

PRESIDENCIA DEL GOBIERNO

**Junta de Energía Nuclear**

Perturbación de densidades neutrónicas  
por sondas

POR

M. A. VIGON y L. DIEZ

J. E. N. - 2

MADRID, 1956



## PERTURBACION DE DENSIDADES NEUTRONICAS POR SONDAS

P O R

M. A. VIGÓN y L. DíEZ

*Junta de Energía Nuclear, Madrid.*

*Comunicación presentada en la VII Reunión Bienal de la Real Sociedad Española de Física y Química.  
Noviembre 1955. Valencia.*

### S U M M A R Y

The introduction of absorbent materials of neutrons in diffuser media, produces local disturbances of neutronic density. The disturbance depends especially on the nature and size of the absorbent.

Approximated equations which relates te disturbance and the distance to the absorbent in the case of thin disks have been drawn.

The experimental comprobation has been carried out in two especial cases. In both cases the experimental results are in agreement with the calculated values from these equations.

### INTRODUCCIÓN

El cálculo de la perturbación que la presencia de un material absorbente de neutrones produce en la distribución neutrónica de un medio difusor, ha sido objeto de numerosos trabajos. Algunos de ellos (1-4) se limitan a calcular la perturbación en la superficie del absorbente. En otros se calcula además la perturbación en función de la distancia en algunos casos particulares: superficie plana de extensión infinita (5) y esferas (6).

En este trabajo se han buscado expresiones aproximadas para la perturbación producida por un disco plano de pequeño espesor y de radio pequeño en comparación con la longitud de difusión  $L$  del medio, ya que esta es la forma más comúnmente usada en medidas de densidades neutrónicas por medio de materiales capaces de adquirir actividad  $\beta$  por irradiación con neutrones.

Se han efectuado además determinaciones experimentales en los medios difusores: grafito ( $L \approx 50$  cm.) y agua ( $L \approx 2,76$  cm.). En ambos casos, los resultados obtenidos concuerdan con los calculados con nuestras fórmulas.

- (1) R. F. CRISTY: «Lectures on Nuclear Physics, MDDC-1175, pág. 116.
- (2) E. CORINADIDESI: *Nuovo Cimento*, 3, 131 (1946.)
- (3) W. BOTHE: *Zs. Phys.*, 120, 437 (1943).
- (4) S. H. FITCH y J. E. DRUMMOND. (Comunicación privada.)
- (5) W. HEISENBERG: «Theorie der Neutronen, pág. 65, 1952.
- (6) M. A. VIGÓN y K. WIRTZ: *Zs. Naturf.*, 9 a, 286 (1954).

*Perturbación producida por materiales de poco espesor.*—La evaluación de la perturbación en un punto  $r$  se reduce en este caso al cálculo de la integral

$$\Delta \rho(r) = \int_S Q(r') G(r-r') dS' \quad [1]$$

extendida a toda la superficie del absorbente.  $Q(r')$  representa el número de neutrones absorbidos por unidad de superficie y unidad de tiempo, y  $G(r-r')$  la distribución correspondiente a una fuente puntual de intensidad unidad colocada en  $r'$ .

Para una superficie pequeña, las variaciones de la densidad no perturbada en los diversos puntos de la misma son despreciables; por consiguiente, se puede considerar  $Q$  constante.

Smith y Storm (7) efectúan el cálculo adoptando una función de distribución de la forma:

$$G(r) = C \frac{e^{-\sigma r}}{4\pi r^2}$$

Esta fórmula conduce, sin embargo, a una perturbación infinita en la superficie del absorbente.

Con la función de distribución

$$G(r) = \frac{3}{4\pi\lambda_t} \frac{e^{-r/L}}{r} \quad [2]$$

( $\lambda_t$  = camino medio de transporte) válida para medios difusores fuera de la inmediata proximidad de fuentes y límites de separación de medios, se obtienen fórmulas aproximadas con valores finitos, incluso en la superficie.

Nuestro problema se va a reducir, pues, a calcular

$$\Delta \rho = \frac{3dQ}{4\pi\lambda_t} \int_S \frac{e^{-x/L}}{x} d \cdot s \quad [3]$$

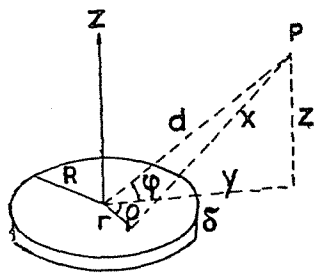


Figura 1.

con

$$dQ = \rho_s \mu \delta ds$$

( $\rho_s$  = densidad no perturbada en la superficie de la sonda,  $\mu$  = coeficiente de absorción de la sonda,  $\delta$  = espesor de la misma) y (fig. 1)

$$x = \sqrt{d^2 + r^2 - 2ry \cos \theta}.$$

*Expresiones aproximadas de la perturbación.*—A) Perturbación en el eje de la sonda. En este caso, la integración de (ec. [3]) es inmediata. Resulta (6):

$$\Delta \rho = \frac{3}{2} \frac{\mu \delta L}{\lambda_t} \rho_s (e^{-z/L} - e^{-\sqrt{z^2+R^2}/L}) \quad [4]$$

B) Perturbación a distancias cortas ( $d \ll L$ ). Por desarrollo de la ex-

(7) J. H. SMITH y M. L. STORM: *Journal of Applied Physics*, 25, 519 (1954).

ponencial en serie de potencias de  $x/L$  e integración término a término, se tiene:

$$\Delta \rho = \frac{3 \mu \delta}{4 \pi \lambda_T} \rho_s \left( F_0 - \frac{1}{L} F_1 + \frac{1}{2 L^2} F_2 - \dots \right) \quad [5]$$

con:

$$F_0 = 2 \left[ A E(k) - \frac{d^2 - R^2}{A} F(k) - \pi z + \frac{z^2}{A} S(\rho, k) \right]$$

$$F_1 = \pi R^2$$

$$F_2 = \frac{2}{3} \left\{ A \left( \frac{7}{3} R^2 - \frac{2}{3} [d^2 + 2z^2] \right) E(k) - \left[ A \frac{d^2 + R^2 - 2Ry}{3} + \frac{z^2}{A} (d^2 - R^2) \right] K(k) - \pi z^2 + \frac{z^4}{A} S(\rho, k) \right\}$$

$$F_3 = \pi R^2 \left( d^2 + \frac{R^2}{2} \right)$$

$$A^2 = d^2 + R^2 + 2Ry \quad k^2 = \frac{4Ry}{A^2}$$

$$S(\rho, k) = \frac{d+R}{d-y} \Pi(\rho_1, k) + \frac{d-R}{d+y} \Pi(\rho_2, k)$$

$$\rho_1 = \frac{2y}{d-y}, \quad \rho_2 = -\frac{2y}{d+y}$$

$$\Pi(\rho, k) \quad (8) \quad E(k), K(k) \quad (9)$$

C) Perturbación a distancias largas ( $d \gg R$ ). Sacando factor común  $\frac{e^{-d/L}}{d}$  y desarrollando el integrando en serie de potencias, queda:

$$\Delta \rho = \frac{3 \mu \delta R^2}{4 \lambda_T} \rho_s \frac{e^{-d/L}}{d} \left\{ 1 - \frac{1}{4} \frac{R}{L} \frac{R}{d} - \frac{1}{4} \left( \frac{R}{d} \right)^2 + \frac{1}{8} \left( \frac{y}{d} \right)^2 \left[ \left( \frac{R}{L} \right)^2 + \frac{R}{L} \frac{R}{d} + 3 \left( \frac{R}{d} \right)^2 \right] \dots \right\} \quad [7]$$

(8) W. GRÖBNER y N. HOFREITER: «Integraltafeln», II, 221-8 y 13.

(9) E. JAHNKE y F. EMDE: «Tables of Functions with Formulae and Curves», páginas 78 y 80.

A distancias muy grandes, el paréntesis tiende a la unidad y resulta la fórmula correspondiente a una fuente puntual:

$$\Delta \rho = \frac{3 \mu \delta R^3}{4 \lambda_0} \rho_0 \frac{e^{-d/L}}{d} \quad [8]$$

En las figuras 2 y 3 están representadas las ecuaciones [4] y [5] (para  $z = 0$ ), [7] (para  $y = 0$  y para  $z = 0$ ) y [8]; en grafito y agua, respectivamente, normalizadas a 1 para distancia nula. En el cálculo de [5] se ha

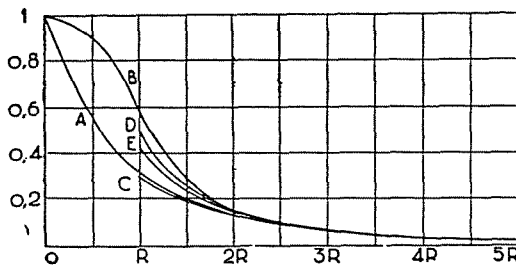


Figura 2.

Perturbación producida por una sonda en la densidad neutrónica en grafito (curvas teóricas).

- (A) ec. [4].
- (B) ec. [5] (para  $z = 0$ ).
- (C) ec. [7] (para  $y = 0$ ).
- (D) ec. [7] (para  $z = 0$ ).
- (E) ec. [8].

Perturbación producida por una sonda en la densidad neutrónica en agua (curvas teóricas).

- (A) ec. [4].
- (B) ec. [5] (para  $z = 0$ ).
- (C) ec. [7] (para  $y = 0$ ).
- (D) ec. [7] (para  $z = 0$ ).
- (E) ec. [8].

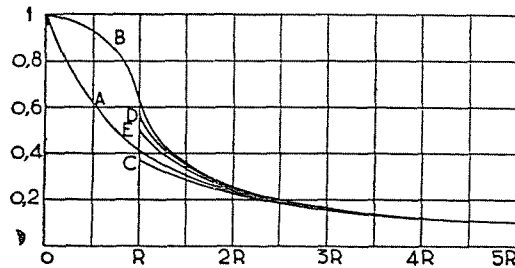


Figura 3.

tomado un término para el grafito y cuatro para el agua. La expresión [7] se ha calculado con los términos en  $\left(\frac{R}{d}\right)$  para el grafito; para el agua se han incluido además los términos en  $(R/L)^2$ . Las curvas correspondientes al grafito son independientes del radio de la sonda: dependen sólo de la relación  $d/R$  (\*). A partir de distancias  $d = 2R$ , la fórmula [7] proporciona aproximación suficiente; para  $d > 5R$ , se puede aplicar la ec. [8]. En el agua se puede aplicar este mismo criterio siempre que sea  $R > 1$  cm.

#### Comprobaciones experimentales.

A) Medidas en grafito. Como comprobación cualitativa de nuestras fórmulas se efectuaron algunas medidas de la perturbación producida en grafito por una sonda de óxido de disprosio de  $30 \text{ mg/cm}^2$  de espesor y  $1 \text{ cm.}$  de radio, en el eje de la misma. Como detector se empleó otra sonda de iguales características. Ambas sondas se irradiaron en una pila de gra-

(\*) Siempre que se cumpla la condición  $d \ll L$ , lo que es además necesario para que sea válida la hipótesis  $Q = \text{const}$  (ec. [1]).

fito a una distancia de la fuente de neutrones suficiente para que la variación de la densidad neutrónica con la distancia fuera pequeña.

Los resultados obtenidos, corregidos por variación de la densidad neutrónica no perturbada con la distancia, están representados en la figura 4. Puesto que la sonda empleada como detector no se podía considerar puntual en las proximidades de la sonda perturbadora, se calculó el factor de corrección correspondiente por integración de la ecuación [5] para toda la superficie del detector. Esta última corrección es inferior a un 10 % de la perturbación a distancias superiores a 1 cm. Como el error cometido en la determinación de la perturbación es muy superior, dicha corrección es despreciable a tales distancias.

Para calcular la curva teórica, se ha empleado la sección eficaz de captura de neutrones lentos,  $\sigma_c$ , de Pomerance (10). Los valores que para la misma se encuentran en la literatura difieren, sin embargo, notablemente entre sí. En la figura 4 se han indicado los valores de la perturbación para distancia nula calculados con los valores de  $\sigma_c$  de Way (círculo) y de Seren (cruz).

Como se deduce del examen de la figura, los resultados obtenidos en grafito indican que nuestra fórmula proporciona una representación aproximada del efecto. A causa de la inseguridad ya indicada, en el valor de la  $\sigma_c$  del disprosio, no es posible, sin embargo, decidir en qué zona el ajuste es más aproximado.

B) Medidas en agua. Para resolver esta dificultad efectuamos nuevas medidas en agua con sondas de indio. Los datos que se encuentran en la literatura sobre la  $\sigma_c$  del indio presentan diferencias del orden del 1 %, lo que permite efectuar los cálculos teóricos sin la indeterminación anterior en el valor de  $dQ$  (ec. [3]).

Para producir la perturbación se emplearon sondas de 1 cm. de radio y de 49,2 mg/cm<sup>2</sup> y 73,9 mg/cm<sup>2</sup> de espesor. Los resultados experimentales se han reducido al espesor 49,2 mg/cm<sup>2</sup>, y con este mismo dato se calculó la curva teórica (ec. [4]). Como detectores se emplearon sondas de indio de 0.25 cm. de radio.

Las parejas de sondas, perturbadora-detectora, se colocaban, para la irradiación, sobre una circunferencia, con diferentes separaciones entre las mismas, pero siempre con los ejes coincidentes. En el centro de la circun-

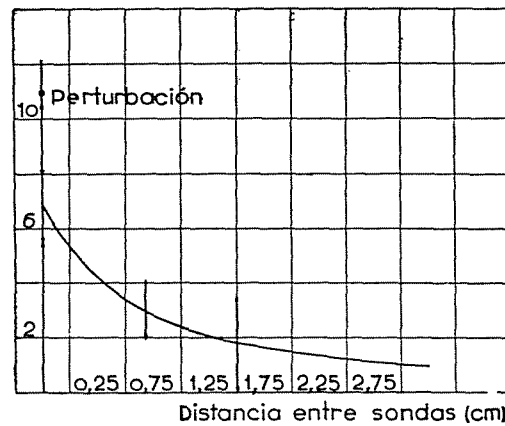


Figura 4.

Medida de la perturbación producida por una sonda de  $Dy_2O_3$  en grafito: curva teórica y resultados experimentales (% de la densidad local).

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

(11) K. WAY y G. HAINES: AEC D, 2138.

(12) R. SEREN, H. N. FRIDLANDER y S. H. TURKER: *Phys. Rev.*, 72, 888 (1947).

ferencia se ponía la fuente. El conjunto iba sumergido en una cuba de agua de grandes dimensiones (medio difusor infinito).

Con esta disposición, la densidad neutrónica sobre las sondas se mantenía constante en todas las posiciones de irradiación y no era preciso hacer correcciones por variación de la densidad no perturbada. Tampoco era necesario corregir por tamaño del detector, ya que, en todas las posiciones de irradiación, la diferencia entre la perturbación producida en el centro

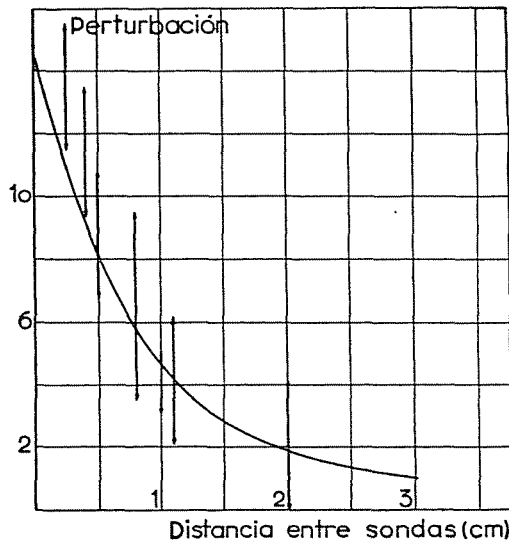


Figura 5.

Medida de la perturbación producida por una sonda de In en agua: curva teórica y resultados experimentales (% de la densidad local).

y en el borde del detector (calculada con la ecuación [5]) era inferior al 5 % de la perturbación. El error cometido al despreciar esta corrección es muy inferior al error experimental.

Los resultados experimentales están representados en la fig. 5. Se ajustan bien a la curva teórica a distancias superiores a 5 mm., pero a distancias menores los valores teóricos son algo inferiores. Esto se puede atribuir, por una parte, a que en el cálculo de la perturbación hemos admitido que la densidad neutrónica no perturbada era constante en toda la superficie de la sonda, lo que no es exacto. Es posible, además, que la función  $G(r)$  elegida (ec. [2]) no proporcione aproximación suficiente muy cerca de la superficie. La divergencia entre los valores calculados y los determinados experimentalmente,

a 2,5 mm. de separación, es del 15 %. La aproximación es, pues, suficiente en la mayor parte de los casos.

Hemos de manifestar nuestro agradecimiento a la Junta de Energía Nuclear (Madrid) y al Max Planck Institut für Physik (Göttingen), en el cual se ha efectuado una parte de este trabajo, por las facilidades que se nos han dado para su realización. Agradecemos también al Prof. Wirtz la ayuda que con sus consejos y discusiones nos ha prestado en el curso del mismo.