

JUNTA DE ENERGIA NUCLEAR

EFECTO DE ORIENTACION EN LAS ACTIVIDADES  
DE SONDAS NEUTRONICAS

por

MARIA DE ARANZAZU VIGON

J. E. N. - 16

MADRID, 1. 956.



EFEECTO DE ORIENTACION EN LAS ACTIVIDADES  
DE SONDAS NEUTRONICAS

por

MARIA DE ARANZAZU VIGON

SUMMARY

The formulae relating activity and position of a neutron irradiated Indium foil, have been verified experimentally. Measurements with both thin and thick foils for epithermal neutrons and with thick foils for thermal neutrons have been carried out. The experimental results agree qualitatively with the theoretical predictions.

En un trabajo anterior (1) hemos deducido la expresión de la actividad de una sonda en forma de disco, en función de las magnitudes que caracterizan el campo de neutrónico y la sonda. Para efectuar el cálculo se han admitido las hipótesis siguientes:

1ª. La intensidad neutrónica  $K(v, \bar{r})$  presenta en cada punto simetría axial y es, por tanto, desarrollable en serie de polinomios de Legendre del ángulo que una dirección arbitraria de incidencia forma con el eje de distribución:

$$K(v, \bar{r}) = \sum_{n=0}^{\infty} K_n(v, \bar{r}) \frac{2n+1}{2} P_n(\cos \omega) \quad (1)$$

2ª. La variación de la intensidad sobre la superficie de la sonda sigue una ley lineal.

3ª. Se subdivide el intervalo de velocidades neutrónicas que contribuyen a la activación de la sonda, en intervalos parciales, y en cada uno de ellos se sustituyen los coeficientes de absorción  $\mu$  y de activación  $\mu_a$  de la sonda, funciones en general complicadas de la velocidad, por valores medios.

4ª. La absorción de la radiación admitida por una sonda sigue una ley.

$$F(x) = \sum_j g_j e^{-x \alpha_j} \quad (2)$$

siendo  $\alpha_j$  los coeficientes de absorción de la radiación y  $g_j$  factores de peso.

La fórmula obtenida en el caso más general, para  $r$  intervalos de energía y  $s$  coeficientes de absorción de la radiación es:

(1) M. A. VIGON: Z. Naturforschung, 8 a, 427 (1953)

$$A = R \sum_{i=1}^S \sum_{j=1}^S \sum_{n=0}^{\infty} \frac{2n+1}{2} P_n(\cos \psi) g_j \Delta v_i K_n(\bar{v}_i) \varphi_n(r_j, \lambda_i, \beta_j) \quad (3)$$

con

$$r_i = \mu_i \delta \quad \lambda_i = \frac{\mu_{ai}}{\mu_i} \quad \beta_j = \alpha_j$$

$$\varphi_0 = \frac{\lambda r}{\beta} (1 - e^{-\beta}) (1 + e^{-r}) - \frac{r}{\beta} \left( \ln \frac{r+\beta}{r} + e^{-\beta} \ln \frac{1-r-\beta}{r} \right)$$

$$\left[ r(1 - e^{-\beta}) - \frac{r}{\beta} (1 + e^{-\beta}) \right] E_i(-r) + \frac{r}{\beta} [E_i(-(r+\beta)) + e^{-\beta} E_i(-r-\beta)]$$

$$\varphi_1 = \frac{1}{2} \frac{\lambda r}{\beta} (1 + e^{-\beta}) [(1 - (1-r)e^{-r} + r^2 E_i(-r))] - \frac{r}{\beta} \varphi_0$$

En esta fórmula,  $\psi$  designa el ángulo que la normal a la sonda forma con el eje de distribución;  $v_i$  una velocidad media en el intervalo  $\Delta v_i$ ;  $\mu_i$  y  $\mu_{ai}$  coeficientes medios de absorción y activación de la sonda en dicho intervalo y  $\delta$  el espesor de la sonda.

En este trabajo se trata de comprobar la validez de nuestras fórmulas.

### COMPROBACION EXPERIMENTAL

A) Equipo. - El sistema empleado para la irradiación de sondas está esquematizado en la figura 1. Las medidas de actividades se efectuaron en la forma descrita en (2), con los siguientes tipos de indicadores:

Tipo	Material	Radio cm.	Espesor g/cm <sup>2</sup>
I	Indio	1	0,01
II	"	0,5	0,210
III	Disproσιο	0,5	0,120

B) Determinación de distribución de densidades neutrónicas. - Se midió primero la distribución de densidades de neutrones térmicos y epitérmicos con los indicadores III y II, respectivamente, estos últimos encerrados en cajas de cadmio de 0,7 mm. de espesor, con el fin de eliminar los térmicos. Esta medida tenía por objeto buscar las condiciones más favorables para estudiar el efecto de orientación. En las curvas de las figuras 2 y 3 están indicados los resultados obtenidos. Los puntos marcados en ellas con un círculo indican las posiciones en que se irradiaban los indicadores II y III.

(2) M. A. VIGON y J. MONTERO: Naturw., 40, 458 (1953)

Las razones que condujeron a la elección de estos puntos son :

1º. Además de cumplirse las hipótesis primera y segunda introducidas en la deducción de la fórmula, la distancia a la fuente es suficiente para que sean válidas las teorías de difusión y de la edad. El desarrollo [1] se reduce así a dos términos.

2º. El ángulo sólido que cubre el indicador es pequeño.

3º. La actividad es suficiente para alcanzar estadísticas satisfactorias.

C) Efecto de orientación en sondas finas.

Se empleó para estas medidas un equipo provisional cuya estabilidad era deficiente. Por esta razón, las medidas efectuadas en idénticas condiciones presentaban grandes oscilaciones que inutilizaron parte de los resultados.

Se efectuaron medidas con los indicadores I encerrados en cajas de cadmio, irradiados normal y tangencialmente al eje de distribución, a diferentes distancias de la fuente. Sólo se han aceptado los resultados correspondientes a 2 cm. de distancia para los cuales la dispersión era menor; sólo una de las medidas presentaba una desviación del valor medio superior al 5%. Se obtuvieron los valores siguientes:

Angulo	Actividad (referida a la de un patrón U)
0	$1,17 \pm 0,01$
90	$1,17 \pm 0,008$

Cada uno de los valores es la media de los obtenidos en seis irradiaciones; para cada irradiación se hicieron tres medidas de actividad.

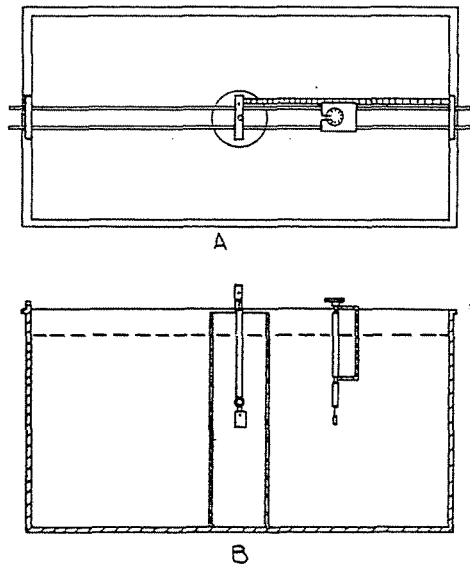


Figura 1

Esquema de la disposición empleada para la irradiación de sondas.

A Vista desde arriba.

B Corte por un plano vertical.

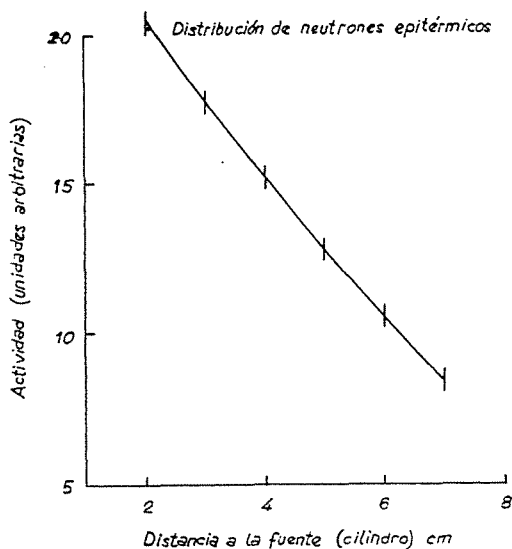


Figura 2.

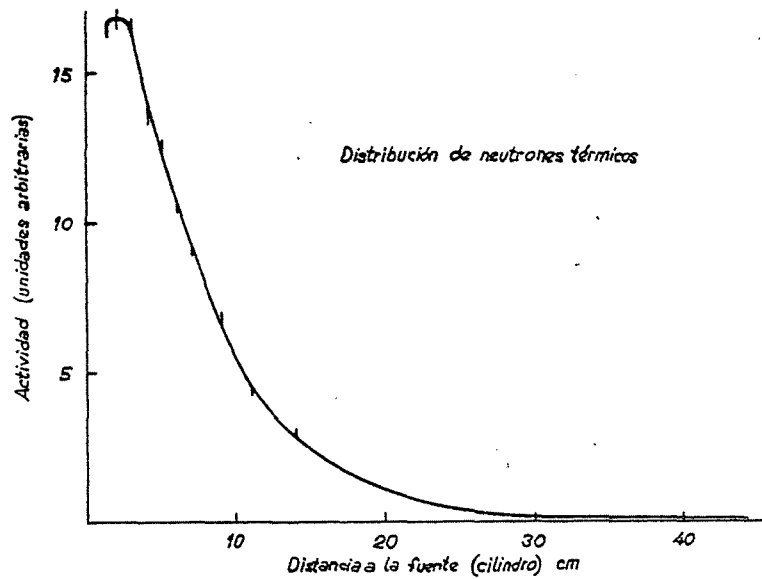


Figura 3.

Para comparar estos resultados con los que predice la fórmula [3] se han calculado los coeficientes  $\varphi_n$  en la forma siguiente:

Los coeficientes de absorción y activación del indio en la zona epitérmica presenta una resonancia muy aguda, seguida de una zona de variación lenta con la velocidad (3). Por esta razón se ha dividido el intervalo de velocidades en dos regiones. Los valores medios de los coeficientes en cada una de ellas, calculados con las secciones eficaces determinadas por Harris y colaboradores (4), son:

$\mu_{a1}$ cm <sup>2</sup> /g	$\mu_{-1}$ .	$\mu_{a2}$ .	$\mu_2$ .	
8,4	11,5	0,10	0,3	(5)

Como ley de absorción de electrones se ha adoptado la determinada por nosotros (2):

$$F(x) = 0,94 e^{-29x} + 0,06 e^{-2x} \quad (6)$$

Los valores  $\beta$  y  $r$  cumplen las condiciones  $\beta, r \ll 1$ : En este caso, de acuerdo con la fórmula [8] del citado trabajo (1), los coeficientes son:

(3) C. GOODMAN: "The Science and Engineering of Nuclear Power", vol. I. página 458.

(4) S. P. HARRIS, C. O. MUELHAUSE y G. E. THOMAS: Phys. Rev. 79, 11 (1950)

$$\varphi_0 = 2 \lambda \frac{r}{\beta} \quad (7)$$

$$\varphi_1, 2, \dots = 0$$

La actividad ha de ser, pues, independiente de la orientación y, por consiguiente, los resultados experimentales confirman la teoría.

D) Efecto de orientación en sondas gruesas. Neutrones epitérmicos. - Estas medidas se efectuaron en las condiciones más arriba especificadas (8) A). Se obtuvieron los resultados siguientes:

Angulo	Actividad (referida a la de un patrón U)	
0°	1,064 ± 0,001	
54°	1,062 ± 0,005	(8)
90°	1,040 ± 0,006	
180°	1,005 ± 0,010	

Cada uno de los valores es la media, por lo menos, de 8 irradiaciones. Las irradiaciones a 180° se efectuaron en dos posiciones simétricas con el fin de comprobar la excentricidad del soporte.

Para comparar los resultados obtenidos experimentalmente con la fórmula [3] hemos hecho las consideraciones siguientes:

Hemos aproximado las curvas de actividad de una sonda fina de indio recubierta de un espesor fijo de cadmio y de espesores variables de indio, obtenidos en una pila de grafito con una fuente puntual de neutrones de energía 20 KeV (5) por funciones:

$$A(x) = P_1 e^{-\mu_1 x} + P_2 e^{-\mu_2 x} \quad (9)$$

donde  $x$  es el espesor de indio absorbente,  $\mu_1$ , y  $\mu_2$  los coeficientes de absorción de neutrones dados anteriormente (fórm. [5] y las  $P_i$  se expresan por (fórms. [1] y [7] :

$$P_i = \Delta v_i K_0(\bar{v}_i) \mu_{ai} \quad (10)$$

De acuerdo con la teoría de la edad (6),

$$K_0(r, \tau) = C \frac{e^{-r^2/4\tau}}{\tau^{3/2}} \quad (11)$$

(5) L. D. ROBERTS, J. E. HILL y McCAMMON: Phys. Rev., 80, 6 (1950).

(6) R. E. MARSHAK: Rev. Mod. Phys., 19, 200 (1947)

con

$$\tau = \int_0^u \frac{l^2(u')}{3\xi(1-\cos\theta)} du', \quad u = \ln \frac{E_0}{E} \quad (12)$$

siendo:  $E_0$ , la energía de la fuente;  $E$ , la energía considerada;  $l(u)$ , el camino libre medio total;  $\xi$ , la pérdida media de energía por choque, y  $\overline{\cos\theta}$ , el coseno medio del ángulo de desviación por choque. Sustituyendo valores:

$$\tau(u) = 15,4 u$$

Puesto que los coeficientes de absorción y activación decrecen rápidamente con velocidad neutrónica, la activación de la sonda ha de ser debida principalmente a neutrones de bajas energías. El valor  $v_2$  para el intervalo posterior a la resonancia, ha de diferir, pues, poco del  $v_1$ . Según esto, se podrá escribir con suficiente aproximación:

$$K_0(r, \tau_2) K_0(r, \tau_1) \approx (\tau_2 - \tau_1) \left( \frac{\delta K_0(r, \tau)}{\delta \tau} \right)_{\tau = \tau_1} \quad (13)$$

Por medio de estas relaciones y sustituyendo en [9] los valores de las  $P_i$  que satisfacen a las curvas experimentales:

$$P_1 = 0,67 \quad P_2 = 0,33 \quad (14)$$

para  $r = 3,5$  cm.:

$$P_1 = 0,82 \quad P_2 = 0,18 \quad (15)$$

para  $r = 39,04$  cm. se obtiene:

$$\frac{\Delta v_2}{\Delta v_1} = 9,4 \quad (16)$$

$$E_2 = 21 \text{ ev.}$$

Hemos tomado  $E_1 = 1,4$  ev, o sea, el punto correspondiente al máximo de la resonancia. Al introducir estos resultados en nuestra medida, la diferencia entre los valores  $\tau(E_1)$  y  $\tau(E_2)$ , tomando como energía inicial  $E_0$ , el valor  $E_0 = 4,5$  Mev correspondiente al máximo de emisión de la fuente, resulta del orden del 3%. Se podrá tomar, pues, con aproximación suficiente:

$$K_{0,1}(r, \tau_2) = K_{0,1}(r, \tau_1) \quad (17)$$

y sustituyendo valores numéricos se tiene:

$$A_\psi = C(K_0 + 0,08 K_1 \cos \theta) \quad (18)$$



La teoría predice, por lo tanto, en este caso, un ligero efecto de orientación, de acuerdo con los resultados experimentales.

Como comprobación cuantitativa de nuestros resultados hemos comparado los valores de  $K_0$  y  $K_1$ , que resultan de aplicar [18] a los datos experimentales con los deducidos de la teoría de la edad (6) y la curva 2. De [18] resulta:

$$K_0 = 1,39 \pm 0,006 \quad (19)$$

$$K = 0,36 \pm 0,1$$

La relación de la teoría de la edad:

$$K_1 = -\frac{\lambda_s}{3(1-\cos\theta)} \nabla K_0 \quad (20)$$

con

$$\lambda_s = 0,621 \quad (7) \quad 1 - \cos\theta = \frac{1}{3} \quad (8) \quad \nabla K_0 = 0,22 - 0,03 \quad (\text{fig. 2a}) \quad (21)$$

da

$$K_1 = 0,08 \pm 0,01 \quad (22)$$

El valor [13] parece algo elevado. No es de extrañar, sin embargo, la divergencia entre los valores de  $K$  determinados por ambos métodos, ya que para cálculo de [18] se han introducido varias aproximaciones que hacen inseguro el coeficiente de  $K_1$ .

E) Efecto de orientación en sondas gruesas. Neutrones térmicos. - Las medidas se hicieron en las mismas condiciones que las anteriores, pero sólo para incidencias normal y tagencial. Los resultados fueron:

Angulo	Actividad (en unidades de patrón U)	
0°	1,033 ± 0,006	(23)
90°	1,014 ± 0,003	

Para la evaluación de la fórmula [3] basta en este caso considerar un solo intervalo de velocidades. En cuanto al valor de  $\mu$  para cálculo de los coeficientes  $\sigma_i$  (el  $\mu_a$  figura como factor en ambos y puede, por lo tanto, incluirse en la constante de proporcionalidad), hay gran discrepancia en las secciones de captura recopiladas por diferentes investigadores: Pomerance (9) da  $\sigma = 890$  b; Way (10),  $\sigma = 1.510$  b, y Seren (11),  $\sigma = 754$  b. Se ha adoptado el valor de Pomerance, que es el más reciente. Con este valor resulta  $\mu = 3,29$  cm<sup>2</sup>/g. Para  $\alpha$  hemos tomado  $\alpha = 12,4$  cm<sup>2</sup>/g (11). Hemos supuesto que la

(7) C. GOODMAN: "The Science and Engineering of Nuclear Power", vol. I, página 394.

(8) R. F. CRISTY: M. D. D. C., 1145, página, 128

absorción de la radiación emitida por sonda obedece a una exponencial pura, aun cuando la reducción de intensidad en todo espesor del indicador es algo superior al factor que se da como límite para esta aproximación (12). Sustituyendo valores se tiene:

$$A = C [K_0 \pm 0,13 K_1 \cos \psi] \quad (24)$$

Introduciendo en [24] los valores [23] se tiene:

$$\begin{aligned} K_0 &= 1,014 \pm 0,003 \\ K_1 &= 0,15 \pm 0,07 \end{aligned} \quad (25)$$

Si se compara este valor de  $K_1$  con el resultado de la relación de difusión

$$K_1 = -\frac{\lambda_t}{3} \nabla K_0 \quad (26)$$

( $\lambda_t$  = longitud de transporte) con valores

$$\lambda_t = 0,652 \quad (13) \quad (27)$$

$$K_0 = 0,17 \pm 0,02 \text{ (fig. 3);}$$

esto es,

$$K_1 = 0,037 \pm 0,004, \quad (28)$$

vemos que, como en el caso anterior, el valor obtenido por medida del efecto de orientación es excesivo. En ambos casos es difícil, sin embargo, obtener resultados más precisos, por una parte, a causa de la pequeñez del efecto observado, del orden de los errores experimentales, y debido, por otra, a la imprecisión con que se conocen los coeficientes de absorción de neutrones.

#### OBSERVACION

Algunos de los resultados que figuran en este trabajo difieren ligeramente de los expuestos en el trabajo de tesis por haber sido corregidos con posterioridad. No hay, sin embargo, ningún cambio esencial.

(9) H. POMERANCE: Phys. Rev., 83, 641 (1951).

(10) K. WAY, G. A. HAINES: A. E. C. D., 2138.

(11) R. SEREN, H. N. FRIEDLANDER y S. H. TURKER: Phys. Rev., 72, 888 (1947).

(12) O. HUBER, H. N. LIENHARD, P. SCHERRER y H. WAFFLER: Helv. Physica Acta, 18, 221 (1945)

(13) C. W. TITTLE: Nucleonics, 3, 60 (1951).

Hemos de expresar nuestro reconocimiento a la Junta de Energía Nuclear (Madrid) y al Max Planck Institut für Physik (Göttingen) por la ayuda que nos han prestado para realizar este trabajo. Muy especialmente agradecemos al Prof. Wirtz sus valiosas sugerencias y discusiones en el curso del mismo y al Prof. Tharrats y al Sr. Montero su colaboración en parte de las medidas.

