+2y}$$

luego se tiene:

$$\varphi_0(\nu_{k,j} \cdot \mu(E) \cdot D) = \frac{2\nu_{kj}\,\mu(E)\cdot D}{1 + 2\nu_{kj}\cdot\mu(E)\cdot D} \qquad 5.13$$

Reemplazando 5.13 en 5.11 y usando la relación $\mu(E) = \sigma(E)\, N/A$ donde N = número de átomos por cm^3 y A es el peso atómico, se obtiene:

$$Tl\nu_{k,j} = \frac{2\cdot\nu_{k,j}\cdot D\cdot N/A}{E_R}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{\sigma_{act}(E)}{1+2\cdot\nu_{k,j}\,\sigma(E)\,D\cdot N/A}\,dE \qquad 5.14$$

Como la activación del Au^{197} se produce por absorción de neutrones se puede expresar σact (E) por la igualdad de Breit-Wigner:

$$\sigma_{act}(E) = \sigma_{ao}\frac{\Gamma^2}{4(E-E_R)^2+\Gamma^2} \qquad 5.15$$

Donde Γ es el ancho de la resonancia y σ_{ao} es el valor máximo de la sección eficaz en E = E_R. La sección eficaz total σ (E) está dada por la relación:

$$\sigma(E) = \sigma_{ao} \frac{\Gamma^2}{4(E-E_R)^2 + \Gamma^2} + \sigma_{so} \frac{\Gamma^2}{4(E-E_R)^2 + \Gamma^2} + \qquad 5.16$$

$$+ 2\sigma_i \frac{2\Gamma(E-E_R)}{4(E-E_R)^2 + \Gamma^2} + \sigma_p$$

Donde σ_{so} es la sección eficaz de [illegible]ción en $E = E_R$; σ_i son las secciones eficaces de interferencia y σ_p es la sección eficaz potencial. Reemplazando las expresiones 5.15 y 5.16 en 5.14 y resolviendo la integral resulta:

$$I_{\ell_{\nu_{k,j}}} = \frac{\pi \Gamma \sigma_{ao}}{2E_R} \frac{1}{\sqrt{(\sigma_p + \beta_\nu)(\sigma_{ao} + \sigma_{so} + \sigma_p + \beta_\nu) - \sigma_i^2}}$$

$$\beta_\nu = \frac{A}{2\nu ND} \qquad 5.18$$

Recordando que la integral de resonancia para dilución infinita es:

$$I_\infty = \frac{\pi \Gamma \sigma_{ao}}{2E_R}$$

definiendo

$$\sigma_{to} = \sigma_{ao} + \sigma_{so} + \sigma_p \qquad 5.20$$

se obtiene:

$$Tl_\nu = \frac{I_\infty}{\sqrt{(\sigma_p+\beta_\nu)(\sigma_{to}+\beta_\nu)-\sigma_i^2}} \tag{5.21}$$

Con las relaciones 5.21, 5.20, 5.18, 5.16 y 5.12 se puede calcular la activación de cada una de las franjas en las que se dividió el sandwich. El cálculo efectivo se ha hecho utilizando los parámetros de Conolhy-Smidt (3) reproducidos en la Tabla 5.I y dividiendo el sandwich en 12 franjas.

Para obtener la activación total se sumó la contribución de las resonancias no resueltas, suponiendo que la activación debida a las mismas se reparte uniformemente en el sandwich.

Para obtener la distribución de la activación total en el sandwich se ha aproximado la función escalón por una curva continua con el método de Spaeth (10).

Este consiste en aproximar la función escalonada por una curva diferenciable y de curvatura mínima. Además, debe cumplir que la superficie debajo de cada segmento de curva que abarca un escalón sea igual a la superficie debajo de dicho escalón. Para obtener esta curva es necesario conocer el valor de la misma en el punto inicial, o sea la activación en la superficie de la folia.

Con las mismas aproximaciones hechas en 5.14 se obtiene para la activación de una capa superficial de espesor δ'.

$$C(\delta') = \frac{\phi_0}{2} \cdot \frac{\pi \Gamma \mu_a}{2 E_R} \cdot \frac{1}{2} \left\{ \frac{2\delta'}{\sqrt{(2\delta' \cdot \mu_p + 1)(\mu_{t_0} \cdot 2\delta' + 1) - \mu_i^2 \cdot (2\delta')^2}} \right.$$

$$+ \frac{6\delta}{\sqrt{(6\delta \cdot \mu_p + 1)(6\delta \cdot \mu_{t_0} + 1) - \mu_i^2 \cdot (6\delta)^2}} - \qquad 5.22$$

$$\left. - \frac{2(3\delta - \delta')}{\sqrt{[2\mu_p \cdot (3\delta - \delta') + 1][2\mu_{t_0} \cdot (3\delta - \delta') + 1] - 4\mu_i^2 (3\delta - \delta')^2}} \right.$$

y el valor límite de la activación en la superficie es:

$$C_L = \frac{\phi_0}{2} \frac{\pi \Gamma \mu_a}{2 E_R} \lim_{\delta' \to 0} \frac{1}{2\delta'} \left\{ \frac{2\delta'}{\sqrt{(1 + \mu_p \cdot 2\delta')(1 + \mu_{t_0} \cdot 2\delta') - \mu_i^2 \cdot (2\delta')^2}} + \right.$$

$$+ \frac{6\delta}{\sqrt{(6\delta \cdot \mu_p + 1)(6\delta \mu_{t_0} + 1) - \mu_i^2 \cdot (6\delta)^2}} - \qquad 5.23$$

$$\left. - \frac{2(3\delta - \delta')}{\sqrt{[2\mu_p \cdot (3\delta - \delta') + 1][2\mu_{t_0} \cdot (3\delta - \delta') + 1] - 4\mu_i^2 (3\delta - \delta')^2}} \right\}$$

El límite del primer término es igual a uno. El denominador del tercer término difiere en un factor $\sqrt{1+\varepsilon}$ con $\varepsilon \ll 1$ del denominador del segundo término. Desarrollando en serie:

$$(1+\varepsilon)^{-1/2} \approx 1 - \frac{1}{2}\varepsilon$$

despreciando los cuadrados y potencias mayores de δ' y reemplazando $3\delta = D$ se obtiene:

$$C_L = \frac{\phi_0}{2} \cdot \frac{\pi \Gamma \mu_a}{2E_R} \left\{ 1 + \frac{1 + D(\mu_p + \mu_{to})}{\sqrt{\left[(2\mu_p D + 1)(2\mu_{to} D + 1) - (2\mu_i D)^2\right]^3}} \right\} \qquad 5.24$$

TABLA 5.1

Parámetros de las resonancias del Au^{197}.

	E_R	E_R/α	Γ	Γ_n	Γ_γ	Γ_n/Γ_γ	g	I_∞
1	4,906	5,00	0,13960	0,01560	0,12400	0,126	0,625	1,47773 E 03
2	46,50	47,45	0,13814	0,00014	0,13800	0,001	0,375	9,96145 E - 02
3	58,00	59,19	0,13253	0,00453	0,12800	0,035	0,375	2,00299 E + 00
4	60,20	61,43	0,19900,	0,07200	0,12700	0,567	0,625	3,25447 E 01
5	78,40	80,01	0,14280	0,01680	0,12600	0,133	0,375	3,71416 E 00
6	107,00	109,19	0,14067	0,00767	0,13300	0,058	0,625	1,62580 E 00
7	122,20	124,71	0,15310	0,00151	0,13800	0,011	0,375	1,54046 E -01
8	144,30	147,26	0,16257	0,00857	0,15400	0,056	0,375	6,00440 E -01
9	151,30	154,40	0,15140	0,02240	0,12900	0,174	0,625	2,14005 E 00
10	163,00	166,34	0,18040	0,02524	0,12800	0,409	0,375	2,15511 E 00
11	165,00	168,38	0,11540	0,00940	0,10600	0,009	0,625	8,14047 E -01
12	190,00	193,90	0,17000	0,04200	0,15800	0,266	0,375	1,41550 E 00
13	209,30	213,29	0,13896	0,00096	0,13800	0,007	0,375	3,35168 E -02
14	240,50	245,43	0,19940	0,07140	0,12800	0,558	0,625	2,03396 E 00
15	255,80	261,05	0,13880	0,00080	0,13800	0,006	0,375	1,87206 E -02
16	262,20	267,58	0,26500	0,13900	0,12600	1,103	0,375	1,48052 E 00
17	273,90	279,52	0,14490	0,00690	0,13800	0,050	0,375	1,34901 E -01
18	293,40	299,42	0,52700	0,38100	0,14600	2,610	0,625	3,14729 E 00
19	329,80	336,56	0,18000	0,04600	0,13400	0,343	0,625	8,08125 E -01
20	331,40	338,20	0,20900	0,07100	0,13800	0,514	0,375	6,57396 E -01
21	355,60	362,90	0,18070	0,03670	0,14400	0,255	0,625	5,93658 E -01
22	371,30	378,92	0,19080	0,08480	0,10600	0,800	0,625	8,77128 E -01
23	375,60	383,30	0,14620	0,01420	0,13800	0,103	0,375	1,40554 E -01
24	382,30	390,14	0,16620	0,06320	0,10300	0,614	0,625	6,87867 E -01
25	400,00	408,20	0,15940	0,02040	0,13900	0,146	0,625	2,85382 E -01

	E_R	E_R/α	Γ	Γ_n	Γ_γ	Γ_n/Γ_γ	g	I_∞
26	440,40	449,43	0,42550	0,28850	0,13700	2,106	0,375	7,37586 E -01
27	451,30	460,56	0,17950	0,06550	0,11400	0,575	0,625	5,24253 E -01
28	477,60	487,40	0,44990	0,29890	0,15100	1,979	0,625	1,12828 E 00
29	490,90	501,00	0,19000	0,06000	0,13000	0,462	0,375	2,62959 E -01
30	494,90	505,05	0,31600	0,18000	0,13600	0,132	0,625	1,66589 E -01
31	535,10	546,10	0,16510	0,03110	0,13400	0,232	0,625	2,26276 E -01
32	548,80	560,06	0,16860	0,05260	0,11600	0,453	0,375	1,85054 E -01
33	563,20	574,75	0,14260	0,00460	0,13800	0,033	0,375	2,16139 E -02
34	579,00	590,88	0,52000	0,37000	0,15000	2,467	0,625	8,17188 E -01
35	580,80	592,71	0,26000	0,14500	0,11500	1,261	0,375	2,92806 E -01
36	588,40	600,47	0,14900	0,01500	0,13400	0,112	0,375	6,00075 E -02
37	604,40	616,80	0,36120	0,21120	0,15000	1,407	0,625	6.16280 E -01
38	619,10	631,80	0,43220	0,07220	0,16000	0,451	0,625	3,33168 E -01
39	626,30	639,14	0,19500	0,06000	0,13500	0,444	0,375	1,63020 E -01
40	630,10	643,02	0,17000	0,04000	0,13000	0,308	0,625	1,27754 E -01
41	641,40	654,56	0,60000	0,45000	0,15000	3,000	0,625	7,01914 E -01
42	661,40	675,00	0,14520	0,00720	0,13800	0,052	0,375	2,40911 E -02
43	688,50	702,62	0,15130	0,01330	0,13800	0,096	0,375	3,94117 E -02
44	698,50	712,83	0,83000	0,66500	0,16500	4,030	0,375	4,17288 E -01
45	702,50	717,00	0,88000	0,73600	0,14400	5,111	0,625	6,26404 E -01
46	718,30	733,03	0,11520	0,10070	0,14500	0,694	0,625	2,95645 E -01
47	740,70	755,90	0,15200	0,01400	0,13800	0,101	0,375	3,56796 E -01
48	763,00	778,65	0,58000	0,42600	0,15400	2,766	0,375	2,99222 E -01
49	777,40	793,35	0,60000	0,47400	0,12600	3,762	0,375	2,53658 E -01
50	787,70	803,86	0,27000	0,11000	0,16000	0,687	0,625	2,69660 E -01

TABLA 5.1 - Continuación

	E_R	E_R/α	Γ	Γ_n	Γ_γ	Γ_n/Γ_γ	g	I_∞
51	799,50	815,90	0,32400	0,17400	0,15000	1,160	0,625	3,23480 E -01
52	816,30	833,04	0,16010	0,02210	0,13800	0,160	0,375	4,40272 E -02
53	822,30	839,17	0,17300	0,02300	0,15000	1,533	0,625	3,44639 E -01
54	828,00	845,00	0,69800	0,53300	0,16500	3,230	0,625	4,71720 E -01
55	867,60	885,40	0,17320	0,02720	0,14600	0,186	0,375	4,69111 E -02
56	882,80	900,91	0,18270	0,07070	0,11200	0,631	0,375	8,56476 E -02
57	936,20	955,40	0,55200	0,42200	0,13000	3,246	0,625	2,91051 E -01
58	956,10	975,71	0,14800	0,01000	0,13800	0,072	0,375	1,57091 E -02
59	961,20	980,92	0,26000	0,11000	0,15000	0,733	0,375	1,05785 E -01
60	984,20	1004,39	0,47900	0,32900	0,15000	2,193	0,625	2,73007 E -01
61	988,50	1008,78	0,29100	0,12100	0,17000	0,712	0,625	1,85685 E -01
62	995,40	1015,82	0,65000	0,50000	0,15000	3,333	0,625	2,98911 E -01

E_R: -Energía de la resonancia

Γ_n: ancho de línea del neutrón

Γ_γ: fotón

$\Gamma = \Gamma_n + \Gamma_\gamma$ ancho de línea de la resonancia

g : factor estadístico

I_∞ = integral de resonancia a dilusión infinita

E_R/α = intervalo de dispersión.

6. INTENSIDADES ESPECIFICAS DE RADIACION

Una vez calculada la distribución de activación C_{jo} se pueden obtener las intensidades específicas calculando los factores de autoabsorción, S_β y S_γ, y el número de electrones secundarios que sale de cada una de la folia.

a) Cálculo del factor de autoabsorción de la radiación gamma.

De la relación 3.15

$$I_\gamma^L(\delta) = C_o^L(\delta)\, S_\gamma^L(\delta)\, p_\gamma \qquad 6.1$$

se ve que para obtener $I_\gamma^L(\delta)$ teóricamente solo falta calcular el valor de $S_\gamma^L(\delta)$. Para ello se parte de la división en franjas usada para calcular $C_o^L(\delta)$. Cada una de dichas franjas está limitada por los planos Xi e X(i + 1) y la activación de las mismas se supone concentrada en el plano central Yi definido por la igualdad:

$$Yi = \frac{Xi + Xi + 1}{2} \qquad 6.2$$

El número de fotones de 412 keV, creado en el plano Yi que alcanza la superficie de la folia sin sufrir interacción alguna en la folia, es:

$$n_{\gamma_i} = \frac{C_i P_\gamma}{4\pi}\left\{\int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi/2} e^{-\mu_\gamma Y_i/\cos\vartheta}\, \operatorname{sen}\vartheta\, d\vartheta + \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi/2} e^{-\mu_\gamma(\delta - Y_i)/\cos\vartheta}\, \operatorname{sen}\vartheta\, d\vartheta\right\} \qquad 6.3$$

donde μ_γ es el coeficiente másico de absorción de la radiación gamma de 412 keV en oro.

Integrando sobre φ y haciendo el cambio de variable $t = 1/\cos\vartheta$ obtienen las mismas funciones E_n (y) definidas en 4.4.

$$m_{\gamma i} = \frac{c_i p_\gamma}{2} \left\{ E_2(\mu_\gamma \cdot y_i) + E_2(\mu_\gamma \cdot [\delta - y_i]) \right\} \qquad 6.4$$

Sumando los $m_{\gamma i}$ de todas las franjas se obtiene el número total de fotones que sale de la folia sin sufrir ninguna interaccionantes.

$$\sum_{i=1}^{i_{máx}} m_{\gamma i} = p_\gamma \sum_{i=1}^{i_{máx}} \frac{c_i}{2} \left\{ E_2(\mu_\gamma \cdot y_i) + E_2(\mu_\gamma \cdot [\delta - y_i]) \right\} \qquad 6.5$$

Dividiendo el número de fotones que sale de la folia sin sufrir ninguna interacción, por el número total de fotones creados en la misma, se obtiene el factor de autoabsorción:

$$S_\gamma^i(\delta) = \frac{\sum_{i=1}^{i_{máx}} \frac{c_i}{2} \left\{ E_2(\mu_\gamma \cdot y_i) + E_2(\mu_\gamma \cdot [\delta - y_i]) \right\}}{\sum_{i=1}^{i_{máx}} c_i} \qquad 6.6$$

El coeficiente másico de absorción μ_γ se compone de dos sumandos:

$$\mu_\gamma = \mu_f + \mu_c \qquad 6.7$$

siendo μ_f = 0,11 cm^2/g (11) el coeficiente másico de absorción por efecto fotoeléctrico y μ_c = 0,076 cm^2/g (12) es el término que corresponde a la absorción por efecto Compton. Para fotones de 412 keV no se produce la creación de pares.

Con el fin de estimar aproximadamente la variación de la autoabsorción en la folia, se ha calculado el factor:

$$f = E_2(\mu_\gamma \cdot y_i) + E_2(\mu_\gamma \cdot [\delta - y_i])$$

en la superficie y en el centro de la folia de 0,420 g/cm^2 (espesor máximo para el cual se hicieron los cálculos).

$$f_{sup} = E_2(0) + E_2(\mu_\gamma \cdot \delta) \quad ; \quad f_{cent.} = 2\,E_2(\mu_\gamma \cdot \delta/2)$$

para $\delta = 0{,}420\ g/cm^2$ y $\mu_\gamma = 0{,}186\ cm^2/g$ resulta:

$f_{sup} = 1{,}95$ y $f_{cent.} = 1{,}60$

La relación $f_{sup}/f_{cent.} = 1{,}2$ difiere sólo en un 20% de la unidad. Luego se puede usar la misma división en franjas que la usada para el cálculo de la activación.

Los valores obtenidos para $S_\gamma^E(\delta)$ y $S_\gamma^I(\delta)$ figuran en la Tabla 6.1.

TABLA 6.1

Factores de autoabsorción de la radiación gamma.

δ [g/cm²]	$S_\gamma^E(\delta)$	$S_\gamma^I(\delta)$	$S_\gamma^E(\delta)/S_\gamma^I(\delta)$
0,030	0,9829	0,9829	1,0000
0,060	0,9699	0,9697	1,0002
0,120	0,9476	0,9471	1,0005
0,180	0,9282	0,9273	1,0009
0,240	0,9106	0,9095	1,0012
0,300	0,8945	0,8930	1,0016
0,420	0,8652	0,8630	1,0025

La autoabsorción de la radiación gamma ya es apreciable para folias de 0,030 g/cm^2, sin embargo la relación $S_\gamma^E(\delta)/S_\gamma^I(\delta)$ difiere en no más de un 0,25 % de la unidad.

Por lo tanto, la relación $I_\gamma^E(\delta) / I_\gamma^I(\delta)$ no es afectada por el cálculo de la autoabsorción resultando ser igual a la relación entre las activaciones.

$$\frac{I_\gamma^E(\delta)}{I_\gamma^I(\delta)} \doteq \frac{C_o^E(\delta)}{C_o^I(\delta)} \qquad 6.8$$

Las intensidades específicas de la radiación gamma y las relaciones y diferencias entre las mismas se calcularon para distintos espesores hasta 0,420 g/cm^2 y las curvas obtenidas se pueden ver en las figuras 7.1, 7.4 y 7.7 respectivamente.

b) Cálculo de las intensidades de la radiación beta.

La relación 3.16 de las intensidades específicas de la radiación beta para cada una de las caras de la folia.

$$I_\beta^L(\delta,c) = C_o^L(\delta)\Big\{S_\beta^L(\delta,c) + [1 - S_\beta^L(\delta,c)]\Big[\alpha_K' S_K^L(\delta,c) + \alpha_{LM}' S_{LM}^L(\delta,c) + \frac{\eta^L(\delta,c)}{C_o^L(\delta)}\Big]\Big\} \qquad 6.9$$

Luego hay que determinar los factores $S_\beta^L(\delta,c)$, $S_K^L(\delta,c)$, $S_{LM}^L(\delta,c)$ y $\eta^L(\delta,c)$.

Cálculo de $S_\beta^L(\delta,c)$.

Para calcular el factor de absorción de la radiación beta se usaron los resultados experimentales obtenidos por H. Meister (13), en su trabajo "Die Selbsabsorption der β-Strahlung bei Messungen mit dem 4π-Zählrohr" Meister midió los factores de absorción de la radiación beta de varios nucleidos en Al y otros materiales, colocando una lámina muy fina de material

activado entre láminas de distinto espesor del absorbente.
A las intensidades de la radiación beta que atravieza el absorbente ~~se~~ las midió en un contador proporcional $4\,\pi$. De esas mediciones Meister obtuvo los siguientes resultados:

La absorción de la radiación beta en aluminio sigue la ley exponencial:

$$a_\beta(\xi) = e^{-\alpha\,\xi} \qquad 6.10$$

con:

$$\alpha = 17{,}0\,(E_{máx})^{-1{,}43} \quad [cm^2/g] \qquad 6.11$$

y ξ es el espesor del absorbente en g/cm^2.

Para los emisores de varias transiciones beta de energías máximas Ei máx. y probabilidad bi vale la relación:

$$a_\beta(\xi) = \sum_{i=1}^{n} b_i\, e^{-\xi\alpha_i} \qquad 6.12$$

siendo: $\alpha_i = 17{,}0\ (Ei\ máx)^{-1{,}43}\ [cm^2/g]$

La absorción en otros materiales sigue una ley similar si se reemplaza ξ por un espesor efectivo $\xi'(Z)$, definido por la relación:

$$\xi'(Z) = \xi\left(\frac{Z}{Z_{Al}}\right)^{0{,}215} \qquad 6.13$$

para $13 \leq Z \leq 79$

Usando las leyes experimentales 6.12 y 6.13 se calculó la autoabsorción de la radiación beta del Au^{198} en folias homogéneamente activadas, integrando numéricamente sobre el espesor de la folia.

Comparando los valores calculados con las mediciones se encontró una buena coincidencia para espesores menores que 0,020 g/cm^2 mientras que para espesores mayores los valores calculados son menores que los medidos.
Para verificarlo se hicieron mediciones del factor de autoabsorción del oro, colocando la lámina activada una vez entre dos láminas de absorbente del mismo espesor y otra vez, colocando el absorbente de un solo lado de la misma. Los resultados obtenidos y las curvas calculadas para 0,020 g/cm^2, 0,050 g/cm^2 y 0,080 g/cm^2 están reproducidos en la Fig. 6.1.
Hasta aquí los resultados de Meister.

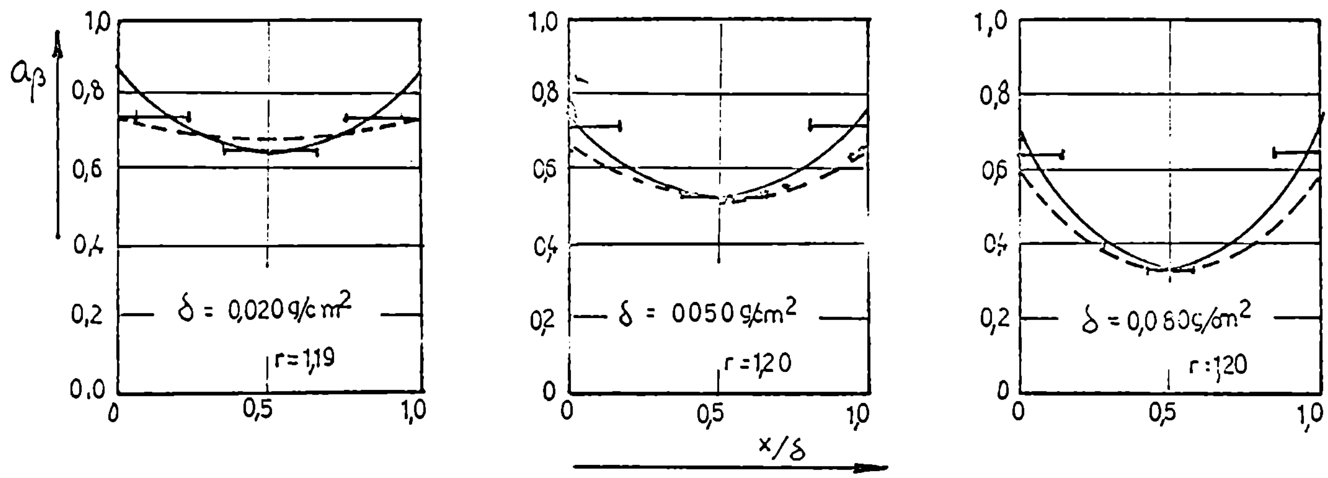


Fig. 6.1

La autoabsorción de la radiación beta en folias activadas inhomogéneamente se ha calculado dividiendo a la folia en m franjas y aplicando a cada una de ellas los resultados experimentales que se acaban de describir.

De las relaciones 6.12, 6.13 y teniendo en cuenta la retrodispersión, se obtiene la siguiente expresión para los factores de absorción de la franja j:

$$a_{\beta_j}(\delta, c) = \frac{1}{2} \tau_j(\delta, c) \sum_{i=1}^{n} b_i \; e^{-\mu_{\beta_i}(z)\, x_j(\delta, c)} \qquad 6.14$$

C indica la cara de la folia, exterior o interior, por la cual salen los electrones.

En lugar de los espesores efectivos $\xi'(Z)$ se definió el coeficiente másico de absorción.

$$\mu_{\beta_i}(z) = 17{,}0 \left(E_{i\,máx}\right)^{-1{,}43} \left(\frac{Z}{Z_{Al}}\right)^{0{,}215} [cm^2/g] \qquad 6.15$$

y Xj (δ, c) dado en g/cm^2, es el espesor de oro que deben atravezar los electrones creados en la capa j para salir de la folia.

Multiplicando a los $a_{\beta_j}(\delta, c)$ por la activación $C_j^{L}(\chi, \delta)$ de cada capa y sumando sobre todas las capas j se obtiene el número de electrones que sale por cada una de las caras.

$$\sum_{j=1}^{m} C_j^{L}(\delta)\, a_{\beta_j}(\delta, c) = \sum_{j=1}^{m} C_j^{L}(\delta) \frac{1}{2} \tau_j(\delta, c) \sum_{i=1}^{n} b_i \; e^{-\mu_{\beta_i}(z) \cdot x_j(\delta, c)}$$

y el factor de autoabsorción S_β^{L} (δ, c) está dado por la relación:

$$S_\beta^{L}(\delta, c) = \frac{1}{\sum_{j=1}^{m} C_j^{L}(\delta)} \sum_{j=1}^{m} C_j^{L}(\delta) \frac{1}{2} \tau_j(\delta, c) \sum_{i=1}^{n} b_i \; e^{-\mu_{\beta_i}(z) \cdot x_j(\delta, c)} \qquad 6.16$$

El factor de retrodispersión $r_j(\delta, c)$ se determinó, por falta de datos más completos, a partir de las mediciones de H. Meister.
Por los tres puntos experimentales de la figura 6.1 se hace pasar una parábola de la forma

$$r_j(\delta,c) = 1+(r-1)\left(1-x_j(\delta,c)/\delta_g\right)^2 \qquad 6.17$$

donde r es el factor de retrodispersión en la superficie de la folia y g. es el espesor máximo que pueden atravezar los electrones que sufrieron una retrodispersión.

El factor de retrodispersión en la superficie de la folia se obtiene de la Fig. 6.1 hallando el cociente entre el valor extrapolado de la curva continua (experimental) y el valor calculado (curva punteada).

Para los espesores de la Fig. 6.1 este factor es prácticamente constante e igual a 1,2.
Para espesores mayores se ha usado el mismo valor pues no se dispone de otros datos. Como para folias finas no se observó ninguna diferencia entre los valores calculados y medidos es $r = 1$ es decir:

$$r = \begin{cases} 1{,}0 & \text{para} \quad \delta < 0{,}020\ \mathrm{g/cm^2} \\ \\ 1{,}2 & \text{para} \quad \delta \geq 0{,}020\ \mathrm{g/cm^2}. \end{cases}$$

El espesor máximo que pueden atravezar los electrones que sufrieron una retrodispersión se ha fijado en:

$$\delta_g = \begin{cases} \delta/2 & \text{para} \quad \delta \leq 0{,}120 \ g/cm^2 \\ 0{,}060 \ g/cm^2 & \text{para} \quad \delta \geq 0{,}120 \ g/cm^2 \end{cases}$$

pues la intensidad de los electrones resulta sobreestimada si se usa $\delta_g = \delta/2$ para $\delta > 0{,}120 \ g/cm^2$.

En el caso del Au^{198} hay que tener en cuenta las dos transiciones:

E máx.$_1$ = 0,290 MeV , b_1 = 0,011

E máx.$_2$ = 0,962 , b_2 = 0,989

Los coeficientes másicos de absorción para estas transiciones son:

$$\mu_{\beta_1} = 17{,}0 (E_{máx.1})^{-1{,}43} \left(Z_{Au}/Z_{Al} \right)^{0{,}215} = 147{,}74 \ cm^2/g$$

$$\mu_{\beta_2} = 17{,}0 (E_{máx.2})^{-1{,}43} \left(Z_{Au}/Z_{Al} \right)^{0{,}215} = 26{,}59 \ cm^2/g$$

Los factores de autoabsorción para el Au^{198} están dados pues por la relación:

$$S_\beta^L(\delta,c) = \frac{\sum_{j=1}^{m} C_j^L(\delta) \frac{1}{2} r_j(\delta,c) \left\{ b_1 e^{-\mu_{\beta_1} \cdot x_j(\delta,c)} + b_2 e^{-\mu_{\beta_2} \cdot x_j(\delta,c)} \right\}}{\sum_{j=1}^{J_{máx}} C_j^L(\delta)} \qquad 6.18$$

Calculando $a_{\beta_j}(\delta, c)$ en la superficie y en el centro se obtiene en forma aproximada la variación de la absorción de los electrones con la profundidad. Considerando un espesor muy fino (δ /100) en la superficie se tiene:

$$a_{\beta sup} = \frac{1}{2} r_{sup} \left\{ b_1 e^{-\mu_{\beta_1} \cdot \delta/100} + b_2 e^{-\mu_{\beta_2} \cdot \delta/100} \right\}$$

con: $r_{sup} = 1 + (r-1)(1 - \delta/100\,\delta_g)^2$

para $\delta = 0{,}420\ g/cm^2$, se obtiene $a_{\beta_{sup}} = 0{,}51$

l centro de la folia se obtiene:

$$a_{\beta_{cent.}} = \frac{1}{2} r_{cent.} \left\{ b_1 e^{-\mu_{\beta_1} \cdot \delta/2} + b_2 e^{-\mu_{\beta_2} \cdot \delta/2} \right\}$$

con $r_{cent.} = 1{,}0$, resulta $a_{\beta_{cent.}} = 0{,}002$

La relación $a_{\beta_{sup}}/a_{\beta_{cent}}$ = 255 es como cabía esperar mucho mayor que para la absorción de los fotones, por lo cual es necesario usar una división en franjas mucho más fina. Para hacerla se aproximó a la función escalón que se obtuvo para la activación por una curva continua (10) y se dividió a la folia en 500 franjas iguales. Los factores de autoabsorción obtenidos figuran en la Tabla 6.2.

TABLA 6.2

Factores de autoabsorción de la radiación beta.-

δ [g/cm²]	$S^E_\beta(\delta, c)$	$S^E_\beta(\delta, i)$	$S^I_\beta(\delta)$
0,030	0,38445	0,33456	0,35736
0,060	0,30791	0,22766	0,26189
0,120	0,22169	0,12637	0,16118
0,180	0,17371	0,08267	0,11116
0,240	0,14552	0,06095	0,08411
0,300	0,12698	0,04822	0,06748
0,360	0,11372	0,03996	0,05634
0,420	0,10381	0,03417	0,04835

Determinación de la autoabsorción de los electrones de conversión.

Los factores de autoabsorción de los electrones de conversión se determinaron en base a los resultados de Pönitz (8). Usando la teoría de H. Meister (14). Pönitz calculó los factores de autoabsorción $S_k(\delta)$ y $S_{LM}(\delta)$ para folias activadas homogéneamente. Calculando a partir de estos datos el factor:

$$\frac{1}{\alpha}\left\{\alpha'_K S_K(\delta) + \alpha'_{LM} S_{LM}(\delta)\right\} = S_{KLM}(\delta) \qquad 6.19$$

se encontró que es prácticamente igual al factor de absorción de la radiación beta para $\delta \geq 0,070$ g/cm^2. Para espesores menores la absorción de la radiación beta es mayor que la de los electrones de conversión y los factores de autoabsorción $S_{KLM}(\delta)$ y $S_\beta(\delta)$ llegan a diferir en un 30 %. Como $S_\beta(\delta)$ tiende a uno para folias finas $1-S_\beta(\delta)$ tiende a cero por lo cual la contribución de los electrones de conversión es muy chica. Luego se puede usar la siguiente aproximación para folias activadas inhomogéneamente.

$$S^L_{KLM}(\delta, c) = S^L_\beta(\delta, c) \qquad 6.20$$

Reemplazando 6.20 en 6.9, resulta:

$$I^L_\beta(\delta,c) = C^L_0(\delta)\left\{S^L_\beta(\delta,c) + \left[1 - S^L_\beta(\delta,c)\right]\left[\alpha' S^L_\beta(\delta,c) + \frac{\eta^L(\delta,c)}{C^L_0(\delta)}\right]\right\} \qquad 6.21$$

Cálculo de $\eta^L(\delta, c)$

El número de electrones secundarios creado en la folia por efecto fotoeléctrico, Compton o creación de pares de la radiación electromagnética emitida por los núcleos de Au^{198} se puede calcular con el mismo modelo usado para calcular la activación secundaria.

La probabilidad de que un fotón de energía E_γ originado en el plano Yi sea absorbido en la capa Xj ... Xj + 1 se obtiene directamente de las relaciones 4.23 y 4.24, reemplazando $\mu(E)$ por $\mu_\gamma(E_\gamma)$.

$$u_{ij}(E_\gamma) = \frac{1}{2}\left| E_2(\mu_\gamma(E_\gamma)\cdot|x_{j+1}-y_i|) - E_2(\mu_\gamma(E_\gamma)\cdot|x_j-y_i|)\right| \qquad 6.22$$

para i = j

$$u_{jj}(E_\gamma) = 1 - E_2(\mu_\gamma(E_\gamma)\cdot[y_j - x_j]) \qquad 6.23$$

y el número de electrones creado en la capa Xj ... Xj + 1 por fotones de energía E_γ que fueron originados en el plano Yi es:

$$C_i\cdot p_\gamma\cdot u_{ij}(E_\gamma) = C_i\cdot p_\gamma\cdot\frac{1}{2}\left|E_2(\mu_\gamma(E_\gamma)\cdot|x_{j+1}-y_i|) - E_2(\mu_\gamma(E_\gamma)\cdot|x_j-y_i|)\right| \qquad 6.24$$

para i $\neq$ j

$$C_j\cdot p_\gamma(E_\gamma)\cdot u_{jj}(E_\gamma) = C_j\cdot p_\gamma(E_\gamma)\left\{1 - E_2(\mu_\gamma(E_\gamma)[y_j - x_j])\right\} \qquad 6.25$$

Sumando sobre todas las franjas en las que se ha dividido la folia se obtiene el número total de electrones creado en la franja Xj ... Xj + 1 por fotones de la energía E_γ .

$$\mathcal{N}_j(E_\gamma) = \sum_{i\neq j} C_i\, p_\gamma(E_\gamma)\, u_{ij}(E_\gamma) + C_j\cdot p_\gamma(E_\gamma)\cdot u_{jj}(E_\gamma) \qquad 6.26$$

De todos los electrones $\mathcal{N}_j(E_\gamma)$ creados solo la fracción

$$\mathcal{N}_{jf}(E_\gamma) = \frac{\mu_f(E_\gamma)}{\mu_\gamma(E_\gamma)}\mathcal{N}_j(E_\gamma) \qquad 6.27$$

son fotoelectrones y la fracción:

$$\mathcal{N}_{jC} = \frac{\mu_c(E_\gamma)}{\mu_\gamma(E_\gamma)} \mathcal{N}_j(E_\gamma) \qquad 6.28$$

son electrones Compton. Una expresión similar se obtiene para los electrones creados por creación de pares.

$\mu_f(E_\gamma)$ es el coeficiente másico de absorción por efecto fotoeléctrico y $\mu_c(E_\gamma)$ es el coeficiente másico de absorción por efecto Compton.

La energía de la radiación electromagnética del Au^{198} no alcanza para producir pares por lo cual el coeficiente másico de absorción se compone sólo de los términos $\mu_f(E_\gamma)$ y $\mu_c(E_\gamma)$ o sea:

$$\mu_\gamma(E_\gamma) = \mu_f(E_\gamma) + \mu_c(E_\gamma) \qquad 6.29$$

Reemplazando la 6.25 en la 6.27 y 6.28 se obtienen las siguientes expresiones para el número de fotoelectrones y electrones Compton creados en la capa j por fotones de la energía E_γ.

$$\mathcal{N}_{fj}(E_\gamma) = \frac{\mu_f(E_\gamma)}{\mu_\gamma(E_\gamma)} \left\{ \sum_{i \neq j} C_i \cdot p_\gamma u_{ij}(E_\gamma) + C_j p_\gamma u_{jj}(E_\gamma) \right\} \qquad 6.30$$

$$\mathcal{N}_{Cj}(E_\gamma) = \frac{\mu_c(E_\gamma)}{\mu_\gamma(E_\gamma)} \left\{ \sum_{i \neq j} C_i p_\gamma u_{ij}(E_\gamma) + C_j p_\gamma u_{jj}(E_\gamma) \right\} \qquad 6.31$$

Uij y Ujj están dados por las relaciones 6.22 y 6.23.

El número total de elctrones secundarios creados se obtiene sumando a las relaciones 6.30 y 6.31 sobre todas las energías E_γ y sobre todas las capas j.

De todos los electrones secundarios creados sólo contribuyen a la intensidad medida aquellos que no son absorbidos en la folia. Se denominará de aquí en adelante "probabilidad de escape" a la probabilidad que tiene un electrón secundario de alcanzar la superficie exterior de la folia.

Como la distribución de los electrones secundarios en la folia es mucho más uniforme que la de la activación, se puede suponer que los electrones secundarios se reparten homogéneamente en la folia.

Con esa aproximación se puede calcular la probabilidad de escape usando el modelo de H. Meister (14) según el cual los electrones se trasladan en línea recta en camino de longitud $\delta'[g/cm^2]$ a partir de este punto pasan a la difusión completa.

El cálculo de la corriente de electrones producida por difusión es tan costoso que no se justifica su aplicación a este caso. La corriente de electrones que sale de la folia por propagación rectilínea está dada por la relación:

$$j(\delta) = \begin{cases} q\cdot(\delta/2)\cdot(1-\delta/2\delta') & \text{para } \delta/2 < \delta'/2 \\ q\cdot \delta'/4 & \text{para } \delta/2 > \delta'/2 \end{cases} \qquad 6.32$$

donde q es el número de electrones creado por gramo y segundo, y δ es el espesor de la folia en g/cm^2.

Dividiendo la corriente $j(\delta)$ por $q.\delta$ se obtiene la probabilidad de escape $\mathcal{E}(\delta)$:

$$\mathcal{E}(\delta) = \frac{j(\delta)}{q\cdot\delta} = \begin{cases} \frac{1}{2}\left(1-\frac{\delta}{2\delta'}\right) & \text{para } \delta/2 < \delta'/2 \\ \delta'/4\delta & \text{para } \delta/2 > \delta'/2 \end{cases} \qquad 6.33$$

La trayectoria rectilínea δ' del electrón se relaciona con el rango máximo δ_0 mediante un parámetro b que fué fijado numéricamente por Meister.

$$\delta' = \delta_0 \frac{b}{1+b} \quad ; \quad b = 0{,}070 \text{ para A} \qquad 6.34$$

Las probabilidades de escape de los fotoelectrones se obtienen directamente de las relaciones 6.33 y 6.34 usando los valores de δ_0 dados por Nelms (15). Como los electrones creados por efecto Compton tienen distintas energías, la probabilidad de escape se calculó promediando sobre una distribución rectangular.

Los valores obtenidos figuran en la Tabla 6.3.

Tabla 6.3

Probabilidades de escape de los electrones secundarios creados por fotones de 412 keV. (ε_f→fotoelectrones). (ε_c:electrones Compton).

δ		ε_f	ε_c
0,030	g/cm^2	0,1000	0,0279
0,060	"	0,0500	0,0139
0,120	"	0,0250	0,0070
0,180		0,0177	0,0046
0,240		0,0125	0,0036
0,300		0,0100	0,0028
0,360	"	0,0083	0,0023
0,420	"	0,0071	0,0020

Sólo se tuvo en cuenta la radiación electromagnética de 412 keV porque los fotones de otras energías son tan poco frecuentes que la creación de electrones secundarios por los mismos no contribuye apreciablemente a las intensidades medidas.

El número de electrones secundarios que sale por cada lado de la folia se ha calculado usando las relaciones 6.30 y 6.31, promediando la distribución obtenida sobre una capa superficial de espesor δ' y multiplicando luego por las probabilidades de escape de la Tabla 6.4.

El promedio de la distribución de los electrones secundarios se ha calculado sólo sobre el espesor δ' porque los electrones creados en capas más profundas que δ' no pueden alcanzar la superficie exterior de la folia.

Reescribiendo la relación 6.21 en términos separados para la radiación beta primaria, los electrones de conversión y los electrones secundarios, se obtiene:

$$I_\beta^L(\delta,c) = C_0^L(\delta)\cdot S_\beta^L(\delta,c) + C_0^L(\delta)\cdot[1-S_\beta^L(\delta,c)]\cdot\alpha'\cdot S_\beta^L(\delta,c) + \\ + [1-S_\beta^L(\delta,c)]\cdot\eta^L(\delta,c)$$

Introduciendo la notación:

$$I_\beta^L(\delta,c)_{PRIM.} = C_0^L(\delta)\, S_\beta^L(\delta,c) \qquad 6.35$$

$$I_{e^-}^L(\delta,c)_{CONV.} = C_0^L\,[1-S_\beta^L(\delta,c)]\cdot\alpha'\cdot S_\beta^L(\delta,c) \qquad 6.36$$

$$I_{e^-}^L(\delta,c)_{SEC.} = [1-S_\beta^L(\delta,c)]\,\eta^L(\delta,c) \qquad 6.37$$

se puede escribir en forma más breve:

$$I_{\beta}^{L}(\delta,c) = I_{\beta}^{L}(\delta,c)_{PRIM.} + I_{e^-}^{L}(\delta,c)_{CONV.} + I_{e^-}^{L}(\delta,c)_{SEC.} \qquad 6.38$$

Los valores de cada uno de estos términos y la intensidad total de los electrones están registrados en la Tabla 6.4. La contribución máxima de los electrones secundarios es del 1,67 % para el caso de la cara interna de la folia externa de 0,420 g/cm^2. De donde resulta que el cálculo de los electrones secundarios no puede introducir errores grandes en el resultado final.

Tabla 6.4

a) Intensidades de la radiación beta de la cara externa de la folia externa.-

δ $[g/cm^2]$	$I_{\beta}^{E}(\delta,e)_{PRIM.}$ 10^{-3}	$I_{e^-}^{E}(\delta,e)_{CONV.}$ 10^{-3}	$I_{e^-}^{E}(\delta,e)_{SEC}$ 10^{-3}	$I_{\beta}^{E}(\delta,e)$ 10^{-3}
0,030	16,8470	0,4364	0,0318	17,3152
0,060	20,0026	0,5832	0,0456	20,6314
0,120	21,2076	0,6952	0,0682	21,9710
0,180	20,8231	0,7245	0,0833	21,6309
0,240	20,4630	0,7360	0,0944	21,2934
0,300	20,1948	0,7421	0,1035	21,0404
0,360	19,9883	0,7440	0,1104	20,8427
0,420	19,8282	0,7512	0,1170	20,6964

b) Intensidades de la radiación beta de la cara interna de la folia externa.-

δ $[g/cm^2]$	$I_\beta^E(\delta,i)_{PRIM.}$ 10^{-3}	$I_{e^-}^E(\delta,i)_{CONV.}$ 10^{-3}	$I_{e^-}^E(\delta,i)_{SEC.}$ 10^{-3}	$I_\beta^E(\delta,i)$ 10^{-3}
0,030	14,6608	0,4105	0.0335	15,1048
0,060	14,7892	0,4812	0,509	15,3213
0,120	12,0891	0,4448	0,0733	12,6072
0,180	9,9101	0,3825	0,0876	10,3802
0,240	8,5703	0,3388	0,0976	9,0067
0,300	7,6692	0,3072	0,1056	8,0820
0,360	7,0242	0,2832	0,115	7,4189
0,420	6,5263	0,2654	0,1162	6,9079

c) <u>Intensidades de la radiación beta de la folia interna</u>.-

δ $[g/cm^2]$	$I_\beta^I(\delta)_{PRIM.}$ 10^{-3}	$I_{e^-}^I(\delta)_{CONV.}$ 10^{-3}	$I_{e^-}^I(\delta)_{SEC.}$ 10^{-3}	$I_\beta^I(\delta)$ 10^{-3}
0,030	11,0710	0,2995	0,0230	11,3935
0,060	11,6751	0,3628	0,0331	12,0710
0,120	10,5392	0,3722	0,0468	10,9582
0,180	9,1116	0,3410	0,0567	9,5093
0,240	8,0910	0,3110	0,0638	8,4668
0,300	7,3458	0,2884	0,0693	7,7035
0,360	6,7806	0,2687	0,0737	7,1231
0,420	6,3314	0,2536	0,0774	6,6624

d) <u>Cálculo de la actividad específica</u>.-

La actividad específica definida por la relación 3.17.

$$A^L(\delta) = C_o^L(\delta)\left\{1 + \frac{[1 - S_\beta^L(\delta)]\cdot[\alpha'_K \cdot S_K^L(\delta) + \alpha'_{LM}\cdot S_{LM}^L(\delta)]}{S_\beta^L(\delta)}\right. \tag{6.39}$$

$$\left. + \frac{1 - S_\beta^L(\delta)}{S_\beta^L(\delta)} \cdot \frac{\eta^L(\delta)}{C_o^L(\delta)}\right\}$$

se puede determinar directamente usando los resultados del párrafo anterior. Reemplazando 6.20 en 6.39, se obtiene:

$$A^L(\delta) = C_o^L(\delta)\cdot\left\{1 + \alpha'\cdot[1 - S_\beta^L(\delta)] + \left[\frac{1 - S_\beta^L(\delta)}{S_\beta^L(\delta)}\right]\frac{\eta^L(\delta)}{C_o^L(\delta)}\right\} \tag{6.40}$$

con

$$S_\beta^L(\delta) = S_\beta^L(\delta, e) + S_\beta^L(\delta, i) \tag{6.41}$$

$$\eta^L(\delta) = \eta^L(\delta, e) + \eta^L(\delta, i)$$

o sea que $A^L(\delta)$ se obtiene directamente de las 6.40 y 6.41 pues ya se conocen todos los factores que aparecen en estas expresiones.

7. DISCUSION DE LOS RESULTADOS

Los resultados experimentales y teóricos de las intensidades específicas se grafican en las figuras 7.1, 7.2 y 7.3; las relaciones entre las mismas se pueden ver en las figuras 7.4, 7.5 y 7.6 y las respectivas diferencias en las figuras 7.7, 7.8 y 7.9.

De las mismas se ve que entre los valores experimentales y las curvas calculadas existen diferencias de algunos por cientos.

Los errores en las intensidades específicas podrían deberse al factor de autoabsorción o a ϕ epi, pero la relación entre las intensidades de la radiación gamma no depende de estos factores. En el párrafo 6a), relación 6.8, se mostró que:

$$\frac{I_\gamma^E(\delta)}{I_\gamma^I(\delta)} = \frac{C_o^E(\delta)}{C_o^I(\delta)}$$

reemplazando $I_\gamma^L(\delta)$ por su expresión dada en 3.12 se obtiene:

$$\frac{N_\gamma^E(\delta)}{N_\gamma^I(\delta)} = \frac{C_o^E(\delta)}{C_o^I(\delta)}$$

O sea, que la relación entre las intensidades medidas es igual a la relación entre las activaciones calculadas.

Luego, la discrepancia de 3,5 % entre estas relaciones debe ser adjudicada al cálculo de la activación.

La activación producida por los neutrones de energías correspondientes a la resonancia principal se ha calculado con la teoría que se describió en el capítulo 4, y la activación debida a las resonancias secundarias se obtuvo con el modelo aproximado del capítulo 5.

Para estimar el error que se comete al calcular la activación debida a las resonancias secundarias con el modelo aproximado, se ha hecho el cálculo para algunas resonancias en ambos métodos. Los resultados obtenidos y las diferencias relativas se registraron en la Tabla 7.1, donde se denominó C_o^L a la activación que se obtiene usando la teoría más exacta y con $C_o'^L$ a los resultados obtenidos con el modelo aproximado.

Tabla 7.1

E_R [eV]	C_o^E $* 10^{-3}$	$C_o'^E$ $* 10^{-3}$	$\frac{C_o^E - C_o'^E}{C_o^E} 100$	C_o^I $* 10^{-3}$	$C_o'^I$ $* 10^{-3}$	$\frac{C_o^I - C_o'^I}{C_o^I} 100$
60,2	6,278	5,277	15,9%	3,668	3,337	9,0 %
262,2	6,454	5,107	20,9%	4,544	3,518	22,8%
329,8 + 331,4	8,920	6,369	28,6%	7,491	4,642	38,0%
604,4	2,893	2,349	18,8%	2,160	1,657	23,3%

De la Tabla 7.1 se ve que los valores calculados con la teoría más exacta son mayores que los calculados con el modelo aproximado y que las diferencias relativas entre ambos son más grandes para la folia interna que para la externa, llegando a ser del 38%. Como las intensidades medidas son mayores que las calculadas y las relaciones son menores, se concluye de lo anterior que el modelo aproximado introduce los errores que aparecen en las curvas calculadas. Luego, la activación debida a las resonancias secundarias debería calcularse con la teoría del capítulo 4.

Haciendo el cálculo para δ = 0,420 g/cm^2 y obteniendo algunos resultados intermedios se obtienen los resultados de la Tabla 7.2.

Las activaciones Co^E y Co^I que aparecen en dichas tablas son las activaciones debidas a todas las resonancias resueltas y no resueltas y a la parte 1/v de la sección eficaz y n indica el número de resonancias que se trataron con la teoría más exacta. Los valores dados para n = 1 son los que se usaron para calcular las intensidades de radiación que aparecen en las figuras.

Tabla 7.2

n	Co^E	Co^I	Co^E/Co^I	$Co^E - Co^I$
1	0,19100	0,13092	1,4589	0,06008
11	0,19585	0,13473	1,4536	0,06112
15	0,19990	0,13861	1,4422	0,06129
22	0,20154	0,14028	1,4365	0,06126
27	0,20283	0,14160	1,4325	0,06123

De la Tabla 7.2 resulta que tratando las resonancias secundarias con la teoría exacta la relación entre las activaciones se va aproximando al valor medido. El último valor calculado (Co^E/Co^I = 1,4325) difiere del valor medido sólo en 1,4 %, que es menor que el error experimental.

Calculando las intensidades de la radiación gamma con los últimos valores de Co^E y Co^I de la Tabla 7.2, se obtiene:

$$I_\gamma^E = 0,168$$

$$I_\gamma^I = 0,117$$

valores que difieren sólo en un 3,5 %, para la folia externa, y un 4,1 % para la folia interna, de los resultados experimentales. Mientras que las respectivas diferencias que se obtienen calculando la activación de todas las resonancias secundarias con el modelo simplificado son 9,5 y 11,6 %. Para las diferencias entre las intensidades de radiación gamma se obtiene un valor algo mayor que el medido, pero la diferencia es menor que el error de medición.

Para las intensidades de la radiación beta no se puede esperar una buena coincidencia entre los valores calculados y medidos porque los coeficientes de absorción y los factores de retrodispersión sólo se conocen aproximadamente, y para el cálculo de los electrones secundarios se ha usado un modelo sumamente simplificado. Sin embargo los resultados que se obtienen calculando la intensidad de la radiación beta con el último valor de la Tabla 7.2 son mucho mejores que los obtenidos usando el primer valor de dicha tabla.

Loa factores de autoabsorción de la radiación beta que se calcularon a partir de la distribución de activación que se obtuvo tratando a todas las resonancias secundarias con el modelo simplificado figuran en la Tabla 6.2. Los valores para $\delta = 0{,}420\ g/cm^2$ son:

0,10381 para la cara exterior de la folia exterior

0,03417 para la cara interior de la folia exterior

0,04836 para la folia interior.

Usando la distribución de la activación que resulta de tratar a 26 resonancias secundarias con la teoría más exacta se obtiene:

0,10008 para la cara exterior de la folia exterior

0,03471 para la cara interior de la folia exterior

0,04832 para la folia interior.

Como el cálculo más exacto de la distribución de la activación da valores mayores para las capas internas, el factor de absorción de la cara interna de la folia exterior es mayor y el correspondiente a la cara externa es menor que los respectivos valores calculados inicialmente.

Para la folia interior ambos factores son prácticamente iguales porque la distribución de la activación es casi homogénea.
Calculando las intensidades de la radiación beta, partiendo de la distribución de activación más exacta se obtiene:

0,02119 para la cara externa de la folia exterior

0,00745 para la cara interna de la folia exterior

0,00720 para la folia interior.

que difieren de los valores medidos en:

0,05 % para la cara externa de la folia exterior

11,3 % para la cara interna de la folia exterior

4,0 % para la folia interior.

Mientras que las diferencias para el primer cálculo eran:

2,4 % para la cara externa de la folia exterior

18 % para la cara interna de la folia exterior

11 % para la folia interior.

El error cometido en el cálculo de la intensidad de la radiación beta de la cara interior de la folia exterior es mucho mayor que en los otros casos porque la autoabsorción y la contribución de los electrones secundarios es mucho más grande, y por lo tanto, introducen un error mayor que en el resultado final.
Para las relaciones y diferencias entre las intensidades beta también se obtienen resultados mejores si se calculan a partir de los últimos resultados de la Tabla 7.2.

Para medir los espectros de neutrones se usa la diferencia entre las intensidades de radiación de la folia exterior o interior. ($N^E - N^I$).

El error relativo de dicha diferencia es:

$$\varepsilon_r = \frac{\sqrt{(\delta N^E)^2 + (\delta N^I)^2}}{N^E - N^I}$$

Para los espectros de alta energía vale:

$$N^E \approx N^I \approx N$$

$$\varepsilon_r = \frac{\sqrt{2}\,\delta N}{N^E - N^I} = \frac{\sqrt{2}\,\delta N/N}{N^E/N^I - 1}$$

Como $\delta N/N$ está limitado por los errores estadísticos y sistemáticos de las mediciones conviene aumentar el valor de N^E/N^I.

De las figuras 7.4 y 7.5 se ve que se puede aumentar el valor de N^E/N^I detectando la radiación beta en lugar de los fotones.

El valor de $(N^E/N^I - 1)_\beta$ es 4,6 veces mayor que $(N^E/N^I - 1)_\gamma$ para $\delta = 0{,}420$ g/cm^2. Luego se puede medir con mayor precisión un espectro de neutrones si se mide la radiación beta de los sandwiches en lugar de los fotones.

Prof. Dr. J.F. Westerkamp

Director de Tesis ante la Facultad

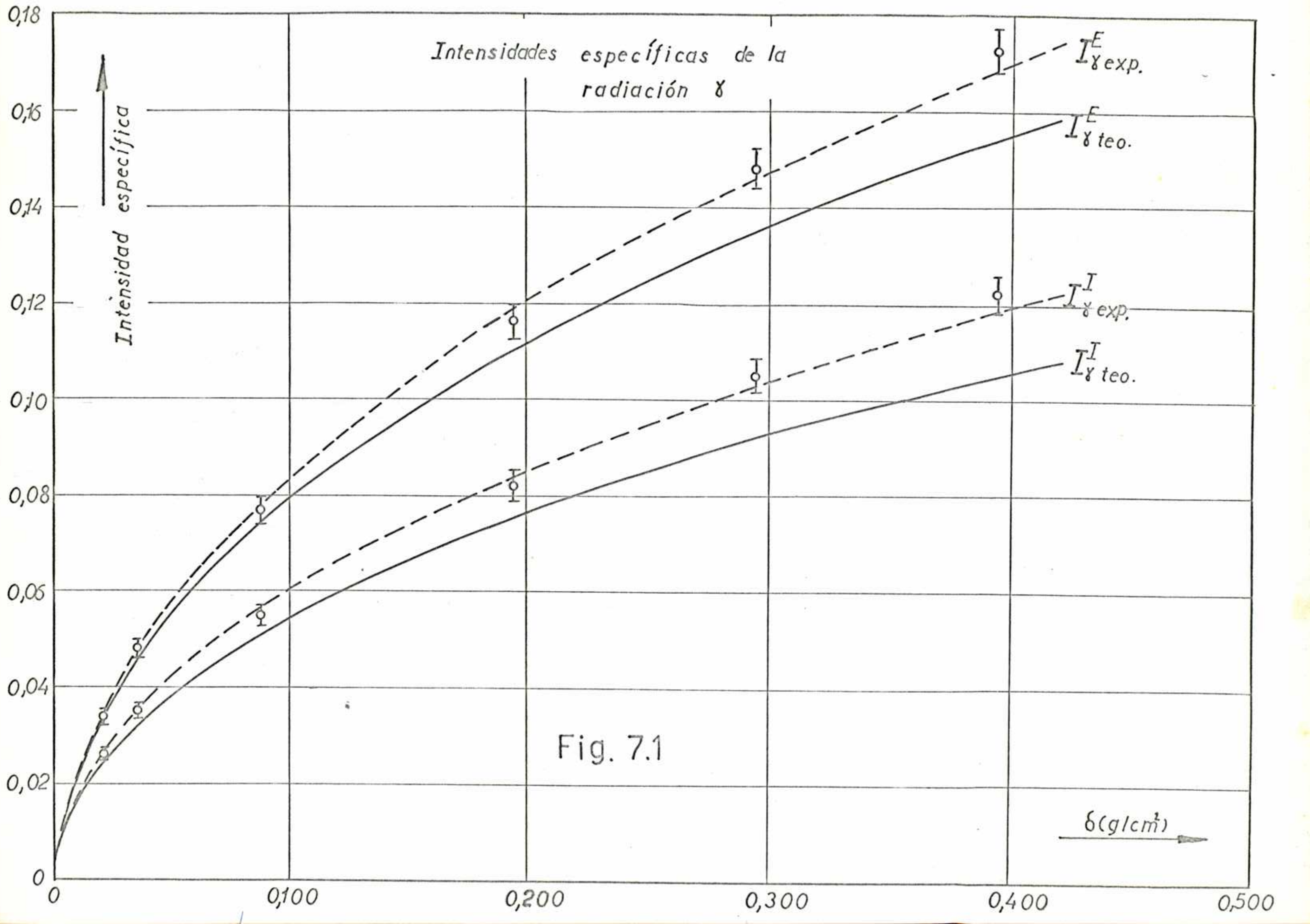
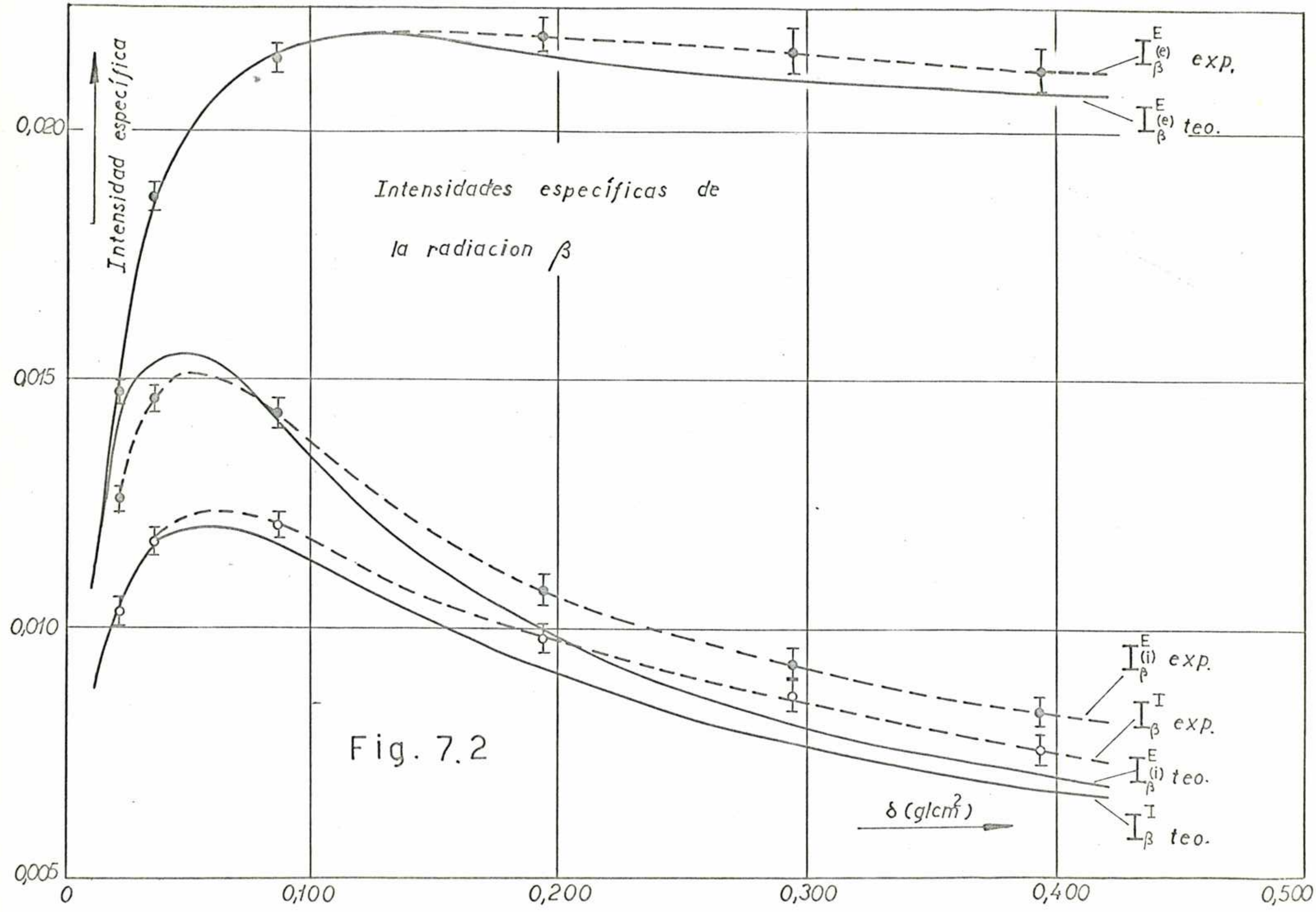

Intensidades específicas de la radiación γ
Intensidad específica
$I^{E}_{\gamma\,exp.}$
$I^{E}_{\gamma\,teo.}$
$I^{I}_{\gamma\,exp.}$
$I^{I}_{\gamma\,teo.}$
δ(g/cm²)
0,18
0,16
0,14
0,12
0,10
0,08
0,06
0,04
0,02
0
0,100
0,200
0,300
0,400
0,500

Fig. 7.1



Intensidad específica
Intensidades específicas de
la radiacion β
$I^{E(e)}_{\beta}$ exp.
$I^{E(e)}_{\beta}$ teo.
$I^{E(i)}_{\beta}$ exp.
I^{I}_{β} exp.
$I^{E(i)}_{\beta}$ teo.
I^{I}_{β} teo.
δ (g/cm²)
0,020
0,015
0,010
0,005
0
0,100
0,200
0,300
0,400
0,500

Fig. 7.2


Actividades específicas
Actividad específica
A^{E}_{exp}
A^{E}_{teo}
A^{I}_{exp}
A^{I}_{teo}
δ (g/cm²)
0,25
0,20
0,15
0,10
0,05
0
0
0,100
0,200
0,300
0,400
0,500

Fig. 7.3

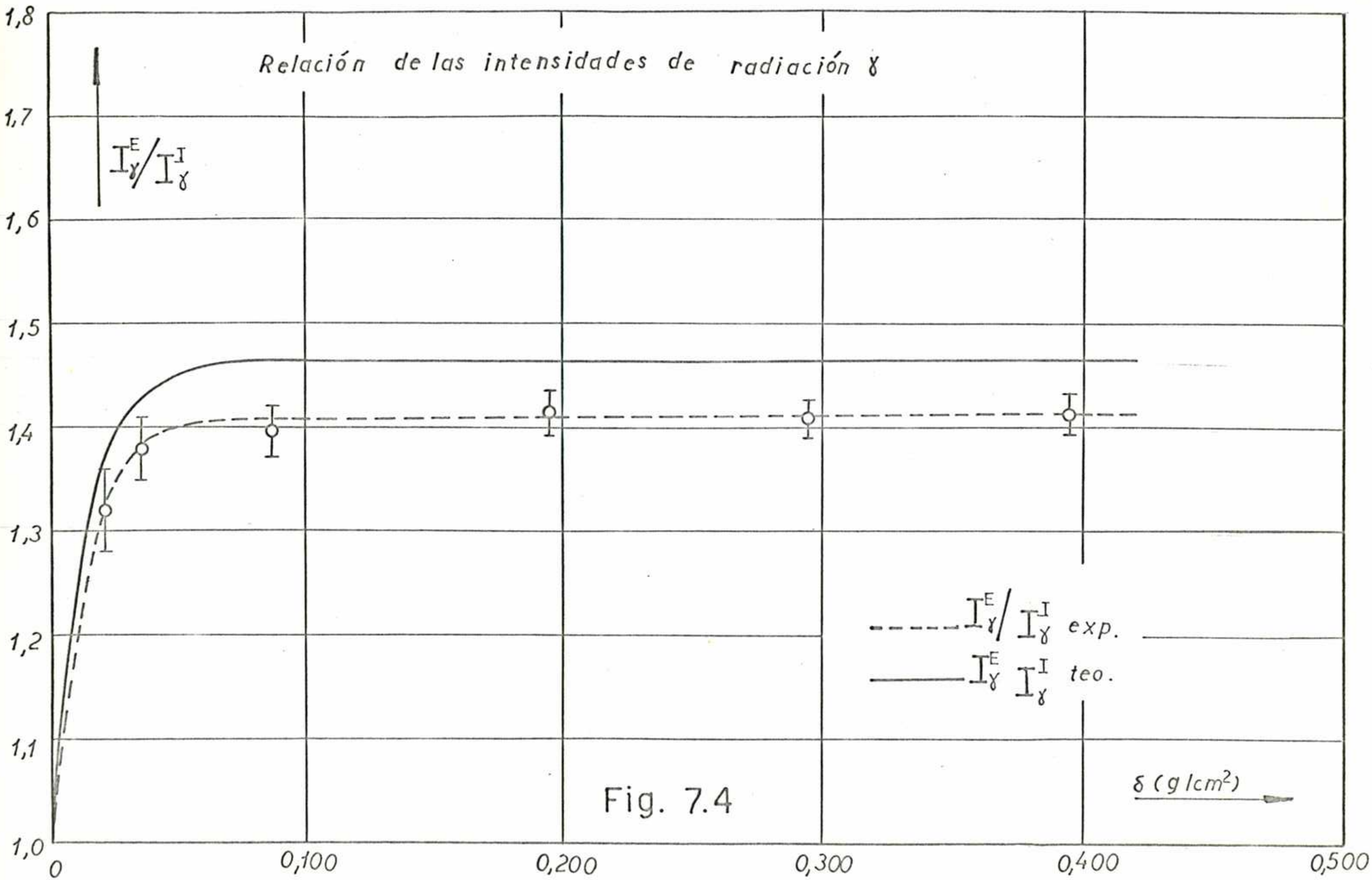

Relación de las intensidades de radiación γ
I_γ^E / I_γ^I
I_γ^E / I_γ^I exp.
I_γ^E I_γ^I teo.
δ (g/cm²)
1,8
1,7
1,6
1,5
1,4
1,3
1,2
1,1
1,0
0
0,100
0,200
0,300
0,400
0,500

Fig. 7.4

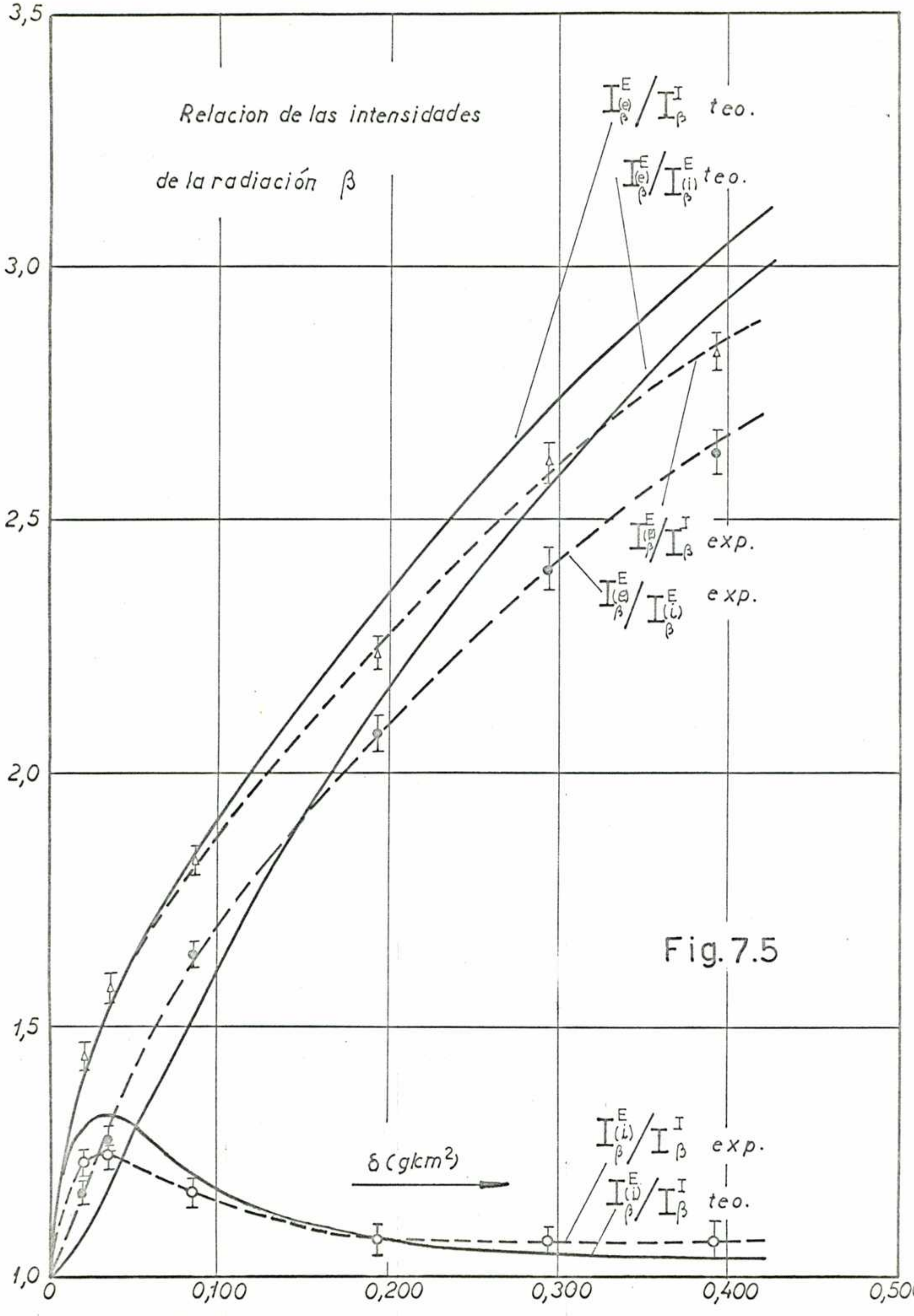

Relacion de las intensidades
de la radiación β
$I^E_{\beta(e)} / I^I_\beta$ teo.
$I^E_{\beta(e)} / I^E_{\beta(i)}$ teo.
$I^E_{\beta(e)} / I^I_\beta$ exp.
$I^E_{\beta(e)} / I^E_{\beta(i)}$ exp.
$I^E_{\beta(i)} / I^I_\beta$ exp.
$I^E_{\beta(i)} / I^I_\beta$ teo.
δ (g/cm²)
3,5
3,0
2,5
2,0
1,5
1,0
0
0,100
0,200
0,300
0,400
0,500

Fig. 7.5

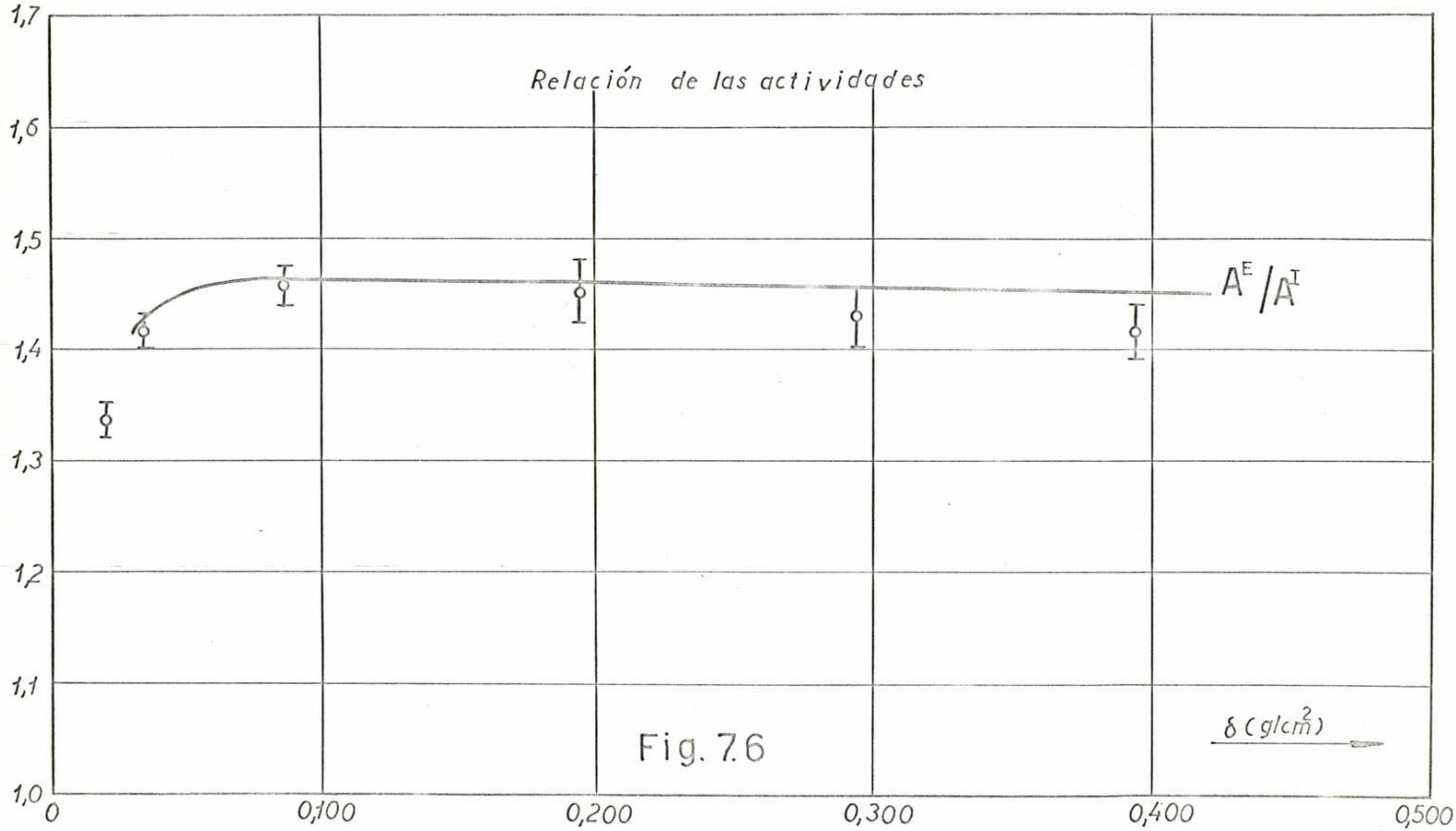
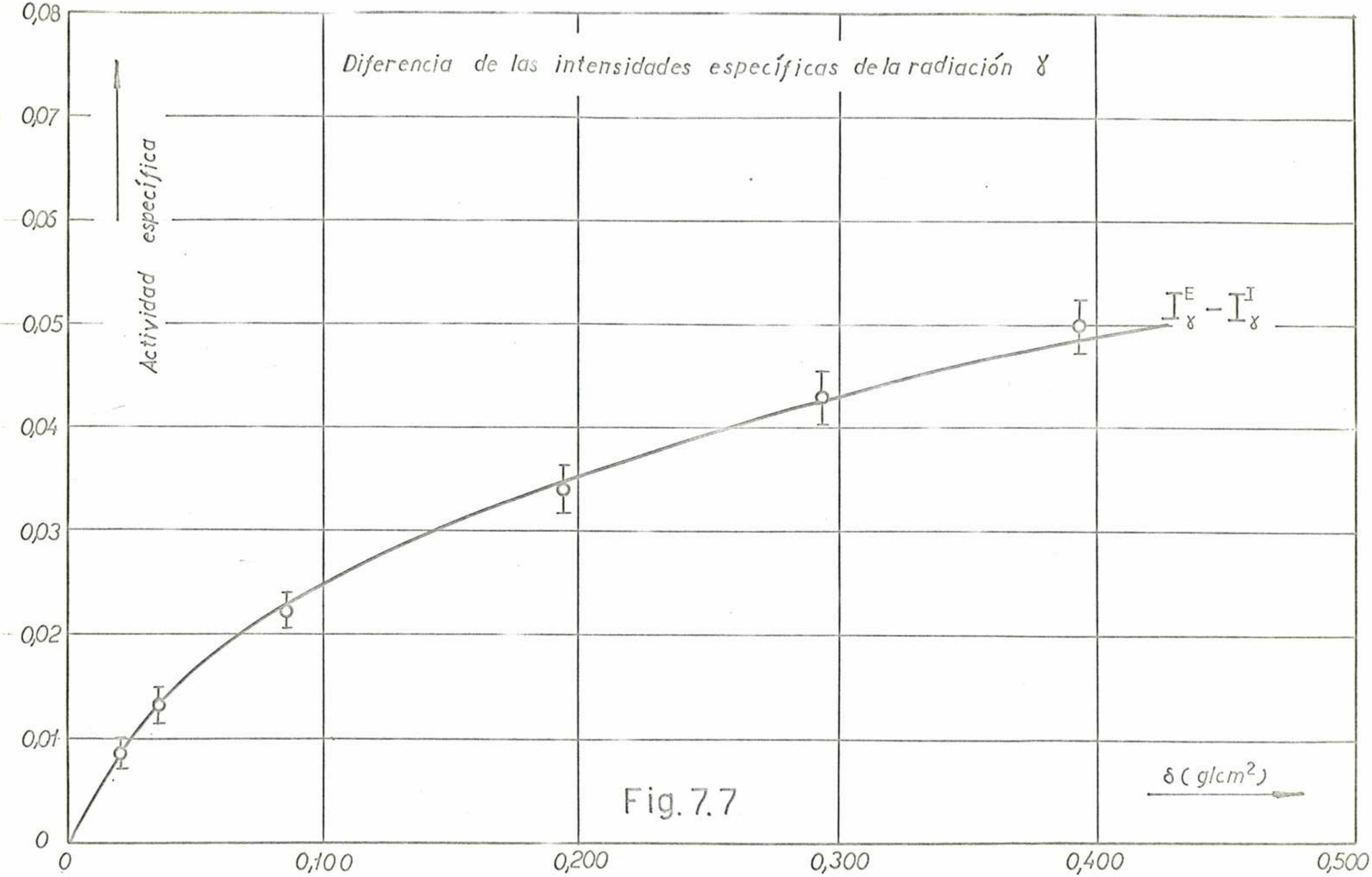

Relación de las actividades
A^E/A^I
δ (g/cm²)
1,7
1,6
1,5
1,4
1,3
1,2
1,1
1,0
0
0,100
0,200
0,300
0,400
0,500

Fig. 7.6



Diferencia de las intensidades específicas de la radiación γ
Actividad específica
$I^{E}_{\gamma} - I^{I}_{\gamma}$
δ (g/cm^2)
0,08
0,07
0,06
0,05
0,04
0,03
0,02
0,01
0
0,100
0,200
0,300
0,400
0,500

Fig. 7.7

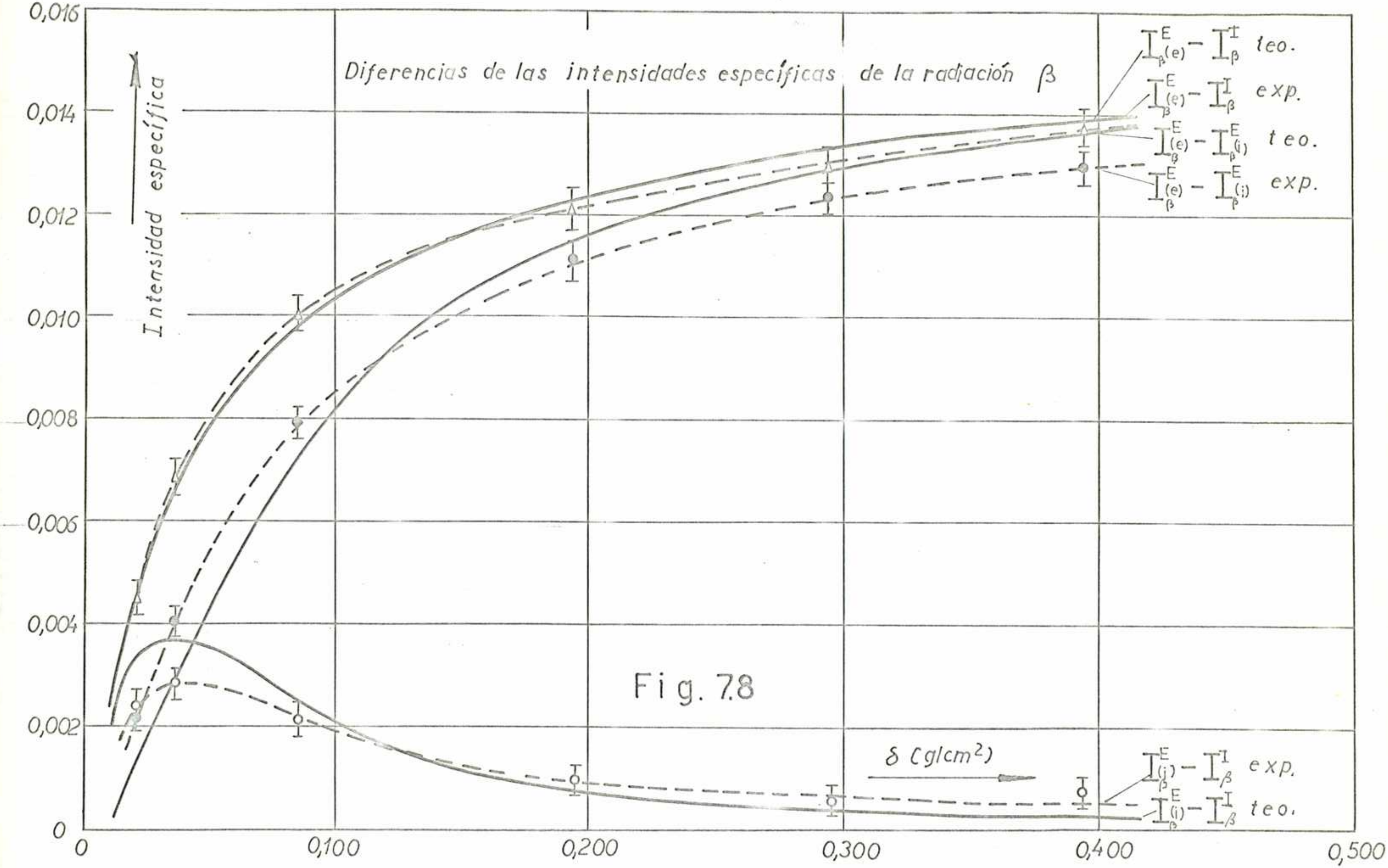

Diferencias de las intensidades específicas de la radiación β
Intensidad específica
0,016
0,014
0,012
0,010
0,008
0,006
0,004
0,002
0
0,100
0,200
0,300
0,400
0,500
δ (g/cm²)
$I^E_{\beta(e)} - I^I_\beta$ teo.
$I^E_{(e)\beta} - I^I_\beta$ exp.
$I^E_{(e)\beta} - I^E_{\beta(i)}$ teo.
$I^E_{(e)\beta} - I^E_{\beta(i)}$ exp.
$I^E_{(i)\beta} - I^I_\beta$ exp.
$I^E_{(i)\beta} - I^I_\beta$ teo.

Fig. 7.8

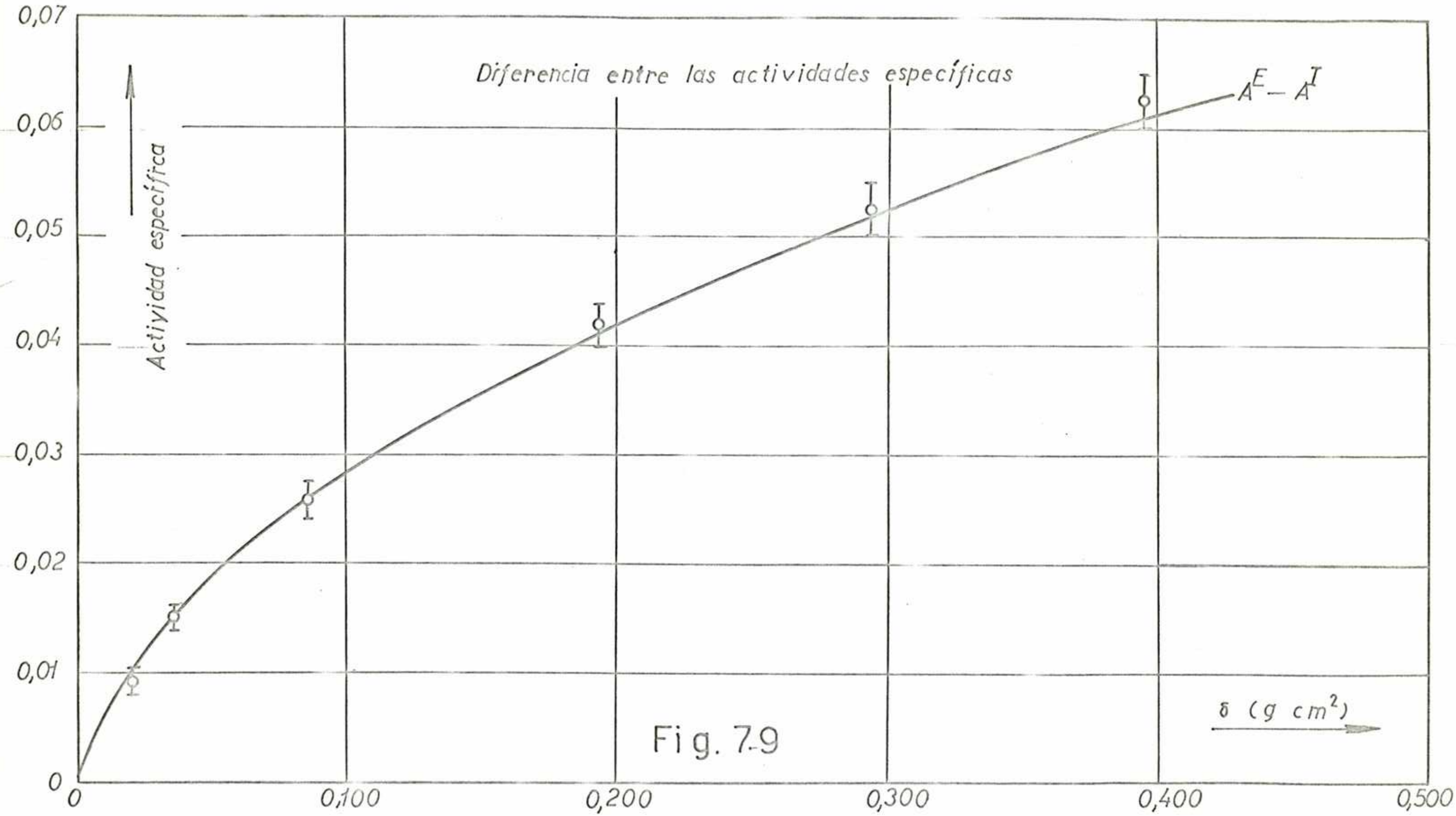

Diferencia entre las actividades específicas
$A^E - A^I$
Actividad específica
δ (g cm²)
0,07
0,06
0,05
0,04
0,03
0,02
0,01
0
0
0,100
0,200
0,300
0,400
0,500

Fig. 7.9

APENDICE

El cálculo de las secciones eficaces.

Las secciones eficaces de absorción y dispersión se calcularon con la fórmula de Breit-Wigner.

En el caso del Au^{197} la sección eficaz de activación coincide con la de absorción que está dada por la relación:

$$\sigma_a(E) = \sigma_{ao}\sqrt{\frac{E_R}{E}}\;\frac{\Gamma^2}{4(E-E_R)^2+\Gamma^2} \qquad \text{A.1}$$

y la sección eficaz de dispersión es:

$$\sigma_s(E) = \sigma_{so}\;\frac{\Gamma^2}{4(E-E_R)^2+\Gamma^2} + 2\sigma_i\,\frac{2\Gamma(E-E_R)}{4(E-E_R)^2+\Gamma^2} + \sigma_p \qquad \text{A.2}$$

donde:

E_R:	energía de la resonancia
$\Gamma = \Gamma_n + \Gamma_\gamma$:	ancho de línea total de la resonancia
Γ_n:	ancho de línea del neutrón
Γ_γ:	ancho de línea del fotón
$\sigma_{ao} = (\Gamma_\gamma/\Gamma)\cdot\sigma_o$	sección eficaz de absorción en $E = E_R$
$\sigma_{so} = (\Gamma_n/\Gamma)\cdot\sigma_o$	sección eficaz de dispersión en $E = E_R$

$\sigma_0 = \sigma_{a0} + \sigma_{s0}$: sección eficaz total en $E = E_R$.

$\sigma_i = \sqrt{g\,\sigma_{s0}\,\sigma_p}$: sección eficaz de interferencia

σ_p sección eficaz potencial

$g = \frac{1}{2}\frac{(2J+1)}{(2I+1)}$ factor estadístico

I y J número cuántico de momento angular del núcleo y núcleo compuesto respectivamente.

La sección eficaz total en $E = E_R$ se obtiene de los parámetros de la resonancia:

$$\sigma_0 = 4\pi \lambda\!\!\!^{-}{}_0^2\, g \frac{\Gamma_n}{\Gamma} \quad ; \quad \lambda\!\!\!^{-}{}_0 = \frac{1}{2\pi}\lambda_0$$

y

$$\lambda_0 = \frac{h}{\sqrt{2 m E_R}}$$

es la longitud de onda de los neutrones de energía E_R.

donde:

$h = 6{,}625\ 10^{-27}$ erg seg es la constante de Plank y $m = 1{,}6747\ 10^{-24}$ g es la masa del neutrón.

$$\sigma = \frac{h^2}{4\pi m f} = 1301\ 850 \qquad \text{barn 'e V}$$

con $f = 1{,}60206\ 10^{-12}$ erg/ e V (factor de transformación de erg a e V) se obtiene la siguiente expresión para σ_0:

$$\sigma_0 = \frac{2 g \sigma \Gamma_n}{E_R \Gamma} \qquad \text{A.3}$$

l cambio de variable:

$$x = \frac{2}{\Gamma}(E - E_R) \quad \text{y} \quad \gamma = \frac{\Gamma}{2 E_R} \qquad \text{A.4}$$

expresiones para $\sigma_a(x)$ y $\sigma_s(x)$ son:

$$\sigma_a(x) = \frac{1}{\sqrt{1+\gamma x}} \cdot \frac{\sigma_{a0}}{1+x^2} \qquad \text{A.5}$$

$$\sigma_s(x) = \frac{\sigma_{s0} + 2\sigma_i x}{1+x^2} + \sigma_p \qquad \text{A.6}$$

Si la distribución de velocidades de los núcleos es una distribución de Maxwell, las secciones eficaces son:

$$\sigma_a(x) = \frac{\sigma_{a0}\, \psi(x, t_D)}{\sqrt{1+\gamma x}} \qquad \text{A.7}$$

$$\sigma_s(x) = \sigma_{s0}\, \psi(x, t_D) + \sigma_i\, \chi(x, t_D) + \sigma_p$$

$$t_D = \left(\frac{\Delta}{\Gamma}\right)^2 = \frac{2 E_R k T}{(A+1)\Gamma^2} \qquad \text{A.9}$$

siendo Δ el ancho Doppler.

$$\Delta = \sqrt{\frac{2 E_R k T}{(A+1)}}$$

k T = energía térmica del núcleo.-

Es común usar $\theta = \frac{1}{\sqrt{t_D}}$ en lugar de t_D.

funciones $\Psi(x,t_D)$ y $\chi(x,t_D)$ valen las siguientes relaciones:

$$\Psi(x,t_D) = \frac{1}{\sqrt{4\pi t_D}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-(x-y)^2/4t_D}}{1+y^2}\, dy \qquad \text{A.10}$$

$$\chi(x,t_D) = \frac{1}{\sqrt{4\pi t_D}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-(x-y)^2/4t_D}}{1+y^2}\, 2y\, dy \qquad \text{A.11}$$

BIBLIOGRAFIA.-

(1) G. Ehret. Die Bestimmung epithermischer Neutronen-spektren mit Resonanzsonden (Sandwichmethode).
Atompraxis, 11. p. 393 (1961).

(2) D.Y. Hughes & R.B. Schwartz. BNL Neutron Cross Sections, July 1, 1958.

(3) T. Y. Connolly, F. de Kruijf und J.J. Schmidt.
An Analysis of Twenty Four Isotopes for use in Multiple Foil (Sandwich) Measurements of Neutron Spectra below 10 keV.
KFK - Bericht, Nr. 718, EUR 3716 e, April 1968.

(4) I.W. Goodier. The Half-Lives of In^{56} and Au^{198}.
The International Journal of Applied Radiations and Isotopes, 19, p. 823 (1968).

(5) W.H.G. Lewin et al. The K-Conversion Coefficient of the 412 keV E_2 Transition in Hg^{198}.
Nuclear Physics, 48. p. 159 (1963).

(6) T.J. Kurey Jr. & R.R. Roy
K/L + M Conversion Ratias in the Decay, Pm^{148} - Sm^{148}.
Nuclear Physics, 44, p. 670 (1963).

(7) M. Brose. Zur Messung und Berechnung der Resonanzabsorption in Gold-Uran-und Thoriumfolien.
Dissertation Technische Hochschule Karlsrule,
Juni, 1962.

(8) W. Poenitz. Absolutbestimmung der Quellstärke einer Ra-Be-Quelle.
Diplomarbeit, Technische Hochschule Karlsrule,
Juni, 1962.

(9) K. Burkart. Comunicación Privada.

(10) H. Spaeth. Ein Verfahren und ein FORTRAN-IV Programm zur flächentreuen Approximation von Treppenfunktionen durch glatte Kurven.
KFK - Bericht Nr. 738,
Mai, 1968.

(11) E. Storn, E. Gilbert & H. Israel.
Gamma-Ray Absorption Coefficients for Elements 1 through 100 Desired from the Theoretical Values of the National Bureau of Standards.
L.A. - 2237, 1958.

(12) A.T. Nelms. Graphs of the Compton Energy - Angle Relation - ship and the Klein Nishina Formula from 10 keV to 500 MeV.
N.B.S. Circular 542, 1953.

(13) H. Meister. Die Selbsabsorption der -Strahlung bei Messungen mit dem $4\pi\beta$ -Zäklsohr.
Zeitschrift für Naturforschung, 13 a, p. 722,
(1958).

(14) H. Meister. Zur Theorie der Absorption monoenergetischer Elektronen in mettalischen Folien.
Zeitschrift für Naturforschung, 13 a, p. 809.
(1958).

(15) A.T. Nelms. Energy Loss and Range of Eledtrons and Positrons.
N.B.S. Circular 577,
1956.

RESUMEN:

Comparando las intensidades de radiación beta y gamma de sandwiches de oro, se ha encontrado que para la aplicación del método del sándwich a la medición de espectros de neutrones, es preferible usar las intensidades de la radiación beta.

Se midieron las intensidades de radiación gamma y beta de sandwiches de espesores entre 0,06 y 1,2 g/cm^2.
Los resultados experimentales se compararon con los valores teóricos calculados.

La activación producida por los neutrones cuya energía corresponde a la resonancia principal y a la parte 1/v de la sección eficaz del Au^{197}, se ha calculado teniendo en cuenta el efecto Doppler y la absorción en la cápsula de cadmio. Además, se ha calculado la contribución a la activación por neutrones que fueron dispersados una vez. Las integraciones sobre energía y espacio se hicieron en forma numérica.
La activación debida a las resonancias secundarias se ha calculado con un método aproximado.
La autoabsorción de la radiación gamma se calculó usando la función $F_2\ (\mu_\gamma \cdot X)$.
La intensidad de la radiación beta se obtuvo calculando la autoabsorción con la ley exponencial de absorción de la radiación beta y sumando la contribución de los electrones secundarios.

Finalmente se ha mostrado que se puede disminuir la discrepancia entre los valores experimentales y teóricos calculando la activación debida a las resonancias con el método más exacto usado para la resonancia principal.

AGRADECIMIENTOS:

Quiero expresar mis profundos agradecimientos al Sr. Profesor Dr. K. Wirtz, de la Universidad de Karlsruhe por la proposición del tema, la dirección del trabajo y por posibilitar la realización del mismo en el INSTITUT FUR NEUTRONENPHYSIK UND REAKTORTECHNIK del KERNFORSCHUNGS ZENTRUM KARLSRUHE.

También debo agradecer al Sr. Dr. H. Meister por su incanzable asesoramiento hasta finalizar el trabajo y al Sr. Dr. Burkart por las numerosas discusiones y sugerencias.

Agradezco también al D.A.A.D. por otorgarme la beca que posibilitó mi estadía en Alemania.

Asimismo, agradezco a la Sra. María Cristina I. Grignaschi por el empeño y la prolijidad con que escribió este trabajo.