

C. N. E. A. Biblioteca	
ARCHIVO PUBLICACIONES	
Nº 1	AÑO 1967

02.67.14

COMISION NACIONAL DE ENERGIA ATOMICA
GERENCIA DE ENERGIA

Comisión Nacional de Energía Atómica
BIBLIOTECA

CNEA-Re-25

PROGRAMA DE REACTORES

FISICA DE REACTORES
MEDICION DE INTEGRALES DE RESONANCIA DE
ACTIVACION

DISCUSION DEL METODO EXPERIMENTAL

Informe Nº 1

G.Ricabarra,D.B. de Ricabarra,R.F.deTurjanski

1967

TEORIA

La integral de resonancia se puede definir como

$$I = \int_{u_{KT}}^{\infty} \frac{\sigma(E) JE}{E} \quad (1)$$

$\sigma(E)$ es la sección eficaz en función de la energía, y u_{KT} la energía de empalme, como se explica más adelante. Si restamos la componente $1/v$ de la sección eficaz tenemos la integral de resonancia reducida:

$$I' = \int_{u_{KT}}^{\infty} \left(\sigma(E) - g \sigma_0 \sqrt{\frac{E_0}{E}} \right) \frac{dE}{E} \quad (2)$$

σ_0 es la sección eficaz a la velocidad $E_0 = 0.025 \text{ eV}$ correspondiente a $T_0 = 293.4^\circ \text{K}$; g es un factor que tiene en cuenta la desviación del comportamiento $1/v$ de la sección eficaz en la zona térmica.

Flujo neutrónico en un reactor.-

La variación del flujo neutrónico de un reactor en función de la energía puede representarse por la suma de una componente térmica y otra epitérmica (1).

Es usual representar la componente térmica por una distribución Maxwelliana:

$$\phi_{th}(E) = \phi_{th} M(E)$$

$$M(E) = \frac{E}{E_T} \cdot e^{-\frac{E}{E_T}}$$

$$\int_0^{\infty} M(E) dE = 1$$

donde T es la temperatura característica de la distribución maxwelliana; $E_T = KT$, siendo K la constante de Boltzman y

$\phi_{th} = n_0 \bar{v}$, es el flujo térmico, donde n_0 es la densidad neutrónica térmica y $\bar{v}$ la velocidad media del espectro maxwelliano.

La componente epitérmica se puede aproximar con un espectro $1/E$

$$\phi_{epi}(E) = \Delta(E) \frac{\phi_{epi}}{E}$$

donde ϕ_{epi} es una constante que depende del espectro y $\Delta(E)$ es una función variable entre 0 y 1 en la zona de empalme de la distribución térmica y epitérmica. $\Delta(E)$ se puede representar como una función escalón (fig. 1b y 1c), definiendo en forma adecuada la energía umbral μKT .

De modo que llamando $\lambda = \frac{\phi_{epi}}{\phi_{th}}$, podemos expresar el espectro del reactor como:

$$\phi(E) = \phi_{th} \left[M(E) + \lambda \frac{\Delta(E)}{E} \right] \quad (3)$$

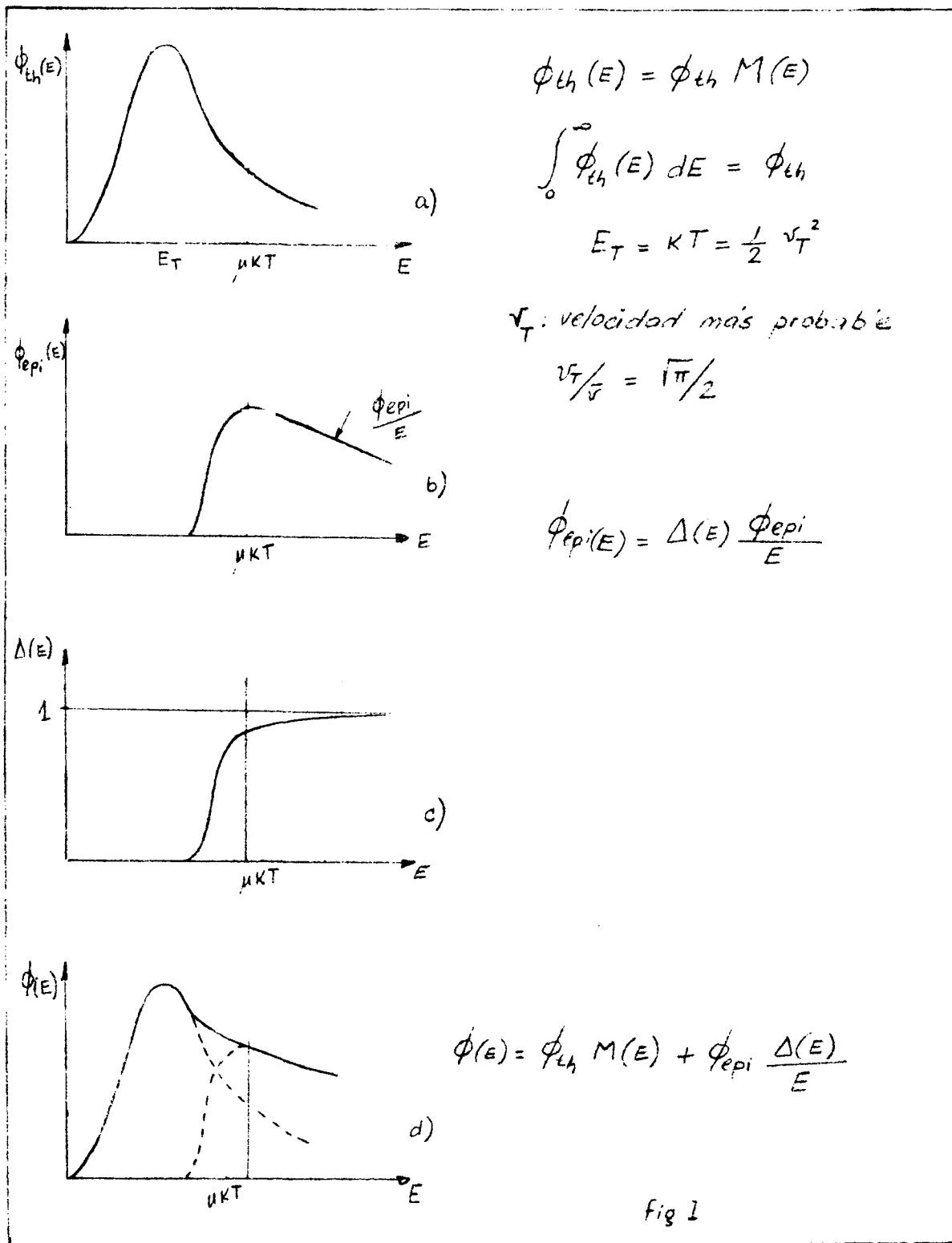
Actividad de una muestra desnuda

La actividad por átomo de un detector $1/v$, a dilución infinita, irradiado en el espectro de un reactor es:

$$A^B = \phi_{th} \left[\int_0^{\infty} M(E) v_0 \sqrt{E_0/E} dE + \lambda \int_{\mu KT}^{\infty} v_0 \sqrt{E_0/E} \frac{dE}{E} \right]$$

μKT se define con la expresión:

$$\int_0^{\infty} \Delta(E) \frac{dE}{E^{3/2}} = \int_{\mu KT}^{\infty} \frac{dE}{E^{3/2}} = \frac{2}{\sqrt{\mu KT}}$$



Para un detector cuya sección eficaz $\bar{V}(E)$ se desvía del comportamiento $1/v$,

$$A^B = \phi_{th} \left[g \int_0^\infty M(E) \bar{V}_0 \sqrt{E_0/E} dE + \lambda \int_{\mu KT}^\infty \bar{V}(E) \frac{dE}{E} \right]$$

g está definido como:

$$g = \frac{\int_0^\infty M(E) \bar{V}(E) dE}{\int_0^\infty M(E) \bar{V}_0 \sqrt{E_0/E} dE}$$

Actividad de una muestra cubierta de cadmio

Si un detector $1/v$ a dilución infinita, se irradia cubierto de cadmio, tenemos:

$$A^{cd} = \phi_{th} \left[h \int_0^\infty M(E) \bar{V}_0 \sqrt{E_0/E} dE + \lambda \int_{E_d}^\infty \bar{V}_0 \sqrt{E_0/E} \frac{dE}{E} \right]$$

donde h es la transmisión de los neutrones térmicos a través del cadmio:

$$h = \frac{\int_0^\infty M(E) \bar{V}(E) T(E) dE}{\int_0^\infty M(E) \bar{V}(E) dE}$$

$T(E)$ es la transmisión de los neutrones de energía E a través del cadmio y es una función que depende del espesor de cadmio, que tiende a cero para energías bajas y a uno para el rango epitérmico, y se puede igualar a una función escalón (fig.2) con una energía umbral, E_{ed} , o energía de corte del cadmio, de-

finida como:

$$\int_0^{\infty} \Delta(E) T(E) \frac{dE}{E^{3/2}} = \int_{E_{cd}}^{\infty} \frac{dE}{E^{3/2}} = \frac{2}{\sqrt{E_{cd}}}$$

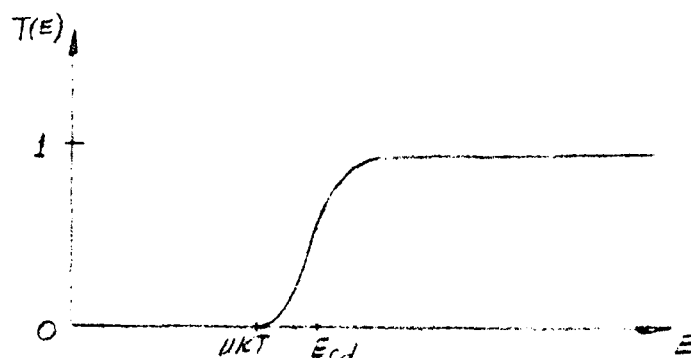


fig.2

Para los espesores de cadmio generalmente usados, h es despreciable, por lo tanto:

$$A^{cd} = \phi_{th} \lambda \int_{E_{cd}}^{\infty} \sigma_0 \sqrt{\frac{E_0}{E}} \frac{dE}{E}$$

Para un detector no $1/v$, podemos expresar la activación epitérmica descomponiéndola en una parte $1/v$ y una resonante:

$$A^{cd} = \phi_{th} \lambda \left[F \int_{E_{cd}}^{\infty} \left(\sigma(E) - g \sigma_0 \sqrt{\frac{E_0}{E}} \right) \frac{dE}{E} + \int_{E_{cd}}^{\infty} g \sigma_0 \sqrt{\frac{E_0}{E}} \frac{dE}{E} \right]$$

$$F = \frac{\int_0^{\infty} \Delta(E) T(E) \left[\sigma(E) - g \sigma_0 \sqrt{\frac{E_0}{E}} \right] \frac{dE}{E}}{\int_{E_{cd}}^{\infty} \left(\sigma(E) - g \sigma_0 \sqrt{\frac{E_0}{E}} \right) \frac{dE}{E}}, \text{ es un}$$

factor próximo a uno y es igual a uno para un detector $1/v$.

Formalismo de Westcott

Westcott (2), introduce el concepto de sección eficaz efectiva

$$\hat{\sigma}$$

$$\hat{c} = g \sqrt{v_0} \left(1 + r \sqrt{\frac{T_0}{T}} \frac{S_0}{g} \right) \quad (4)$$

donde r es el índice espectral:

$$r = \frac{\lambda}{1 + b\lambda} \quad (5)$$

donde $b = \frac{4}{\sqrt{\mu\pi}}$ y s_0 es proporcional a la integral de resonancia reducida, normalizada para una sección eficaz $\sqrt{v_0} = 1$:

$$S_0 = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{I'}{\sqrt{v_0}} \quad (6)$$

s_0 es igual a cero para un detector $1/v$.

La actividad de una muestra desnuda a dilución infinita se expresará:

$$\Delta^S = \phi \hat{c} = \phi g \sqrt{v_0} \left(1 + r \sqrt{\frac{T_0}{T}} \frac{S_0}{g} \right) \quad (7)$$

Donde llamamos a ϕ , "flujo de Westcott" y es equivalente a la actividad de un detector $1/v$ con $\sqrt{v_0} = 1$:

$$\phi = \phi_{th} \frac{\sqrt{\pi}}{2} \sqrt{\frac{T_0}{T}} (1 + \lambda b)$$

Para una muestra cubierta de cadmio:

$$\Delta^{cd} = \phi g \sqrt{v_0} r \sqrt{\frac{T_0}{T}} \left(F \frac{(S_0 - W)}{g} + \frac{1}{K} \right) \quad (8)$$

donde $W = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{\Delta I'}{\sqrt{v_0}}$; $\Delta I' = \int_{u+\tau}^{E_{cd}} \left[\sqrt{v(E)} - g \sqrt{v_0} \sqrt{\frac{E_0}{E}} \right] \frac{dE}{E}$

y si el detector es $1/v$, $W=0$; $\frac{1}{K} = \frac{4 \sqrt{E_0}}{\sqrt{\pi} \sqrt{E_{cd}}}$

Depresión de flujo neutrónico en la resonancia

Consideramos el caso de hojas "delgadas" donde la depresión de flujo en la zona térmica es despreciable, de modo que consideramos el efecto de auto-protección sólo en la zona de resonancia.

Llamando $R(E)$ a la depresión de flujo de energía E en la muestra, podemos introducir el factor de autoprotección de flujo en la zona de resonancia como:

$$G_R = \frac{\int_{\mu_{KT}}^{\infty} \left[\sigma(E) - g \sigma_0 \sqrt{\frac{E_0}{E}} \right] R(E) \frac{dE}{E}}{\int_{\mu_{KT}}^{\infty} \left[\sigma(E) - g \sigma_0 \sqrt{\frac{E_0}{E}} \right] \frac{dE}{E}}$$

El cálculo de autoprotección de neutrones epitérmicos se describe más adelante.

La actividad de una hoja desnuda y bajo cadmio, teniendo en cuenta la autodepresión de resonancia se expresa:

$$A^B = \phi g \sigma_0 \left(1 + r \sqrt{\frac{T}{T_0}} \frac{S_0}{g} G_R \right)$$

$$A^{cd} = \phi g \sigma_0 r \sqrt{\frac{T}{T_0}} \left[F \frac{(S_0 6.2 - W)}{g} + \frac{1}{K} \right]$$

METODO

Técnica de la relación de cadmio

Irradiando una muestra desnuda y otra bajo cadmio en el mismo espectro, tenemos la relación de cadmio $R_{cd} = \frac{A^B}{A^{cd}}$, que puede expresarse:

$$R_{cd} = \frac{\left(r \sqrt{T/T_0}\right)^{-1} + \frac{s_0}{g} \cdot G_R}{F (s_0 G_R - W)/g + 1/K} \quad (9)$$

La relación de cadmio del elemento a estudiar, se midió respecto a un "standard", $R_{cd}(x)/R_{cd}(s)$, usando muestras que incluían el "standard" y el elemento. En forma independiente se midió la relación de cadmio del "standard", $R_{cd}(s)$ y se obtuvo la relación de cadmio del elemento, que nos permite definir:

$$Q = \frac{(FR_{cd} - 1)_x}{(FR_{cd} - 1)_s}$$

y determinar s_0 usando la expresión:

$$\left(\frac{s_0 G_R}{g}\right)_x = \frac{Z}{Q} \left[\frac{s_0 G_R - W}{g} + \frac{1}{K} \cdot \frac{1}{F} \right]_s - \left[\frac{1}{K} \cdot \frac{1}{F} - \frac{W}{g} \right]_x \quad (10)$$

donde Z es un factor de corrección próximo a 1, que depende del espectro $r \sqrt{T/T_0}$,

$$Z = 1 + \frac{r \sqrt{T/T_0}}{Z'} \left[\left(\frac{W_x}{g_x} - \frac{W_s}{g_s} \right) + \frac{1}{K} \left(\frac{1}{F_s} - \frac{1}{F_x} \right) \right]$$

$$Z' = 1 + r \sqrt{T/T_0} \left(\frac{W}{g} - \frac{1}{K} \cdot \frac{1}{F} \right)_s$$

Z se puede aproximar como $Z \cong 1 + r \sqrt{T/T_0} \left(\frac{W_x}{g_x} - \frac{W_s}{g_s} \right)$

Los subíndices x se refieren al elemento, y s al "standard".

Se ve que s_0 es proporcional a $(FR_{cd} - 1)$, de modo que el

error relativo en la determinación experimental de R_{Cd} se amplifica como $(FR_{Cd} - 1)/R_{Cd}$, ^{de modo} que para relaciones de cadmio bajas es conveniente utilizar la técnica de los dos espectros.

Técnica de la relación de dos espectros

Irradiando dos hojas desnudas en dos espectros conocidos, una en el espectro del reactor (reflector central) y otra en la columna térmica la relación de actividades es $A_{rs}/A_{tc} = \hat{V}_{rs}/\hat{V}_{tc}$. Los subíndices rs y tc se refieren al espectro del reactor y a la columna térmica respectivamente. Igual que en la técnica de la relación de cadmio las actividades son medidas relativas a un "standard".

$$(11) \quad R = f \left[\frac{\hat{G}(x)}{\hat{G}(s)} \right]_{rs} = f \cdot \frac{1 + (r\sqrt{T/T_0}) \left(\frac{S_0 G_R}{g} \right)_x}{1 + (r\sqrt{T/T_0}) \left(\frac{S_0 G_R}{g} \right)_s}$$

$r\sqrt{T/T_0}$ es el índice espectral en el reactor y $f = \left[\frac{\hat{G}(s)}{\hat{G}(x)} \right]_{tc}$ es un factor que corrige por la desviación del espectro de la columna térmica de la distribución Maxwelliana:

$$f = \frac{1 + (r\sqrt{T/T_0})_{tc} \left(\frac{G_R S_0}{g} \right)_s}{1 + (r\sqrt{T/T_0})_{tc} \left(\frac{G_R S_0}{g} \right)_x}$$

Cuando un elemento tiene resonancias muy próximas a las resonancias del cadmio, es conveniente usar esta técnica para evitar

errores en la determinación de F_x , pero el método está limitado a valores de s_0 relativamente grandes.

TECNICAS EXPERIMENTALES

Espectro de neutrones

La relación de cadmio se hizo irradiando una muestra desnuda y otra bajo cadmio en el reflector central de grafito del RA 1. El reflector central tiene una distribución de $(r\sqrt{T/T_0})$ en la dirección axial (fig.3), que es constante en la zona donde se irradiaron las muestras.

El índice espectral en el reflector central $r\sqrt{T/T_0} =$

$0,0805 \pm 0,0020$, fué obtenido de una relación de cadmio de oro usando la expresión (9). El error asignado depende de los errores sistemáticos de los parámetros de resonancia y la sección eficaz térmica del oro.

Cuando se usó la técnica de la relación de dos espectros, dos hojas desnudas fueron irradiadas, una en el reflector central y otra en la columna térmica.

La relación de cadmio del oro es $1,674 \pm 0,003$ en el reflector central y $20,0 \pm 0,2$ en la columna térmica.

Las muestras se colocaron en cápsulas de aluminio y se usó el tubo neumático para colocarlas en la zona de irradiación.

Para vidas medias muy cortas, se usaron cápsulas de nylon.

Muestras

Para reducir la autodepresión de neutrones epitérmicos se

prepararon soluciones muy diluidas. Para cada elemento se preparó una solución conteniendo el "standard". La concentración relativa de elemento a "standard" fue ajustada para tener el mismo orden de actividades.

Para preparar las muestras se embebieron paneles de filtro de 0.7 mm. de diámetro con 0.1 ml. de solución; se secaron y se sellaron en envoltorios de polietileno. El diámetro final de las muestras resultó menor de 1 cm.

Las soluciones se prepararon con compuestos espectroscópicamente puros (Johnson and Matthey, Inc., London) y se hizo previamente un análisis cualitativo de activación para identificar la presencia de impurezas.

Diode de Litio difundido en Germanio

La actividad gama de las muestras irradiadas se midió con un diodo encapsulado de Litio difundido en Germanio con un volumen efectivo de 5 cm³. El diodo se mantiene a la temperatura del Nitrógeno líquido con el arreglo de la fig.4.

El detector se conecta a través de un conector tipo Kovar a un preamplificador de bajo ruido, que consiste en una válvula (ES10F) de entrada, seguido de un amplificador transistorizado. El preamplificador se conecta a un amplificador lineal, cuyas constantes de tiempo de integración y diferenciación, se fijaron en un microsegundo. Los pulsos de salida del amplificador se analizan con un espectrómetro multicanal TMC, de

256 canales. Este espectrómetro está provisto con un amplificador de ventana (x5) que hace posible tener el número requerido de canales bajo el fotopico.

La resolución obtenida para los rayos gamma (96,7 Kev y 103,4 Kev) del Gd^{153} es de 2,5 Kev (fig.5).

Determinación experimental de s_0

Las muestras fueron medidas alternativamente con un sencillo dispositivo que permite cambiar la muestra durante el tiempo de impresión de los datos. El multicanal, en su modo automático de operación, limpia la memoria y reinicia el conteo de la otra muestra.

Para obtener la actividad bajo el fotopico, se sustrae el fondo proveniente del efecto Compton de otros picos (fig.6)

$A_x = P_x - (B_1 + B_2)/2$, donde P_x , B_1 y B_2 están normalizados al mismo número de canales. Este procedimiento es equivalente a suponer que el fondo bajo el fotopico puede ser aproximado por una interpolación lineal del fondo a ambos lados.

La relación de la actividad normalizada al "standard",

$A(x)/A(s)$, de la muestra desnuda y bajo cadmio es

$Rcd(x)/Rcd(s)$. De la misma manera se obtiene R cuando se usa la técnica de los dos espectros.

De los valores experimentales de $Rcd(x)/Rcd(s)$ ó R y las ecuaciones (10) y (11), se puede derivar s_0 .

Para los elementos tratados, la sección eficaz de absorción

fué considerada $1/v$ hasta la energía de corte del cadmio, es decir $g_x = 1$ y $W_x = 0$.

Para 0,8 mm de espesor de cadmio usado, la energía de corte del cadmio es $E_{cd} = 0,60$ ev (3) y $1/k = 0,462$.-

En la tabla I se dan los parámetros usados para el Au^{197} .

Los elementos de vida media corta se midieron usando el In como "standard" (tabla I). El valor de s_0 para el In^{115} fué determinado experimentalmente respecto al oro, de modo que el "standard" final es siempre el oro.

Determinación de G_R

El factor de autodepresión epitérmica se calculó con la siguiente expresión:

$$G_R = \frac{1}{\sqrt{1 + 2\zeta f(\Theta)}}$$

donde $\zeta = N\sqrt{v_R}$, siendo N el número de átomos por centímetro cuadrado del elemento en la muestra y $\sqrt{v_R}$ la sección eficaz máxima en la resonancia. $f(\Theta)$ es un factor que corrige por el efecto Doppler (4) y que es de la forma:

$$f(\Theta) = \frac{1}{2} \sqrt{\pi} \Theta e^{\left(\frac{\Theta}{2}\right)^2} \left[1 - \operatorname{erf}\left(\frac{\Theta}{2}\right) \right]$$

donde $\Theta = \frac{\Gamma \sqrt{A}}{\sqrt{4kTE_r}}$ siendo:

Γ = ancho total de la resonancia, A = masa del elemento y E_r = energía de la resonancia.

En algunos casos, cuando G_R tenía un valor significativo, se determinó experimentalmente. Para ello se midió la R_{cd} para

diferentes espesores de la muestra y se extrapoló ($FR_{cd} - 1$) como una función de $1/\sqrt{1+2Zf(\theta)}$, a espesor cero:

$$\frac{(FR_{cd}-1)Z}{(FR_{cd}-1)_0} = \frac{1}{G_R}$$

En los casos por nosotros tratados, el error proveniente de esta aproximación fué en todos los casos menor que 0,1%.-

Determinación de F_x

La depresión del flujo de resonancia en el cadmio, F_x , se calculó usando la aproximación de "slab" infinito y tomando las secciones eficaces de absorción como secciones eficaces de transmisión.

Para energías mayores de 200ev se usó la sección eficaz de absorción de las curvas dadas por Block et al. (5). Para energías mayores de 200ev, se usó la sección eficaz obtenida de Hughes y Schwartz (6), tomando $\bar{\nu}_a = \bar{\nu}_t - \bar{\nu}_{sp}$ donde $\bar{\nu}_a$, $\bar{\nu}_t$ y $\bar{\nu}_{sp}$ son respectivamente secciones eficaces de absorción, transmisión y de "scattering" potencial.

También F_x se determinó experimentalmente (7). Para ello se midió la $R_{cd}(Z)$ con diferentes espesores de cadmio y se representaron en función de la función integral exponencial de segundo orden $E_2(Z)$. Extrapolando la R_{cd} para $E_2(Z)=1$ obtuvimos $R_{cd}(0)$ con un error menor que 1% :

$$F_x = \frac{R_{cd}(0)}{R_{cd}(Z)}$$

Otra forma de determinar F_x es mediante las expresiones (10) y (11), habiendo medido $R_{cd}(x)/R_{cd}(s)$ y R para muestras del mismo espesor.-

DISCUSION SOBRE LAS TECNICAS DE MEDIDA

Un análisis de las publicaciones sobre recopilación de integrales de resonancia medidas (8, 9, 10, 11, 12) muestra que muchos elementos de interés no han sido aún medidos, o no se conocen con suficiente exactitud.

En las mediciones de integrales de resonancia con las técnicas conocidas (1), los errores provienen principalmente de la baja resolución que es posible obtener con los instrumentos de detección y la autoabsorción de neutrones epitérmicos en la resonancia.

Una técnica consiste en la medida de la relación de cadmio en un espectro conocido. La precisión de las pesadas obliga, en muchos casos, a usar muestras relativamente gruesas, lo que requiere una cuidadosa determinación experimental del factor de autoabsorción de neutrones epitérmicos, debido a que los factores calculados son inexactos, excepto para unos pocos porcentajes.

Otro método consiste en usar muestras muy delgadas conteniendo un "standard", en un porcentaje conocido, y medir la relación de cadmio relativa al "standard", $R_{cd}(x)/R_{cd}(s)$. Este procedimiento no presenta inconvenientes serios de autoabsorción de neutrones, pero puede requerir, tanto como en el primer método,

un análisis de curvas de decaimiento para aislar la actividad del fotopico del isótopo a estudiar. Por otro lado, reacciones de umbral e impurezas, aún en sustancias espectroscópicamente puras, pueden añadir actividades indeseables.

El método descrito en este informe se basa en la alta resolución alcanzada con un espectrómetro gamma de litio difundido en germanio (13). Esto permite aislar el fotopico de interés de otras actividades que pueden producirse simultáneamente. Un rápido análisis del espectro gamma permite seleccionar la región de energía libre de contaminaciones y el fotopico más próximo al "standard", eliminando diferencias de eficiencia dependientes de la energía.-

El flujo del reactor RA1, donde se realizaron las irradiaciones, es bastante alto (2×10^{12} n/cm².seg) como para permitir el uso de muestras muy finas, reduciendo a un mínimo las correcciones por autoabsorción de neutrones epitérmicos.-

Las medidas fueron hechas relativas a un "standard" de oro. Las muestras se prepararon con soluciones conteniendo proporciones conocidas del elemento y el "standard". De este modo se eliminan calibraciones de peso, correcciones debidas a posición de irradiación y geometría de contaje. Cuando la relación de cadmio es baja, se usó la técnica de la relación de dos espectros. Se mide la relación de actividades de dos muestras irradiadas en dos espectros conocidos (por ej. reflector central y columna térmica). Esta medida también se realizó rela-

tiva a un "standard" de oro. Las mismas consideraciones hechas para la relación de cadmio, son pertinentes en el uso de esta técnica.

Con las técnicas descriptas se midieron las integrales de resonancia de los siguientes elementos: Se^{80} , Se^{74} , Se^{78} , Br^{81} , Te^{130} , I^{127} , Ba^{138} , Ce^{140} , Ce^{142} . La precisión obtenida en los valores experimentales de s_0 , es mejor en un orden de magnitud a lo que era posible obtener anteriormente.-

TABLA I

Parámetros de In y Au

	In	Au
s_0	18,7 ⁽¹⁾	17,7
g	1,028	1,0078
W	0,335	0,089
F	0,960	0,998
$1/k$	0,462	

(1) Valor experimental usando el Au como "standard"

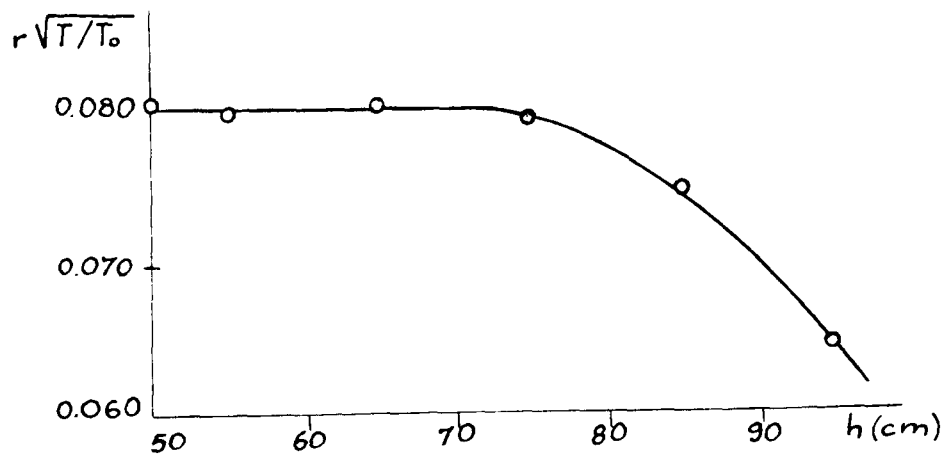


Fig 3.- Distribución vertical de $r\sqrt{T/T_0}$ en el reflector central de grafito del RA1.
 ($h=50$ cm) corresponde al plano medio del núcleo.

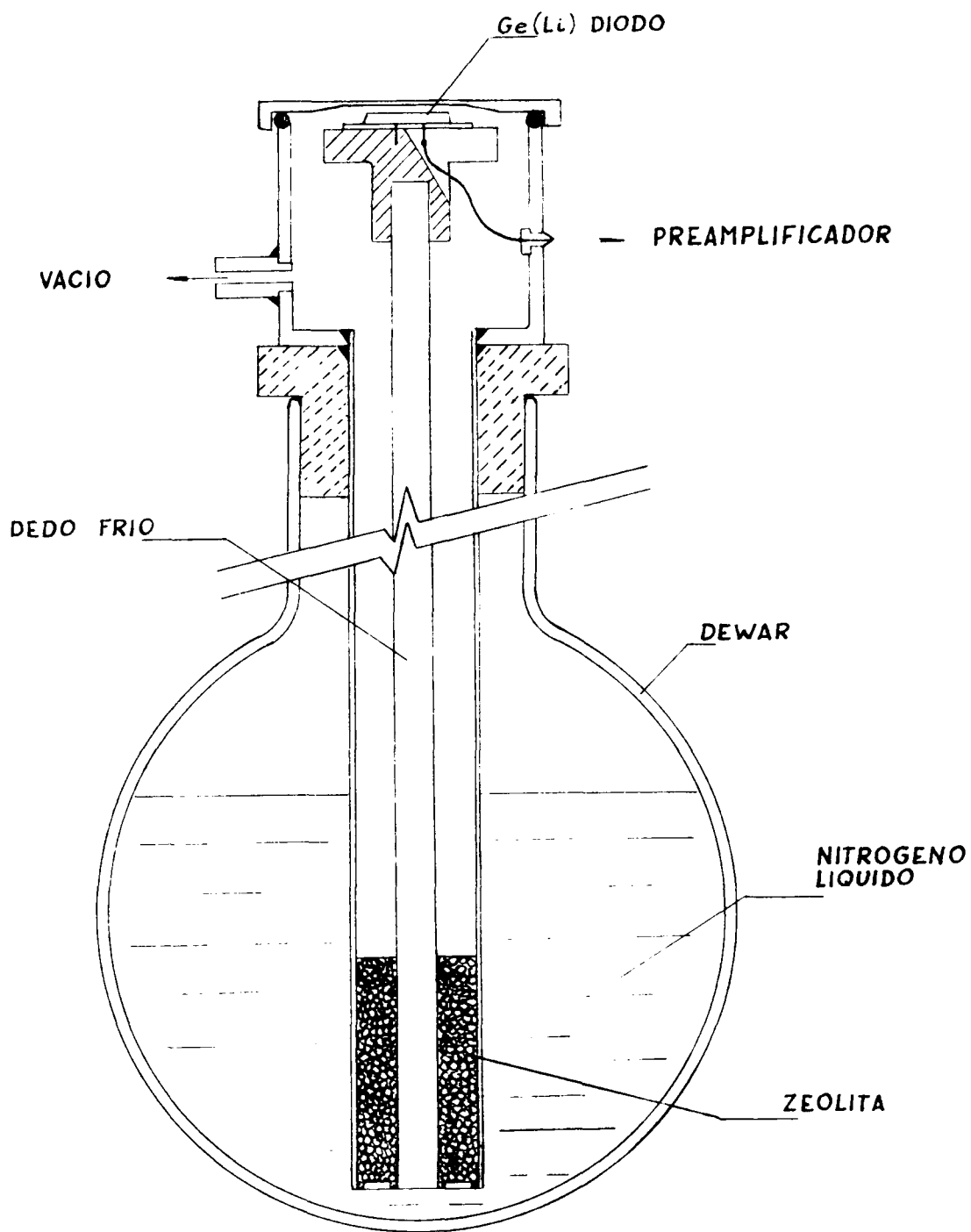


Fig. 4.- Dispositivo usado con el detector de Ge(Li)

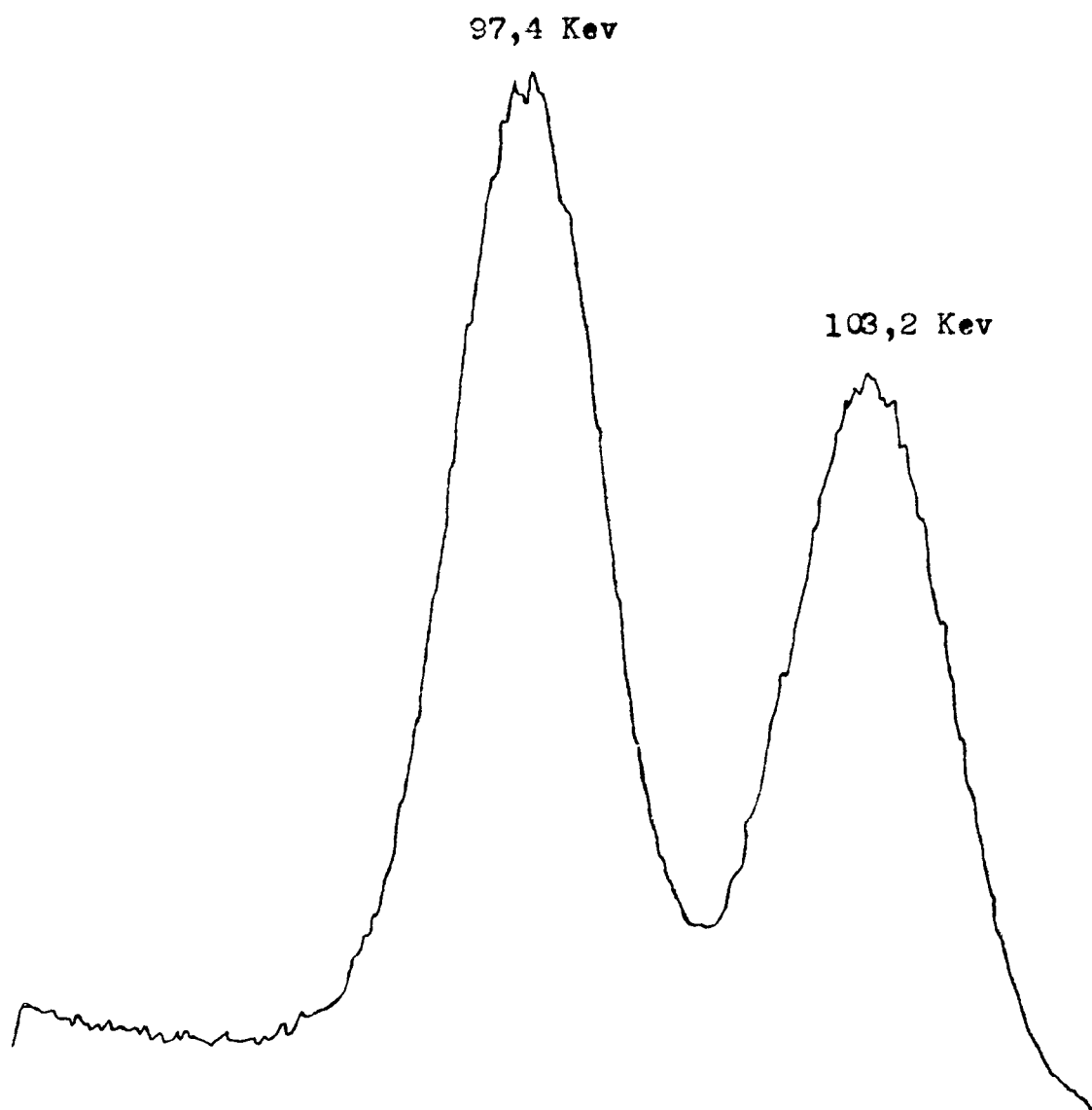


Fig. 5.- Espectro del Gd^{153} en el diodo de $Ge(Li)$

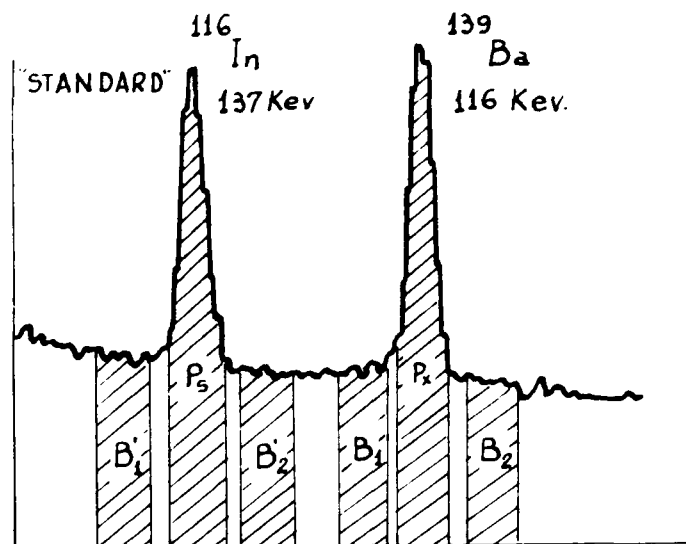


Fig. 6 .- Ejemplo del procedimiento usado para obtener la actividad bajo el fotopico.

BIBLIOGRAFIA

- 1.- BECKURTS, K.H. and WIRTZ, K. 1964. Neutron Physics (Springer-Verlag, Berlin).
- 2.- WESTCOTT, C.H. 1960. Atomic Energy of Canada Rept. AECL-1101
- 3.- MAUNDERS, E.J. 1965. J.Nucl. Energy, 19, 959.
- 4.- DRESNER, L. 1960. Resonance Absorption in Nuclear Reactors (Pergamon Press, New York).
- 5.- BLOCK, R.C., SLAUGHTER, G.G., WESTON, L.W. and VONDERLAGE, F.C. 1961. Oak Ridge Natl. Lab. Rept. ORNL-3085.
- 6.- HUGHES, D.J. and SCHWARTZ, R.B. 1958. Brookhaven Natl. Lab. Rept. BNL-325, 2nd ed.
- 7.- AMALDI, E. 1959. Encyclopedia of Physics, Vol. 38/2, edited by S. Flügge (Springer-Verlag, Berlin).
- 8.- MACKLIN, R.L. and POMERANCE, H.S. 1955. Proc. 1st Intern. Conf. of Peaceful Uses of Atomic Energy, 5, 96.
- 9.- SHAFITMAN, D.H. 1963. Argonne Natl. Lab. Rept. ANL-5800, 2nd ed. p.163.
- 10.- GOLDBERG, M.D., MUGHABGHAB, S.F., PUROHIT, S.N., MAGURNO, B.A. and MAY, V.M. 1966. Brookhaven Natl. Lab. Rept. BNL-325, 2nd ed. supp.2.
- 11.- CINDA, 1966. An Index to the Literature on Microscopic Neutron Data, ENEA (Columbia University).
- 12.- EANDC, 1966. Compilation of EANDC request, EANC 55 "U"-OECD (European Nuclear Energy Agency).
- 13.- EWAN, G.T. and TAVENDALE, A.J. 1964 Can. J. Phys. 42, 2286.