

COMISION NACIONAL DE ENERGIA ATOMICA
GERENCIA DE ENERGIA

DEPARTAMENTO DE REACTORES



COMISION NACIONAL DE ENERGIA ATOMICA.
DEPARTAMENTO DE REACTORES.

Mayo 1972

MEDICION DE LA AUTOPROTECCION DE NEUTRO-
NES DE RESONANCIA EN EL Zr^{96}

Lic. Dina WAISMAN

CNEA-Re-55



INTRODUCCION

Teniendo en cuenta las características que lo hacen apropiado, se estudiaron algunas propiedades del Zr^{96} con vistas a proponer un detector de resonancia que no necesita ser irradiado bajo Cadmio.

Dichas características son:

- 1.- Posee una resonancia principal (300.9 ev), predominante con respecto a las secundarias.
- 2.- La absorción de un neutrón es seguida de una emisión γ (658.1kev) de vida media ni muy corta ni muy larga (17hs).
- 3.- La relación de Cadmio del Zr^{96} vale 1.0118 ± 0.0005 (Ricabarra, 1970).

En este trabajo se estudió la variación del valor G_R (self-shielding epitérmico) en función del espesor, con el propósito de verificar experimentalmente los valores de los parámetros de resonancia.

METODO:

En este trabajo se midió el factor G_R (autoprotección de los neutrones epitérmicos) del Zr^{96} , en función del espesor de las hojuelas.

Para cada espesor es válida la expresión.

$$G_R = \frac{\sum G_R^i I_\infty^i + I_{NR}}{\sum I_\infty^i + I_{NR}} \quad (1)$$

siendo:

I^i : integral de resonancia infinitamente diluída de la i -ésima resonancia.

I_{NR} : contribución de las resonancias no resueltas.

G_R^i : $\frac{I_{eff}^i}{I^i}$: factor de autoprotección (selfshielding) de cada resonancia resuelta.

La expresión (1) difiere del factor de autoprotección total G_R^T en la contribución de la parte térmica, I_{th} .

$$G_R^T = \frac{\sum G_R^i I_\infty^i + I_{NR} + I_{th}}{\sum I_\infty^i + I_{NR} + I_{th}} \quad (2)$$

Los valores G_R^i se pueden calcular, por distintas aproximaciones.

a) aproximación racional (Beckurts, 1964)

$$G_R^i = \frac{1}{\sqrt{1 + 2Nd\sigma_{T0}^i\psi(0,0)}} \quad (3)$$

siendo: N = N° de átomos por cm^3 del elemento en la muestra.

d = espesor de las hojuelas en cm.

$\sigma_{T0}^i = 2.6037 \times 10^{-18} \frac{\Gamma_n}{\Gamma} \frac{1}{E_R} \text{ (cm}^2\text{)}$: sección eficaz total en el máximo de la resonancia.

$$\psi(\theta, 0) = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \theta e^{\frac{(\theta/2)^2}{[1 - v^2/c^2]}} \quad \text{factor de corrección por efecto Doppler para } E = E_R$$

$$\theta = \frac{\sqrt{\Gamma} \sqrt{A}}{\sqrt{4KT E_R}} \quad \begin{array}{l} \Gamma: \text{ ancho total de la resonancia.} \\ \Gamma_n: \text{ ancho parcial para el proceso de decaimiento neutrónico.} \end{array}$$

E_R : energía correspondiente al máximo de la resonancia.

b) Aproximación según Trubey (1959)

$$G_R^i = N \sigma_{or}^i \frac{d}{2} \int \frac{e^{-z}}{z^2} \left[I_0(z) + I_1(z) \right] dz \quad (4)$$

siendo $z = \frac{N \sigma_{or}^i d}{2} y$; $I_\nu(z) = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(\frac{1}{2} z)^{\nu+2m}}{m! \Gamma(\nu+m+1)}$

$I_0(z)$ función modificada de Bessel de primera especie de grado cero.

$I_1(z)$ función modificada de Bessel de primera especie de primer grado.

Determinación experimental de G_R

El valor de $G_R(d)$ se obtuvo comprando las actividades específicas de hojas de espesores variables entre 39 mg/cm² (60 μ) y 1192 mg/cm² ($\sim$ 2 mm) con la de una hoja de 20 μ de espesor considerada como referencia.

$$G_R(d) = \frac{A(d)}{A} \quad (5)$$

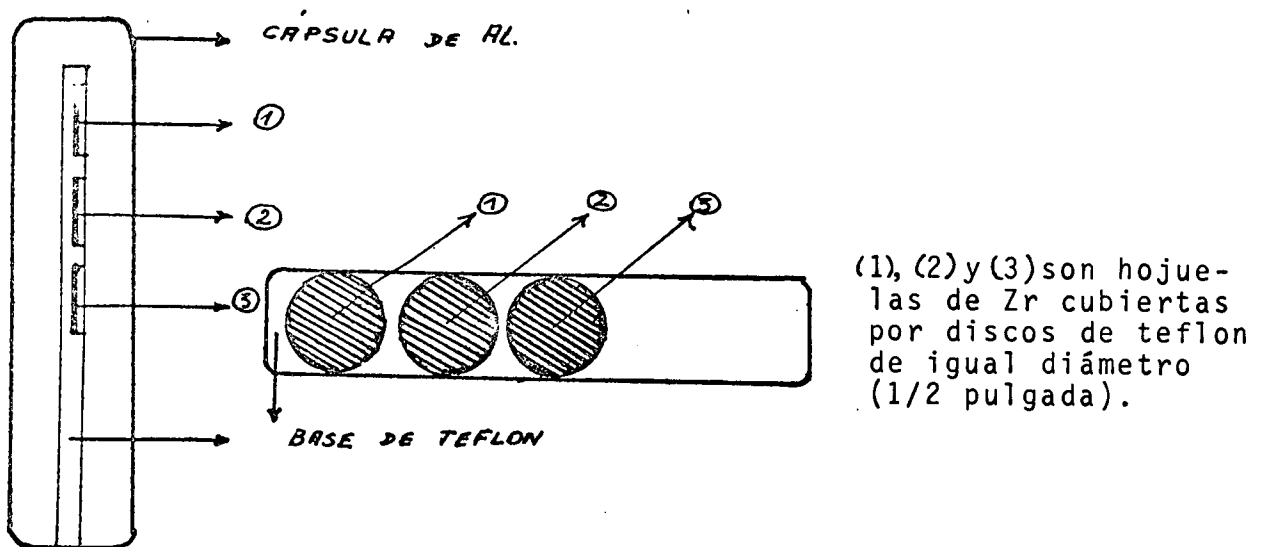
El límite superior en los espesores fue impuesto por la magnitud del efecto borde (Hanna, 1963), que alcanzaba para

las hojas más gruesas ($\sim 2\text{mm}$) valores del 10%, cantidad apreciable sobre el porcentaje de selfshielding a medir.

Las muestras fueron irradiadas desnudas, puesto que siendo la $R_{Cd}(\text{Zr}^{96}) = 1.0118 \pm 0.0005$, la activación por la componente térmica del flujo neutrónico es pequeña y se corrigió de acuerdo a lo que se explicará más abajo.

Para irradiar las hojuelas se utilizaron soportes de teflon en los que se tornearon las posiciones de las muestras. El conjunto se encapsuló en cilindros de Al (ver fig. (1)).

Fig. (1)



El uso de las bases de teflon permitió reproducir la geometría de irradiación al mismo tiempo que dado su calidad introdujo un mínimo de perturbación en el flujo de los neutrones incidentes.

Las hojuelas fueron irradiadas en el reflector central

del Reactor Argentino 1 (RA-1). Este reflector es de grafito de 16 cm. de diámetro rodeado por un núcleo anular de 8 cm. de espesor cuyo combustible es uranio enriquecido al 20%. El moderador y refrigerante es H₂O. Un sistema neumático colocaba y extraía las cápsulas de su posición en el reflector central. En esta posición las hojuelas (1), (2) y (3) eran colocadas en el plano medio del reactor paralelamente al eje longitudinal y a 2 cm del núcleo. En condiciones normales de operación del RA-1 se obtiene un flujo de $1,2 \times 10^{12}$ n/cm²seg en el reflector central, en la posición indicada.

Para obtener experimentalmente el valor de G_R^T se midió en todos los casos la actividad específica de la hoja de espesor $\underline{d}$ en la posición central (2), fig. 1, y se relacionó con el promedio de las actividades específicas de las muestras en las posiciones (1) y (3). En todas las series de mediciones se controló por comparación de las actividades específicas de las hojuelas en las posiciones (1) y (3) que el gradiente de flujo a lo largo de la vertical no excediera el 1% por cm de longitud, asegurando así la validez de la interpolación lineal. Las muestras fueron pesadas con una precisión de 0.03%.

La actividad medida correspondió a la emisión γ del decaimiento del $^{97}_{41}\text{Nb}$ (pico de 658.1Kev) y detectado por un diodo de Ge:Li.

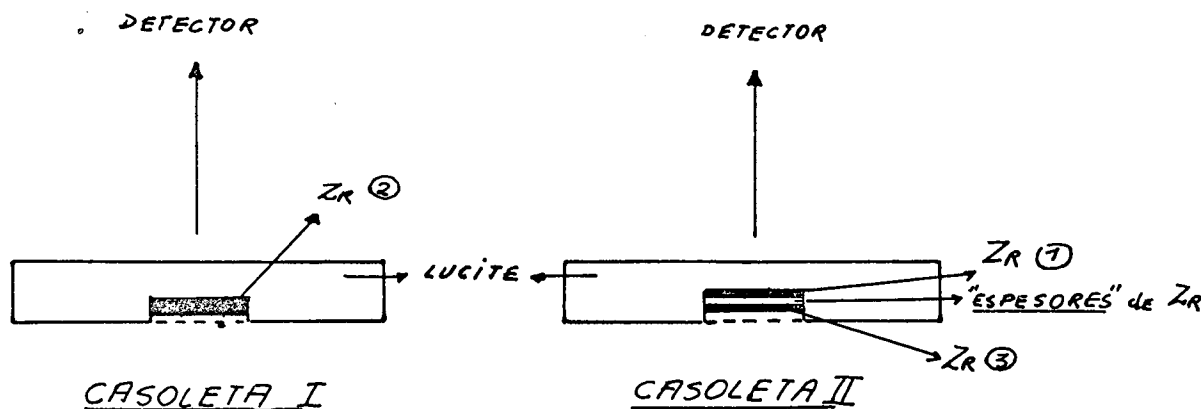
Las constantes de tiempo del amplificador se fijaron en 1/11 seg. Los pulsos de salida se analizaron en un espectrómetro multicanal TMC de 256 canales operados en el modo live-time.



Una vez irradiadas y con el objeto de medirlas, las hojuelas se encapsularon en casoletas de lucite. Esta operación permitió lograr planitud en la superficie de las muestras, mantener la distancia constante al detector, centrado de la geometría etc..... (ver fig. (2)).

La distancia de las muestras al detector se mantuvo en todos los casos medidos en el orden de los 10cm. para evitar influencia de los distintos espesores en la eficiencia del detector.

Fig. (2)



Las nomenclaturas Zr(1), Zr(2) y Zr(3) corresponden a las de la fig. (1).

Hay que señalar que lo que en la fig. (2) se indican como "espesores de Zr" son hojuelas de Zr no irradiado que compensan la diferencia de espesores entre Zr(2) y $[Zr(1) + Zr(3)]$.

La configuración indicada en la casoleta II fig. (2) fue adoptada a fin de compensar las diferencias de autoabsorción
Y - Ver Apéndice I.

La reproducibilidad de los datos experimentales dentro

de la desviación standard, correspondientes a la diferentes series, hace presumir un buen control de las condiciones de irradiación y medición.

A medida que aumentaba el espesor de la hojuela cuyo selfshielding se quería medir, se hacía mayor naturalmente la diferencia de actividades entre las casoletas I y II. Por ello hubo que tomar precauciones especiales para que el tiempo muerto fuera suficientemente bajo de manera que las diferencias de tiempo muerto que presentaban las hojas gruesas y finas no perjudicaran la exactitud de los valores experimentales.

Cuando la diferencia de actividades era suficientemente grande (3 ó 4 veces) se trató que el tiempo muerto fuera menor que .3 seg. en el modo de operación live time.

En otros casos en que la diferencia de actividades se hacía mayor aún, fue necesario tomar como referencia una hojuela de mayor espesor, previamente medida contra una de dilución infinita.

$$G_{31} = \frac{A_3}{A_1} \frac{A_1'}{A_1 \rightarrow \text{"infinitamente diluida"}}$$

CORRECCIONES:

Para comparar los valores experimentales con los calculados por distintas aproximaciones, se realizaron algunas correcciones a los valores medidos.

a) Corrección al origen (condición "infinitamente diluida")

Imponiendo la condición que G_R^T (exp.) para la hoja más delgada (.002 cm) es igual a 1 y utilizando tres valores experimen-

tales correspondientes a espesores crecientes, se obtuvo por cuadrados mínimos la parábola cúbica:

$$y = a_0 + a_1 x + a_2 x^2$$

donde $y_i = G_{Ri}^T$

$$x_i = d_i$$

El factor $\frac{1}{a_0} = 0.994$ obtenido por extrapolación de y para $x = 0$, se utilizó para corregir todos los valores experimentales.

b) Corrección por efecto borde.

La corrección por efecto borde se realizó de acuerdo con la fórmula (Hanna, 1963).

$$\varepsilon = \frac{d}{\pi R} \frac{1}{G_R^T} \left[I(\varepsilon) - \Delta(n\varepsilon) \right] \quad (6)$$

donde $\tau = N d \sigma_T^1 \psi(\theta, 0)$

d : espesor de la hojuela

R : radio de la hojuela.

$$I(\tau) = \int_0^\infty e^{-r \cosh u} \cosh^{-r} u \, du = K i_r(\tau)$$

$$\Delta(n\tau) = \int_0^\pi E_2(n\tau \sin \varphi) \, d \cos \varphi$$

siendo E_2 : función de Placzek para $n = 2$

$$n = \frac{2R}{d}$$

$$\tau = N d \sigma_0^T$$

en este trabajo se verificó por cálculo de las integrales (7)

y (8) que la expresión entre corchetes en (6) puede ser reemplazada con suficiente aproximación por (Hanna, 1963).

$$[1-b] \quad \text{siendo} \quad b = \frac{\pi \xi}{6} \times (.9)$$

El factor .9 da cuenta de la incidencia de la primera resonancia en la autoprotección total.

c) Corrección por contribución de los neutrones térmicos.

La pequeña contribución térmica al selfshielding se corrigió de la siguiente forma.

$$G_R(\xi) = G_R^T(\xi) \times f \quad \text{siendo}$$

$$f = \left\{ \frac{R_{cd}(\xi_0)}{1 + [R_{cd}(\xi_0) - 1] \times \frac{G_R^T(\xi_0)}{G_R(\xi)}} \right\} \quad (9)$$

ξ_0 No do corresponde al caso infinitamente diluído.

RESULTADOS EXPERIMENTALES:

Los resultados experimentales corregidos al origen, por efecto borde según la fórmula (6) por la componente térmica fórmula (9), se dan en la Tabla I.

TABLA I

d (cm)	$G_R^{T'} (exp)$ CORREGIDO AL ORIGEN	$G_R = G_R^{T'} * f$ CORREGIDO PARTE TÉR- MICA.	$1+E$ EFECTO BORDE	$G_R / 1+E$ CORREGIDO POR EFECTO BORDE
0.002	.994 $\pm$.005	.994	1.0009974	.993
0.006	.984 $\pm$.005	.984	1.0030026	.981
0.010	.977 $\pm$.005	.977	1.0050268	.972
0.020	.965 $\pm$.005	.964	1.0101436	.954
0.0267	.947 $\pm$.005	.946	1.0140586	.933
0.0438	.922 $\pm$.005	.921	1.0232316	.900
0.0689	.895 $\pm$.005	.893	1.0372100	.861
0.0985	.858 $\pm$.005	.855	1.0535643	.812
0.1492	.825 $\pm$.005	.822	1.0814896	.760
0.1837	.803 $\pm$.005	.799	1.0995979	.727

En la primer columna se indican los valores del selfshielding total medido, G_R^T , multiplicados por el factor $\frac{1}{a_0} = 0.994$ que corrige el origen de coordenadas.

La segunda columna muestra los valores del selfshielding epitérmico una vez corregido el aporte de los neutrones térmicos al total.

En la última columna se tienen los resultados experimentales del selfshielding epitérmico corregidos por $(1+E)$ magnitud del efecto borde, o sea los que se compararán directamente con los calculados por la aproximación racional o según Trubey.

Los valores medidos se obtuvieron con una estadística del orden de 1.5×10^5 cuentas en total en cada serie.

En la figura (3) pueden verse los valores experimentales conjuntamente con los obtenidos por la aproximación racio-

nal y la de Trubey respectivamente.

Estos cálculos fueron realizados utilizando los parámetros de resonancia dados por Morgenstern (1968) para la primera resonancia y los de Good and Kim (1968) para el resto de las resonancias resueltas. La contribución de la parte no resuelta se hizo en base a los valores informados por Benzi (1969), que fueron obtenidos empleando el modelo estadístico.

CONCLUSIONES:

En general puede decirse que el acuerdo entre los datos experimentales y las aproximaciones racional y según Trubey dentro del 2-4% es satisfactoria, y, en ese sentido se confirmaron los parámetros de resonancia seleccionados.

De todas maneras sería útil afinar un poco más el cálculo del selfshielding, tratando de incluir el factor de Doppler punto a punto en la integral de autoprotección, como asimismo analizar con un poco más de detalle la contribución de la parte no resuelta.

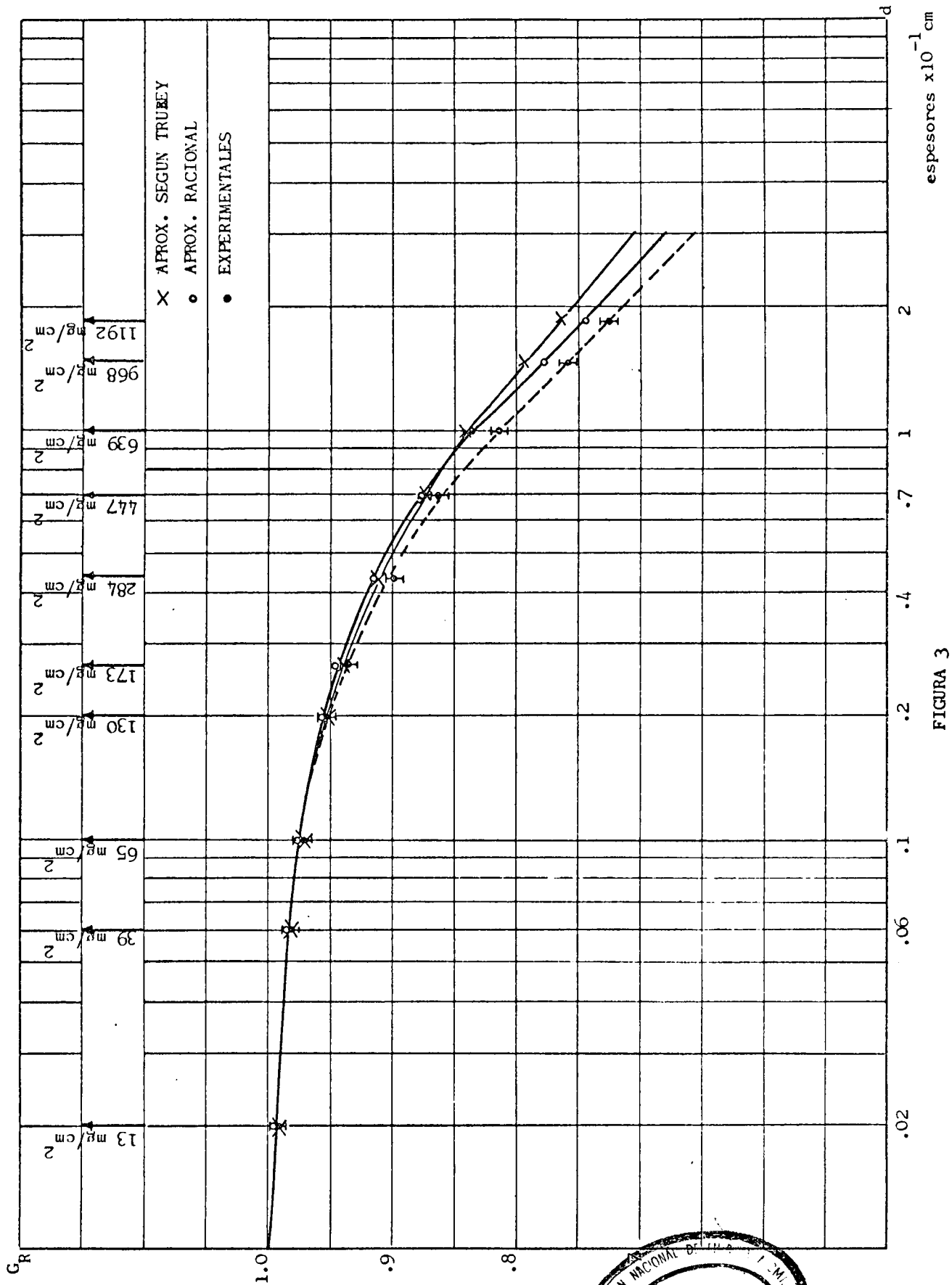


FIGURA 3



A P E N D I C E I

Corrección por autoabsorción γ .

Según se explicó anteriormente para corregir el efecto de diferencias de autoabsorción γ entre hojas de diferente espesor, se intercalaron hojuelas del mismo material pero sin irradiar hasta compensar dicha diferencia.

Consideremos la actividad del conjunto sin tener en cuenta autoabsorción γ :

$A = a_0 (d' + d'')$

siendo:
 a_0 : actividad específica por unidad de espesor.

La actividad de la misma configuración considerando autoabsorción γ :

$$A' = a_0 \int_0^{d'} e^{-\mu x} dx + a_0 \int_0^{d''} e^{-\mu(x+d-d'')} dx =$$

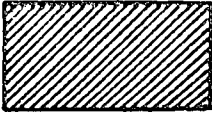
$$= a_0 \left[\frac{1 - e^{-\mu d'}}{\mu} + e^{-\mu(d-d'')} \frac{1 - e^{-\mu d''}}{\mu} \right]$$

El factor de selfshielding γ para esta configuración será,

$$G_S^\gamma = \frac{(1 - e^{-\mu d'}) + e^{-\mu d} (e^{-\mu d''} - 1)}{\mu (d' + d'')}$$

Si por el contrario tenemos una sola hoja irradiada

cuyo espesor es d :


$$G_G^x = \frac{1 - e^{-\mu d}}{\mu d}$$

En este trabajo, se verificó en todas las series de mediciones que los valores de G_S^x y G_G^x coincidían dentro de los por miles.

B I B L I O G R A F I A

- RICABARRA, M. D., TURJANSKI, R., RICABARRA, G. H., 1970
Can. J. Phys. 48, 2362.
- BECKURTS, K. H., WIRTZ, K. 1964.-In Neutron Physics, Springer
1964.
- TRUBEY, D. K., BLOSSER, T. V. and ESTABROOK, G. M.-ORNL-2842
204 (1959).
- HANNA, G. C. 1963 - Nuclear Sci. and Eng. 15, 325.
- DRESNER, L. 1960 - Resonance absorption in Nuclear Reactors
(Pergamon Press, New York)
- MORGENSTERN, J. 1968- Centre d'Estudes Nucléaires Saclay, Rep.
CEA - R - 3609.
- GOOD, W. M. and KIM, H. 1968-Phys. Rev 20, 1329.
- BENZI, V. and REFFO, G. - CCDN - NW/10 (1969).

RECONOCIMIENTOS:

A la Srta. Susana COUTO por su colaboración y ayuda prestada en las mediciones y reducción de los datos.

Al Sr. José GONZALES BIENES, en especial por su aporte en la preparación, cortado y pulido metalográfico, de las muestras utilizadas en este trabajo.

Al Ing. Roberto PULICHINO y al personal del RA-1 por su disposición y apoyo brindados en todas las series de irradiaciones.