

|                       |             |
|-----------------------|-------------|
| C.N.E.A. Biblioteca   |             |
| ARCHIVO PUBLICACIONES |             |
| Nº<br>1               | AÑO<br>1981 |

ASOCIACION ARGENTINA  
DE TECNOLOGIA NUCLEAR



**ACTAS**  
**de la**  
**VIII Reunión Científica**  
**II<sup>do</sup>. Encuentro Latinoamericano**  
**I<sup>ra</sup>. Muestra de la Ingeniería e**  
**Industria Nuclear Argentina**

5 - 10 NOVIEMBRE 1979

CENTRO CULTURAL SAN MARTIN  
BUENOS AIRES - REPUBLICA ARGENTINA

MEDICION Y CALCULO DEL FLUJO EPITERMICO AXIAL EN UNA  
PILA REAL

C. Cho, J. Lolich y H. Boado

Centro Atómico Bariloche  
Instituto Balseiro  
Comisión Nacional de Energía Atómica  
Universidad Nacional de Cuyo  
Bariloche -- Argentina

Dada la necesidad en la etapa de planificación de todo experimento con fuente pulsada de neutrones, del conocimiento de la distribución espacial axial de los neutrones epitérmicos, se ha desarrollado un método de cálculo que permite la estimación de dicha distribución a partir de los programas de cálculos unidimensionales en operación N&R (CAB).

Como verificación se determinó experimentalmente y por cálculo dicha distribución en un cilindro de 18 cm de radio y 50 cm de longitud, con una fuente de neutrones rápidos ( $E \approx 5$  MeV), en una de sus bases.

El acuerdo hallado fue excelente. Eso posibilita que en el futuro se pueda determinar en la etapa de planificación de un experimento la factibilidad de obtener con el mismo los parámetros deseados.

## I - Introducción.-

El cálculo de la distribución axial del flujo epitérmico en experimentos con fuente pulsada ha sido, en general y hasta el presente, de difícil ejecución.

Su conocimiento, al menos en forma aproximada, es fundamental durante la etapa de planificación de experimentos destinados a la determinación de espectros neutrónicos por el método de tiempo de vuelo con fuente pulsada, ya que permite decidir a priori, la utilidad de un dado experimento.-

La introducción de la biblioteca del código GGC-3 en el sistema de cálculos neutrónicos ACNRY de la División Neutrónica y Reactores permite la realización de cálculos en todo el rango energético que, como se verá constituye la única vía de estimación de la dependencia espacial del flujo epitérmico.

## II - Teoría.-

Un experimento pulsado de tipo 'exponencial' responde a la ecuación de Boltzmann: /2/

$$\frac{1}{v} \frac{\partial F}{\partial t} + \vec{\Omega} \cdot \nabla F + \Sigma_T F = \int_{4\pi} \int_0^\infty \Sigma(r, E' \vec{\Omega}' \rightarrow E \vec{\Omega}) F' dE' d\vec{\Omega}' + S(E) \delta(z) \delta(t) \quad (1)$$

donde

$$F = F(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) \quad F' = F(\vec{r}, E', \vec{\Omega}', t)$$

Si se tiene en cuenta  $F(t = 0) = F(t \rightarrow \infty) = 0$  y se define

$$\psi = \psi(r, E, \vec{\Omega}) = \int_0^\infty F(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) dt \quad (2)$$

integrando la ecuación (1) en el tiempo se obtiene

$$\vec{\Omega} \cdot \nabla \psi + \Sigma_T \psi = \int_{4\pi} \int_0^\infty \Sigma(\vec{r}, E' \vec{\Omega}' \rightarrow E \vec{\Omega}) \psi' dE' d\vec{\Omega}' + S(E) \delta(z) \quad (3)$$

Si se supone la separabilidad de variables de la forma

$$\psi(r, E, \vec{\Omega}) = Z(z, \theta) R(S, \xi, E) \quad (4)$$

y se considera que para zonas alejadas de la fuente  $Z(z, \theta)$  cumple la ley de difusión (como es el caso en los experimentos usuales), una integración de la ecuación (3) sobre el ángulo azimutal resulta en

$$-\frac{dR}{dS} \xi + (\Sigma_T + D B_z^2) R = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 \int_0^\infty \Sigma(S, E' \rightarrow E, \xi) d\xi dE' \quad (5)$$

donde  $\xi$  es el coseno entre las proyecciones de la dirección de cálculo y el gradiente del flujo sobre el plano "XY".

Como puede verse, el efecto de la coordenada transversal se ha transformado en una absorción ficticia  $D B_z^2 R(S, \xi, E)$  siendo  $D$  la constante de difusión y  $B_z^2$  el "buckling" local.

El valor de este último es función del comportamiento del flujo en la dirección no considerada en el cálculo. En sistemas de baja absorción y dimensiones transversales reducidas, la absorción ficticia resulta de magnitud similar o mayor que la real, con lo cual las soluciones de la ecuación (5) se ven fuertemente influenciadas por el valor asumido para  $B_z^2$ .

En experimentos de tipo exponencial su valor es en general negativo, lo que introduce más apropiadamente una fuente dependiente del flujo antes que una absorción.

Los resultados obtenidos para la estimación del valor de  $B_z^2$  por medio de la teoría de difusión no son satisfactorios, hecho que se comprueba experimentalmente. Para el rango epitérmico es posible que esto se deba tanto a que la citada teoría no es del todo aplicable, como a las dificultades para especificar una fuente distribuida proveniente de la moderación del flujo de altas energías.

Si en la ecuación (4) la separación de variables se realiza otorgando la dependencia en energía a  $Z(E, z, \mu)$  y se supone comportamiento difuso para  $R(S, \xi)$ , por procedimientos análogos a los antes utilizados

$$\frac{dZ}{dz} \mu + (\Sigma_T + D B_T^2) Z = \frac{1}{2} \int_0^\infty \int_{-1}^1 \Sigma(Z, E' \mu' \rightarrow E \mu) Z' d\mu' dE' + S(E) \delta(Z) \quad (6)$$

de validez en zonas alejadas de la fuente como se demuestra en [2].

$B_T^2$  es en este caso el "buckling" en la dirección transversal al haz de neutrones.

Puede observarse que la fuente  $S(E)$  sólo es no nula a altas energías, característica ésta de los espectros de fuente de aceleradores.

Por esta última razón, el sistema considerado a energías epitérmicas no se comporta necesariamente como una "pila exponencial", aún cuando la difusión fuese válida, debido a la presencia de una fuente de moderación distribuida de acuerdo a la dependencia que de la coordenada "z" tenga el flujo a altas energías.

El valor de  $B_T^2$  puede suponerse, sin mucho error, igual al típico transversal de una pila exponencial, ya que experimentalmente es lo que se comprueba en todos los casos, aunque esta suposición es tanto más correcta cuanto más alejada se halle la posición de cálculo de los extremos del sistema.

### III - CALCULOS.-

Se ha calculado la dependencia en "z" del flujo de neutrones en un cilindro de 18 cm de radio por 50 cm de largo, que contiene  $H_2O$ , con una fuente de neutrones en una de sus bases. Esta es una disposición experimental típica.

Para ello se resolvió la ecuación (6) utilizando el programa NYR235-ANISN /3/.

La dependencia en energía fue considerada por medio de 32 grupos (mé todo multigrupo) cuyos límites se han tabulado en Tabla 1.

Por el carácter estimativo del cálculo se consideró suficiente un tratamiento S4 para la variable angular y una aproximación P0 para la dependencia angular de la sección eficaz de dispersión.

La corrección por fuga transversal ha sido considerada por medio de una opción de la versión local del citado programa de cálculo, que permite efectuarla aún fuera de la aproximación extendida de transporte.

El espectro en energías de la fuente se obtuvo de la siguiente forma:

Se calculó un espectro de Bremsstrahlung para el plomo B(E $\gamma$ ) de acuerdo a la fórmula de Schiff /4/, para energías de electrón de 25 MeV. Con la sección eficaz de producción de fotoneutrones  $\sigma_{\gamma,n}(E\gamma)$  de este material /5/ se obtuvo el ritmo de reacción

$$S(E) = B(E\gamma) \sigma_{(\gamma,n)}(E\gamma) \quad (7)$$

Considerando  $E_u$  como energía umbral del proceso ( $\gamma, n$ ) se definió

$$E = E\gamma - E_u \quad (8)$$

Cabe señalar que la ecuación (8) es sólo aproximación, y dadas  $E\gamma$  y  $E_u$ , debido a las posibles orientaciones del neutrón respecto del fotón, la energía del primero resulta la consignada en la ecuación (8) a menos de una dispersión

$$\Delta E = \pm 1.12 \cdot 10^{-3} E\gamma \sqrt{E} \quad (9)$$

donde se supone que las energías están dadas en MeV. La incerteza así producida es de aproximadamente 1% en el rango considerado.

De esta forma, como puede verse en la Tabla 2, sólo los primeros 6 grupos (los más energéticos) poseen un valor significativo para el espectro de fuente. Los valores del mismo han sido normalizados de forma que sumen 1.0.

El flujo escalar de salida del programa MYR235-ANISN fue utilizado para el cálculo de la actividad que se obtendría al irradiar hojuelas de Indio en las posiciones de cálculo.

Posteriormente, esta actividad por grupos fue condensada a tres grupos más gruesos. El primero de ellos incluye los grupos de fuente (muy rápidos); el segundo es epitérmico con límite inferior de 0.625 eV y el tercero por debajo de esa energía.

En la Tabla 3 se consignan los resultados correspondientes a la activación epitérmica calculada, los cuales han sido graficados en la Figura 1.

Cabe destacar que, si bien para la condensación y cálculo de actividades se ha utilizado un programa especialmente creada a tal fin, este tipo de cálculo es factible de ser realizado por medio de opciones del programa MYR-235-ANISN.

Dado el poco detalle de la estructura multigrupo en la zona térmica, no se esperan resultados significativos para el tercer grupo.

Los resultados correspondientes al segundo grupo son los que se han comparado con los resultados experimentales obtenidos por activación de hojuelas de Indio bajo Cadmio. Debe recordarse, no obstante, que la comparación tiene poca significación en regiones cercanas a los extremos.

#### IV - EXPERIMENTO.-

Se determinó experimentalmente por el método de activación de hojuelas de Indio bajo Cadmio /6/ la distribución neutrónica epitérmica sobre el eje del cilindro descrito en el parágrafo anterior.

Los resultados obtenidos se han graficados en la Figura 1, y tabulados en la Tabla 4. Cabe señalar que estos valores han sido normalizados a los calculados, de forma que ambas curvas subtiendan áreas iguales entre  $z = 13$  y  $z = 25$  cm.

#### V -- RESULTADOS Y CONCLUSIONES.-

La comparación de los resultados calculados y medidos puede realizarse por inspección de la figura 1.

Se observa en ella un excelente ajuste en la región central, donde se postuló la validez de las aproximaciones.

Se ha verificado, por lo tanto, mediante un sencillo experimento la bondad del cálculo realizado.

Queda así para la División Neutrónica y Reactores un instrumento hábil para la predicción de la distribución axial del flujo epitérmico de fundamental importancia para la planificación de los experimentos que se realizan en el acelerador lineal del CAB.

Se ha logrado, por otra parte, una adecuada interpretación teórica de la relación existente entre aquellos y lo calculado.

Como resultado accesorio, se ha verificado también la corrección de los datos neutrónicos utilizados (biblioteca de GGC-3) y de los programas creados en la División NYR para su uso en los códigos de cálculo.

#### REFERENCIAS

- /1/ H.J. Boado et al.: "Production of multigroup cross section sets from GGC-3 Data Library" OECD-NEA Newsletter Nº 22, December 1977.
- /2/ H.J. Boado - C.J. Gho: "Interpretación de experimentos pulsados por medio de cálculos estacionarios unidimensionales CAB/3/1979.
- /3/ C.J. Gho: "NYR235-ANISN" Versión local del código de transporte multigrupo. ACNYR-CAB, 1976.
- /4/ L. Katz - A. Cameron: "The solution of X-Ray activation curves for photonuclear cross sections" Can. Jour. Phys. Vol. 29, pag. 518, 1952.
- /5/ R. Moltalbeti et al.: "Photoneutron cross sections" Phys. Rev. Vol. 91, Nº 3, pag. 659, a053.
- /6/ J. Lolich - M. Abbate: "Determinación de la densidad neutrónica espacial por activación de hojuelas de indio", Com.L. 1, 60a reunión AFA, Tucuman (1974).

T A B L A I

Red de energías para cálculo multigrupo

| Grupo | Límite superior (eV.) |
|-------|-----------------------|
| 1     | .14918 E08            |
| 2     | .10000 E08            |
| 3     | .10026 E07            |
| 4     | .31828 E05            |
| 5     | .24788 E05            |
| 6     | .91188 E04            |
| 7     | .33546 E04            |
| 8     | .12341 E03            |
| 9     | .16702 E03            |
| 10    | .13007 E03            |
| 11    | .10130 E03            |
| 12    | .78893 E02            |
| 13    | .61442 E02            |
| 14    | .37266 E02            |
| 15    | .29023 E02            |
| 16    | .22603 E02            |
| 17    | .17603 E02            |
| 18    | .83153 E01            |
| 19    | .50435 E01            |
| 20    | .238 E01              |
| 21    | .19 E01               |
| 22    | .15 E01               |
| 23    | .13 E01               |
| 24    | .111 E01              |
| 25    | .95 E00               |
| 26    | .625 E00              |
| 27    | .5 E00                |
| 28    | .35 E00               |
| 29    | .28 E00               |
| 30    | .22 E00               |
| 31    | .1 E00                |
| 32    | .02 E00               |

T A B L A II

Espectro de la fuente

| Grupo           | S (E)     |
|-----------------|-----------|
| 1               | 0.13212   |
| 2               | 0.84457   |
| 3               | 0.022695  |
| 4               | 0.0001358 |
| 5               | 0.0003009 |
| 6               | 0.0001783 |
| 7 (en adelante) | 0.0       |



T A B L A    III

Actividades epitérmicas calculadas

T A B L A    IV

Actividades epitérmicas medidas

| Posición (cm) | Actividad (U. Arb.) | Posición (cm) | Actividad (U. Arb.) |
|---------------|---------------------|---------------|---------------------|
| 0.05          | 3.73349             | 1             | 42.3                |
| 0.175         | 4.76866             | 7             | 15.2                |
| 0.375         | 6.26588             | 13            | 2.9                 |
| 0.7           | 8.32917             | 19            | 0.63                |
| 1.25          | 10.8365             | 25            | 0.16                |
| 2.1           | 12.818              | 31            | 0.063               |
| 3.3           | 12.8527             | 37            | 0.036               |
| 5.            | 10.4435             | 43            | 0.005               |
| 7.            | 7.0608              |               |                     |
| 9.            | 4.43921             |               |                     |
| 11.           | 2.75661             |               |                     |
| 13.           | 1.71962             |               |                     |
| 15.           | 1.08389             |               |                     |
| 17.           | 0.69268             |               |                     |
| 19.           | .44973              |               |                     |
| 21.           | .297                |               |                     |
| 23.           | .19961              |               |                     |
| 25.           | .13652              |               |                     |
| 27.           | .09494              |               |                     |
| 29.           | .06706              |               |                     |
| 31.           | .04802              |               |                     |
| 33.           | .03481              |               |                     |
| 35.           | .02549              |               |                     |
| 37.           | .01882              |               |                     |
| 39.           | .01397              |               |                     |
| 41.           | .01040              |               |                     |
| 43.           | .00772              |               |                     |
| 45.           | .00560              |               |                     |
| 46.7          | .00400              |               |                     |
| 47.9          | .00288              |               |                     |
| 48.75         | .00200              |               |                     |
| 49.3          | .00138              |               |                     |
| 49.65         | .00095              |               |                     |
| 49.9          | .00061              |               |                     |

