

02.56.21

N. E. A. Biblioteca	
ARCHIVO PUBLICACIONES	
Nº	AÑO
3	1956

REPUBLICA ARGENTINA

PUBLICACIONES

DE LA

COMISION NACIONAL DE LA ENERGIA ATOMICA

SERIE FISICA

VOL. I — Nº 7

**MEDICION DE INTENSIDADES TOTALES DE NEUTRONES RAPIDOS
CON PLACAS NUCLEARES Y SU APLICACION A LA DETERMINACION
DE LA DISTRIBUCION ANGULAR DE LOS NEUTRONES
DE LA REACCION Li (d, n) Re**

POR

EMMA PEREZ FERREIRA Y PEDRO J. WALOSCHEK



BUENOS AIRES

1956

REPUBLICA ARGENTINA

—

PUBLICACIONES

DE LA

COMISION NACIONAL DE LA ENERGIA ATOMICA

SERIE FISICA

VOL. I — N° 7

**MEDICION DE INTENSIDADES TOTALES DE NEUTRONES RAPIDOS
CON PLACAS NUCLEARES Y SU APLICACION A LA DETERMINACION
DE LA DISTRIBUCION ANGULAR DE LOS NEUTRONES
DE LA REACCION Li (d, n) Be**

POR

EMMA PEREZ FERREIRA Y PEDRO J. WALOSCHEK



BUENOS AIRES

1956

Imprenta y Casa Editora CONI, Perú 684, Buenos Aires

258

**MEDICION DE INTENSIDADES TOTALES DE NEUTRONES RAPIDOS
CON PLACAS NUCLEARES Y SU APLICACION A LA DETERMINACION
DE LA DISTRIBUCION ANGULAR DE LOS NEUTRONES
DE LA REACCION Li (d, n) Be**

SUMMARY

The nuclear emulsion technique has been used for the development of two methods for determination of fast neutron flux. Both methods consist in counting the recoil protons produced by a radiator exposed to a neutron beam. In one of them, the emulsion itself has been used both as radiator and detector of the protons; in the other one, the radiator was a paraffine block.

Both methods have been used for the determination of the angular distribution of neutrons from lithium bombarded with 900 kV deuterons, from the 1 MeV cascade generator of the Comisión Nacional de la Energía Atómica.

There were performed 46 exposures between 0° and $\pm 135^\circ$ with respect to the deuteron beam. In each exposure, the total number of neutrons emitted in that direction with energies between 1 and 15 MeV has been determined.

Because of the strong scattering of the neutrons by the materials of the target support, the results depend on the geometrical conditions of exposure.

I. TÉCNICA EXPERIMENTAL

1. *Introducción.* — En los casos en que la distribución de energías de los neutrones producidos en una determinada reacción no es esencial, como sucede en la verificación del rendimiento de una fuente, en el control sanitario y en general en medición de haces de neutrones de espectro conocido, es conveniente utilizar un método rápido que de la

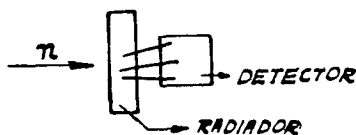


Figura 1

intensidad total, en un intervalo de energía relativamente amplio.

Estas mediciones se reducen al recuento de los protones emitidos por un blanco de contenido de H conocido, colocado en el haz de neutrones. Un detector de protones colocado detrás de un bloque de parafina, es un instrumento eficaz y sencillo para esta clase de mediciones (fig. 1).

Se ensayó para este fin, un contador G-M de ventana delgada con registrador automático, pero no fué utilizable debido a la radiación β y γ cerca de la fuente de neutrones. El mismo dispositivo, usando una placa nuclear como detector, resultó muy útil y permitió medir simultáneamente la intensidad de la fuente en varias direcciones.

Las placas expuestas en forma rasante al haz de neutrones son también efectivas para la medición de flujos, ya que la placa actúa a la vez como radiador y detector de protones, bastando entonces efectuar sobre ella, un recuento de los protones de retroceso producidos, en determinadas condiciones geométricas, en un volumen dado de emulsión.

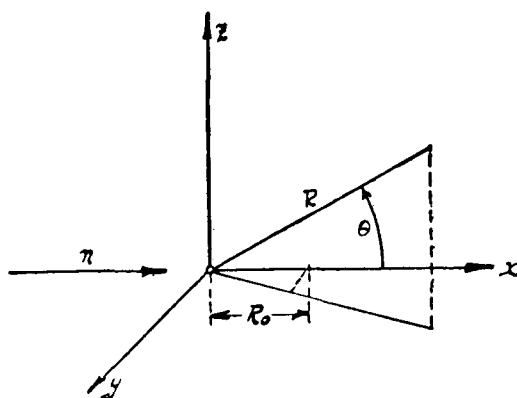


Figura 2

2. *Placa como radiador y detector.* — Para este recuento se ha utilizado el siguiente criterio de admisión de trazas (fig. 2): se cuentan todos los protones cuyas trazas, proyectadas en la dirección de incidencia de los neutrones, x , tienen más de R_0 micrones; el ángulo θ , que forma la traza con la dirección x , puede ser cualquiera.

Mediante este criterio puede elegirse convenientemente el límite inferior de las energías detectadas y eventualmente el límite superior, si se hace la restricción de que la proyección sobre x , tampoco sea mayor que una cierta longitud R_1 .

En el caso de tomarse sólo límite inferior, el flujo de neutrones incidente resulta (Apéndice I):

$$N = \frac{P \cdot d^2 \int \Phi(E) dE}{A \cdot i \cdot t \int \Phi(E) \sigma(E) F(E) dE}$$

donde :

N : número de neutrones por seg., μ A y steradian.

P : número de protones contados por cm^3 .

A : número de átomos de H por cm^3 de emulsión.

t : tiempo de exposición de la placa a la fuente de neutrones.

i : intensidad de la corriente de blanco.

d : distancia de la fuente.

$\Phi(E)$: ordenada del espectro de neutrones correspondiente al intervalo de energía $E, E + dE$ (Basta conocer las ordenadas relativas del espectro).

$\sigma(E)$: sección eficaz de colisión $n p$, correspondiente al mismo intervalo de energía.

$F(E)$: factor de corrección proveniente de la condición impuesta para el recuento, de la forma :

$$F(E) = 1 - \left(\frac{R_0}{R(E)} \right)^{2/2b+1}$$

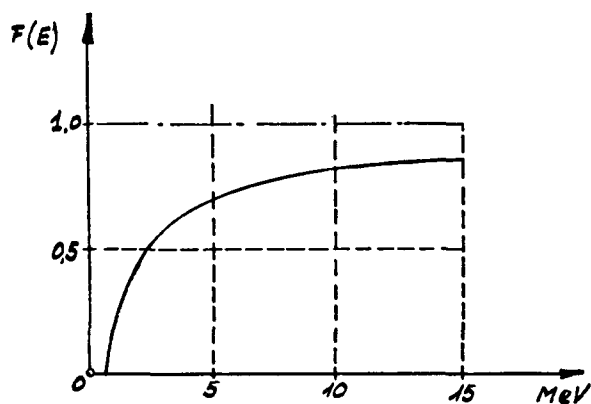


Figura 3

donde $R(E)$ es el alcance de un protón de energía E en la emulsión y $b = 1,725$, es una constante de la emulsión.

El factor geométrico $F(E)$, es el que determina la eficiencia del método, cuya curva para $R_0 = 11$ micrones, es la de la figura 3.

La medición de intensidades totales por el método descrito, da valores absolutos sumamente buenos, si el número de protones contados es suficientemente grande, ya que las constantes que intervie-

nen en el cálculo de N son bien conocidas. Sin embargo, el recuento es todavía demasiado lento para muchas de las aplicaciones, por lo cual fué usado especialmente para calibrar el método que se describe en el párrafo siguiente, con el que se salva este inconveniente.

3. *Método placa-parafina.* — Consiste en el recuento de las trazas de protones provenientes de un bloque de parafina, que entran por la superficie de una placa nuclear puesta en contacto con aquél, ambos normalmente al haz de neutrones, como indica la figura 4.

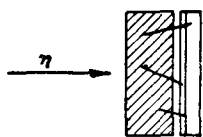


Figura 4

En este caso resulta (Apéndice II):

$$N = \frac{2b+3}{2k} \cdot d^2 \cdot P \cdot \frac{\int \Phi(E) dE}{\int \Phi(E) \cdot \sigma(E) \cdot R'(E) dE}$$

donde: $k = A' \cdot i \cdot t$

y : i , t , $\Phi(E)$, $\sigma(E)$, N y d son los mismos del método anterior.

A' : número de átomos de H por cm^3 de parafina.

P : número de protones contados por cm^2 .

$R'(E) = a' \cdot E^b$: alcance de protones de energía E en parafina ($a' = 35$; $b = 1,725$).

Entre 1 y 15 MeV, la sección eficaz de colisión $n-p$, vale aproximadamente $4,8 \cdot E^{0,716}$ barn y $R'(E) = a' \cdot E^{1,72}$, con lo cual se tiene con error menor que un 10 por ciento, en ese intervalo de energía:

$$N = cte \cdot P \cdot \left[\frac{\int \Phi(E) dE}{\int \Phi(E) \cdot E \cdot dE} \right]$$

donde el término entre corchetes es la inversa de la energía media de los neutrones observados. Esto significa que la eficiencia del método crece linealmente con la energía.

Las constantes A' y a' de la parafina, no fueron determinadas con exactitud, por lo cual fué necesario calibrar el método mediante el descrito en el párrafo anterior.

El recuento de unos mil datos se realiza en menos de una hora. Se detectan sólo los neutrones de más de 0,8 MeV.

El espesor del bloque de parafina debe tomarse superior a $R'(E)$ máximo, a fin de simplificar el cálculo, pues aquello ya equivale a tomar espesor infinito. Para llegar a 15 MeV, debe usarse un bloque de más de 4 mm de espesor.

II. DETERMINACIÓN DE LA DISTRIBUCIÓN ANGULAR DE LOS NEUTRONES DE LA REACCIÓN $\text{Li} (d, n) \text{Be}$

1. *Descripción de la experiencia.* — Para la aplicación del método radiador-detector, se expusieron placas alrededor del blanco de litio como indica la figura 5, en condiciones idénticas a las detalladas en un trabajo anterior (1). Se usó también el mismo método de revelado y la revisión microscópica fué efectuada con los mismos accesorios. Conviene señalar aquí también, que el proceso de la placa, desde su

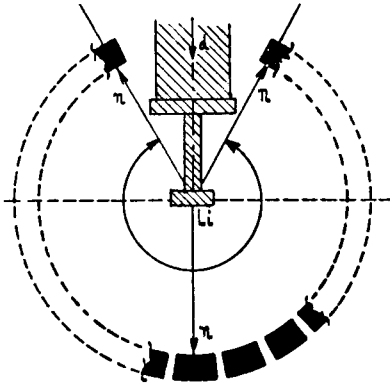


Figura 5

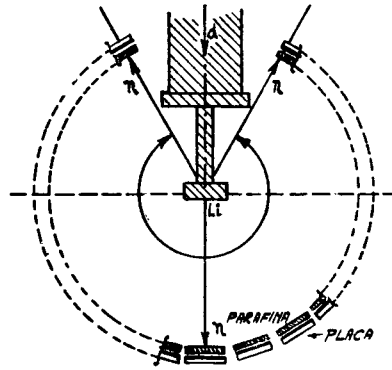


Figura 6

exposición, hasta tenerla lista para el trabajo de microscopía, dura unos nueve días.

Para el método placa-parafina, se usaron placas G5, 1" + 3", de unos 30 micrones de espesor, coladas en el laboratorio con emulsión provista por Ilford y reveladas en ID19, obteniéndose así trazas de protones de gran densidad de granos y fondo no excesivo. Las placas se expusieron en la forma que indica la figura 6, en contacto con bloques de parafina de 5 mm de espesor, envuelto el conjunto en papel negro y en unas cuatro horas, estuvieron listas para el recuento.

Los protones entrantes por la superficie se contaron mediante dos contadores mecánicos (a contacto eléctrico): en uno, se contaron los protones y en el otro los campos revisados.

Se comprobó que la densidad de protones óptima para la velocidad de este recuento está entre 10^5 y 10^6 prot./cm², lo cual, con el dispositivo de la figura 4 y para un espectro entre 1 y 15 MeV, implica la incidencia de unos 10^9 neutrones/cm².

2. *Resultados obtenidos.* — Los resultados del recuento de protones por el método radiador-detector, han sido representados con puntos llenos en la figura 7. Los círculos blancos del mismo gráfico, se determinaron con el método placa-parafina. Los resultados numéricos de ambos métodos, figuran en la Tabla I.

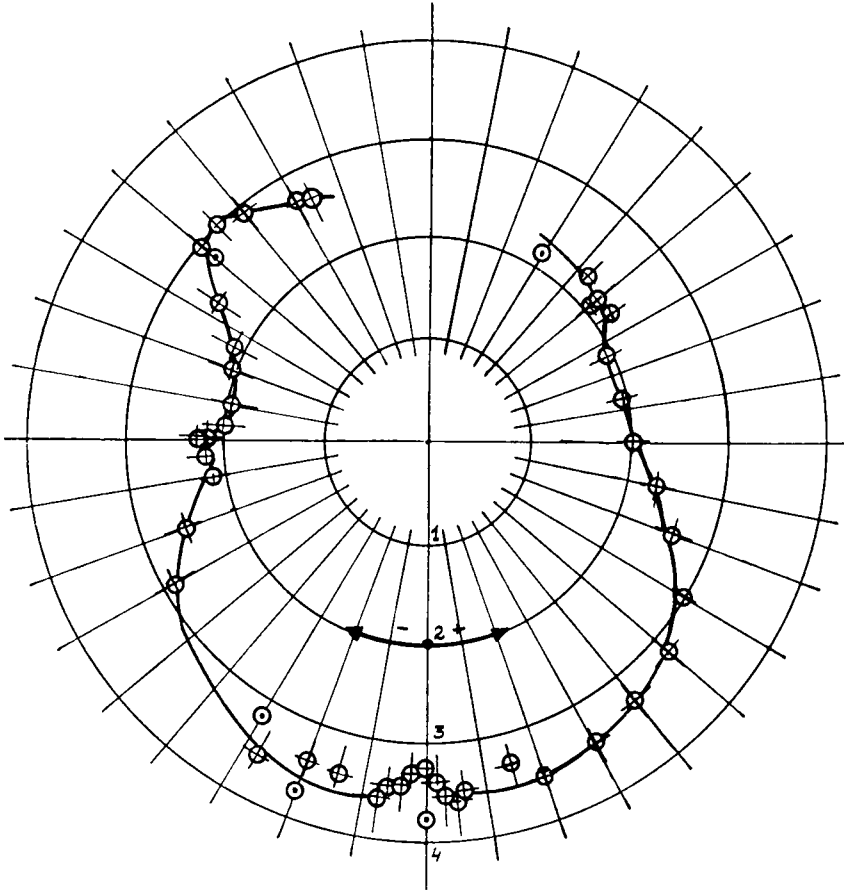


Figura 7

A partir de los 100° , se observa una asimetría a ambos lados del 0° , que alcanza su máximo a los 130° , resultando un exceso considerable del lado negativo.

Una revisión cuidadosa de la geometría, llevó a la conclusión de que una incidencia lateral del haz de deuterio sobre el blanco de litio, podría ser la causa de la misma, debido a la diferente cantidad de

TABLA I

θ	Método placa-parafina 10^{-5} prot./cm ²	Método radiador-detector 10^{-5} prot./cm ²	Intensidad total 10^{-6} N/ster. μ A. seg
0	3,27		3,0
0		145,0	3,48
3,2	3,8		3,49
6	3,62		3,33
7	3,51		3,23
15	3,31		3,04
20	3,54		3,17
29	3,48		3,20
40	3,35		3,08
50	3,23		2,97
60	3,00		2,76
70	2,65		2,44
80	2,32		2,13
90	2,06		1,89
103	2,00		1,84
125	2,25		2,07
130	2,25		2,07
130		82,2	1,97
2	3,4		3,13
4,2	3,55		3,26
-3,2	3,32		3,05
-6	3,46		3,18
-7	3,60		3,31
-14	3,45		3,17
-20	3,39		3,12
-20		140,1	3,38
-28	3,56		3,28
-30		125,0	2,98
-60	2,96		2,72
-69	2,55		2,34
-80	2,14		1,97
-85	2,25		2,07
-90	2,25		2,07
-90		83,3	2,00
-92	2,1		1,93
-100	1,97		1,81
-110	2,06		1,89
-115	2,13		1,96
-123	2,47		2,27
-130	2,98		2,74
-130		107,0	2,56
-135	2,99		2,73
-140	2,93		2,69
-150	2,68		2,46
-153	2,68		2,46
-4,2	3,48		3,20

difusor que de esta manera queda a ambos lados. Se obtuvo de este análisis una probable desviación del haz de unos 5 mm respecto de la posición central. Esa desviación fué comprobada plenamente en el blanco de litio, debido a la marca dejada por los denterones (La desviación del haz se realiza intencionalmente, para uniformar el desgaste del blanco).

El cálculo del efecto de asimetría, permite corregir las curvas y obtener los valores de la intensidad «a haz centrado», así como también, los valores de la «intensidad original» del haz en cada dirección, es decir, eliminar el efecto de la difusión en el portablanco (Apéndice III).

3. *Errores.* — Para calcular las constantes, para la determinación de intensidades absolutas es necesario, en ambos métodos, conocer el espectro de neutrones incidente $\Phi(E)$, la sección eficaz de colisión $n-p \sigma(E)$, el alcance de los protones en emulsión o parafina $R(E)$ o $R'(E)$ respectivamente y el contenido de H de las mismas.

Si se trata de mediciones relativas, en haces de igual o parecido espectro, puede prescindirse del conocimiento de R y de A . Para estas determinaciones relativas, los errores de medición provienen sólo de impurezas en la emulsión o parafina y eventualmente, de neutrones difundidos de otras direcciones y serán en general, inferiores al 10 %. Los ángulos deben considerarse, en la experiencia realizada, con un error de $\pm 1^\circ$.

En mediciones absolutas, los errores son mucho mayores y pueden estimarse en un 20 %.

En cada dirección analizada se contaron entre 1000 y 1500 protones, con lo cual el error estadístico es de un 3 %.

En todas estas determinaciones se supuso igual espectro en todas direcciones (el determinado en un trabajo anterior para 0°), (2) lo cual introduce un error que aumenta con el ángulo θ ; para $\theta = 90^\circ$, se recalcularon las constantes, usando el espectro determinado por Richards (1941) (3) para esa dirección, obteniéndose una diferencia del 8 %, lo cual permite asegurar que el error introducido al suponer igual espectro en todas direcciones, no será superior al 10 %.

APÉNDICE I

Cálculos para el método radiador-detector. — La energía adquirida por un protón chocado por un neutrón de energía E_n y que sale formando un ángulo θ con la dirección original del neutrón, es :

$$E_p = E_n \cos^2 \theta$$

de modo que su alcance : $R_p = a \cdot E_p^b$, será :

$$R_p = a \cdot E_n^b \cdot \cos^{2b} \theta \quad (1)$$

Además, el número de protones de retroceso originados en un volumen V de emulsión, con A átomos de H por cm^3 , expuesto durante un tiempo t a un flujo de neutrones $\Phi(E)$ $n/\text{cm}^2 \cdot \text{seg} \cdot \mu A$, de energía comprendida entre E y $E + dE$ y que resultan emitidos dentro del ángulo sólido $d\Omega$, formando un ángulo θ con la dirección de incidencia de los neutrones, es :

$$dP = A \cdot V \cdot i \cdot t \cdot \Phi(E) \cdot \sigma(E, \theta) \cdot dE \cdot d\Omega$$

El número total de protones de retroceso a que dará lugar un flujo de neutrones de energías entre E_0 y E_m , será :

$$P = k \int_{E_0}^{E_m} \Phi(E) \cdot \sigma(E, \theta) \cdot dE \cdot d\Omega \quad (2)$$

donde $k = A \cdot i \cdot t \cdot V$

Teniendo en cuenta que la sección eficaz diferencial de colisión $n-p$ es :

$$\sigma(E, \theta) = \sigma(E) \frac{\cos \theta}{\pi}$$

y que el ángulo sólido $d\Omega$ es en nuestro caso :

$$d\Omega = \text{sen } \theta \cdot d\theta \cdot d\varphi$$

la integral (2) resulta :

$$\begin{aligned} \int \Phi(E) \sigma(E, \theta) dE d\Omega &= \int \Phi(E) \sigma(E) \frac{\cos \theta}{\pi} \text{sen } \theta d\theta d\varphi dE = \\ &= 2 \int_E \Phi(E) \sigma(E) \int_0^{\pi/2} \text{sen } \theta d \text{sen } \theta \cdot dE \quad (3) \end{aligned}$$

Ahora bien, si se tiene en cuenta la condición de selección de trazas: sólo se contarán aquellos protones cuya traza proyectada en la dirección de incidencia, superen un cierto valor mínimo R_0 , resulta que para cada energía habrá un ángulo θ_0 máximo, que condiciona el límite de la integral sobre θ y tal que:

$$\cos \theta_0 = \frac{R_0}{R} = \frac{R_0}{a \cdot E_n^b \cdot \cos^{2b}\theta}$$

de donde:

$$\cos^2\theta_0 = \left(\frac{R_0}{a E_n^b}\right)^{2/2b+1} = \left[\frac{R_0}{R(E)}\right]^{2/2b+1}$$

Por lo tanto (3) resulta:

$$\int \Phi(E) \sigma(E, \theta) dE \cdot d\Omega = \int \Phi(E) \sigma(E) \left[1 - \left(\frac{R_0}{R(E)}\right)^{2/2b+1}\right] dE$$

Llamando: $F(E) = 1 - \left[\frac{R_0}{R(E)}\right]^{2/2b+1}$ puede escribirse:

$$P = k \int_{E_0}^{E_m} \Phi(E) \cdot \sigma(E) \cdot F(E) \cdot dE \quad (4)$$

Por otra parte, el número de protones de retroceso, puede considerarse proporcional al número total de neutrones incidentes, es decir:

$$P = s \cdot k \int_{E_0}^{E_m} \Phi(E) dE \quad (5)$$

donde s desempeña el papel de una sección eficaz media, para el intervalo de energía E_0, E_m .

De (4) y (5) resulta:

$$s = \frac{\int_{E_0}^{E_m} \Phi(E) \cdot \sigma(E) \cdot F(E) \cdot dE}{\int_{E_0}^{E_m} \Phi(E) dE} \quad (6)$$

El flujo de neutrones buscado será pues: $N = \frac{P}{s \cdot k}$.

Para las condiciones en que se trabajó, resultó: $s = 1,1 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$ y la función $F(E)$ responde a la curva de la figura 3.

APÉNDICE II

Cálculos para el método placa-parafina. — Como en el caso anterior, contamos con la relación : $R_p = a' \cdot E_n^b \cos^{2b} \theta$.

De los protones de retroceso originados en una capa de parafina de espesor dx , situada a la distancia x de la placa, entran a ésta los que tienen un alcance :

$$a' E_n^b \cos^{2b} \theta > x \quad (7)$$

Por lo tanto, en total, entrarán en número de :

$$P = q \cdot A \cdot i \cdot t \int_{E_0}^{E_m} \frac{1}{\pi} \Phi(E) \cdot \sigma(E) \int_0^X \int_0^{\theta_0} \text{sen } \theta \, d \text{sen } \theta \int_0^{2\pi} d\varphi \cdot dx \cdot dE \quad (8)$$

$$[k = A \cdot q \cdot i \cdot t]$$

donde q es el área de emulsión revisada.

En este caso, θ_0 queda determinado por la condición de entrada en la emulsión :

$$\cos^2 \theta_0 = \left(\frac{x}{a' E_n^b} \right)^{2/2b+1}$$

con lo cual la integral (8) resulta :

$$P = k \int_{E_0}^{E_m} \Phi(E) \sigma(E) \int_0^X \left[1 - \left(\frac{x}{R(E)} \right)^{2/2b+1} \right] dx \, dE$$

El valor X se obtiene de (7), haciendo $\theta = 0$. O sea :

$$X = a' E_n^b = R'(E)$$

Entonces :

$$P = \frac{2}{2b+3} k \int_{E_0}^{E_m} \Phi(E) \cdot \sigma(E) \cdot R'(E) \cdot dE \quad (9)$$

Haciendo uso nuevamente de la (5), de ésta y (9) resulta :

$$s = \frac{2}{2b + 3} \frac{\int_{E_0}^{E_m} \Phi(E) \cdot \sigma(E) \cdot R'(E) dE}{\int_{E_0}^{E_m} \Phi(E) \cdot dE} \quad (10)$$

y:
$$N = \frac{P_{obs}}{s \cdot k}$$

El valor obtenido en este caso para s resultó: $s = 3,67 \cdot 10^{-26}$.

APÉNDICE III

Cálculos de los valores de la intensidad « a haz centrado ». — Sean I^+ e I^- los valores de la intensidad obtenidos para un cierto ángulo, a ambos lados del eje central (fig. 8).

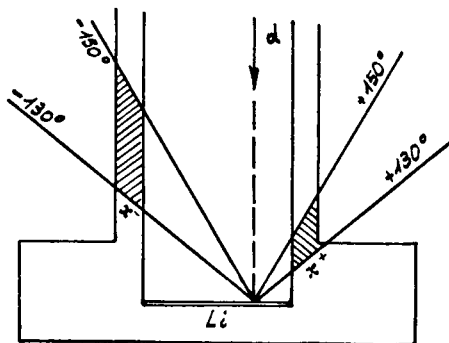


Figura 8

Cada uno de esos valores se puede suponer constituido por la suma de una parte que proviene del haz original, más otra parte que será la resultante de la difusión hacia esa dirección, de neutrones correspondientes a otras direcciones. Supongamos que esta segunda parte,

es la misma en ambos sentidos. En cuanto a la primera, a su vez será la intensidad original I_0 , disminuida por la absorción en los espesores de portablancos x^+ y x^- . Si suponemos que también I_0 es igual para ambos sentidos y si es λ la longitud de absorción en el material de que se trate, resulta:

$$I^+ = I_0^\pm e^{-x^+/\lambda} + I_{dif}^\pm \quad (11)$$

$$I^- = I_0^\pm e^{-x^-/\lambda} + I_{dif}^\pm \quad (12)$$

Restando:

$$I^+ - I^- = I_0^\pm (e^{-x^+/\lambda} - e^{-x^-/\lambda})$$

$$I_0 = \frac{I^+ - I^-}{e^{-x^+/\lambda} - e^{-x^-/\lambda}} \quad (13)$$

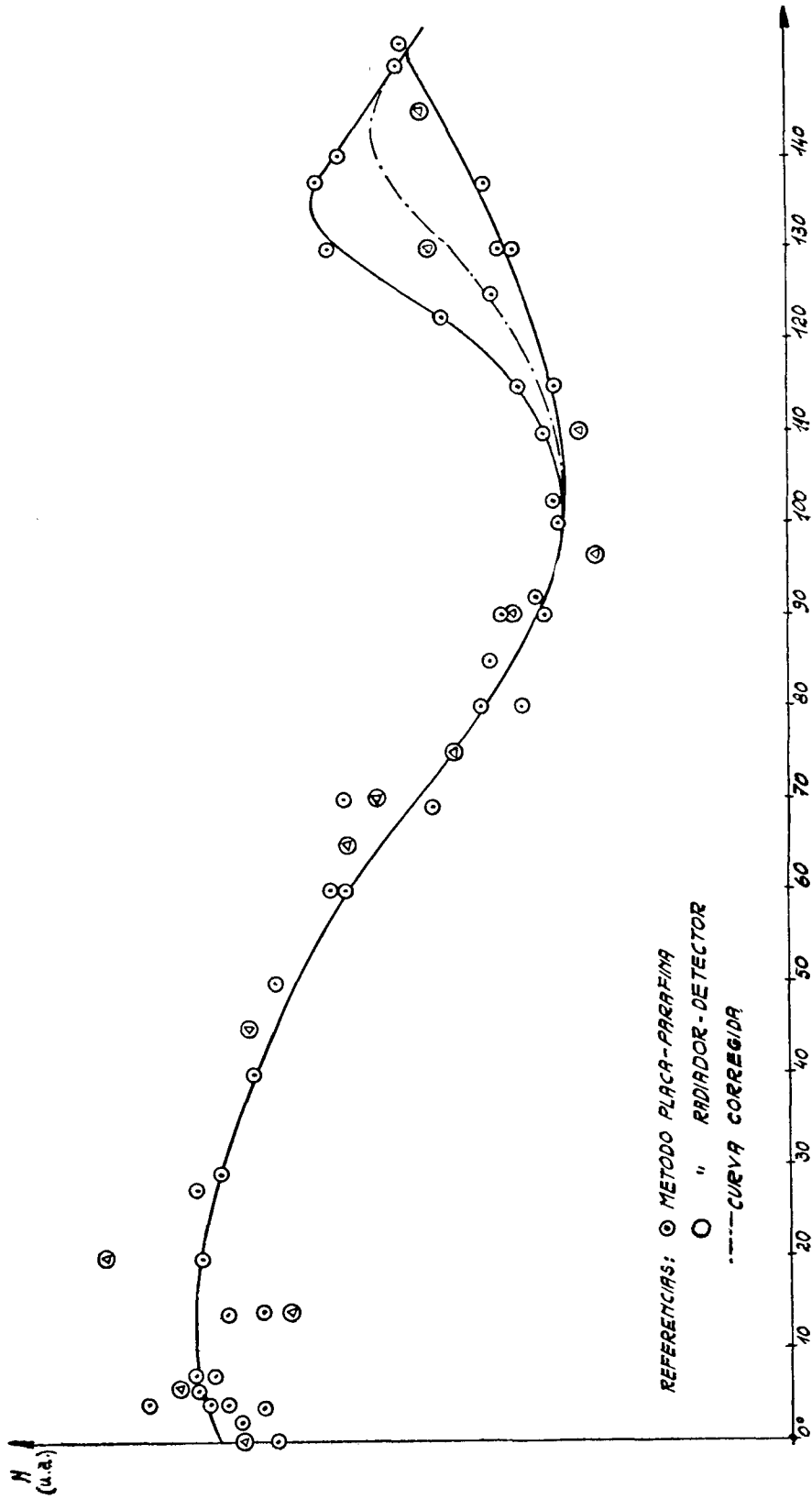


Figura 9

Si en cambio, se suma (11) y (12), resulta :

$$I_{\text{dir}} = \frac{I^+ + I^- - I_0(e^{-x^+/\lambda} + e^{-x^-/\lambda})}{2} \quad (14)$$

Una vez tenidos para cada dirección en que hay asimetría, los valores de la intensidad original y de la difundida, el valor real, supuesto, el haz centrado será :

$$I_e = I_0 e^{-x_{ej}/\lambda} + I_{\text{dir}}. \quad (15)$$

Los valores corregidos aparecen registrados en la figura 9.

BIBLIOGRAFIA

- (1) PÉREZ FERREIRA Y WALOSCHEK, *Conferencia Internacional sobre utilización de la Energía atómica*. A/Conf. 8/p/1076 (1955).
- (2) WALOSCHEK, PÉREZ FERREIRA Y ROEDERER, *Comunicación a la Asociación Física Argentina*, setiembre de 1953.
- (3) RICHARDS, *Phys. Rev.* 59, 796 (1941).