

DETERMINACIÓN DE LA EFICIENCIA EN DETECTORES DE RAYOS GAMMA PARA MUESTRAS EXTENSAS

P. A. Tarela, M. A. J. Mariscotti y E. A. Perone

Laboratorio de Física Nuclear, Depto. de Física - Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, Universidad de Buenos Aires
(1428) Ciudad Universitaria Buenos Aires, Argentina.

Con el objeto de desarrollar una metodología práctica para la medición de radiación gamma de baja intensidad, se estudia la respuesta direccional del sistema detector a través de un "mapeo" espacial. Para ello se cubren las regiones ocupadas por las fuentes extensas de interés (típicamente, algunos litros de soluciones acuosas) y el rango de energías entre 0.1 MeV y 1.5 MeV. A partir de la respuesta obtenida se infiere una forma semiempírica para la distribución espacial de la eficiencia, la cual es puesta a prueba mediante la medición de campos de radiación conocidos. Se encuentra un buen acuerdo entre el modelo y los datos experimentales.

I. INTRODUCCIÓN

El objetivo de este trabajo es estudiar la dependencia espacial de la eficiencia de detección de rayos gamma para cierto sistema detector y, a partir de ello, proponer un modelo que permita determinar dicha eficiencia para una distribución geométricamente arbitraria de la fuente de radiación. El conocimiento de esto permite medir campos extensos de radiación en forma directa, sin necesidad de "procesar" previamente la fuente (como en el caso de las técnicas de preconcentración¹, por ejemplo). Una de las aplicaciones inmediatas es el recuento de actividad en fluidos; entre ellas, de particular importancia es el caso del agua.

Las mediciones en aguas se caracterizan por una baja actividad y un gran número de radionucleídos que contribuyen a densos espectros extendidos, típicamente, entre .1 MeV y 2 o 3 MeV. Por ello, se optó por utilizar un detector de germanio de alta pureza (*HPGe*) dado que puede resolver satisfactoriamente espectros muy poblados y posee una aceptable eficiencia en el rango mencionado. Este constaba de un cristal cilíndrico de 57.6 mm de diámetro y 54.2 mm de altura. La capa de germanio inactivo era de 0.7 mm y el espesor de la cubierta de aluminio de 1.27 mm.

II. DESARROLLO

Resulta conveniente determinar la respuesta del sistema para cada punto del espacio, ya que cualquier geometría se puede componer integrando sobre un conjunto de puntos. No obstante ello, la deseada practicidad del método limita el número de

puntos a estudiar. Entonces, la cantidad y ubicación de los puntos de examinación debe ser tal que permita obtener el máximo de información para los puntos no relevados. Para obtener la respuesta del sistema en los puntos de examinación se emplea una fuente calibrada "puntual" que emita en la energía deseada.

Para poder correlacionar los distintos puntos de examinación se optó por distribuirlos en ciertas direcciones fijas: éstas pasan por un origen de coordenadas cilíndrico modificado, donde la coordenada azimutal, θ , tiene valor nulo para puntos contenidos en el plano perpendicular al eje del cristal (\hat{z} , a donde pertenece el origen).

Aunque se supone que un detector del tipo del utilizado posee simetría axial de detección, el mapeo fue extendido más allá de un plano que contiene al eje del cristal. Esto se hizo dividiendo el espacio en seis planos que se cortan en el eje de simetría del detector y que están separados entre sí por un ángulo $\Delta\varphi = \pi/6$, siendo φ la coordenada de revolución. En cada plano se repitió el mapeo para las direcciones ahora definidas sólo por la coordenada θ ; en cada caso se eligieron 9 direcciones distintas. Uno de los planos fue medido en forma más detallada, al estudiarse 20 direcciones independientes.

Como se desea analizar un amplio rango de energías es conveniente utilizar como fuente puntual al ¹⁵²Eu, el cual posee un espectro gamma que abarca la región comprendida entre .1 MeV y 1.4 MeV con unos 13 "picos" distribuidos en forma bastante uniforme. El mapeo completo demandó la medición y análisis de alrededor de 300 espectros (unos 4000 picos).

La *eficiencia absoluta* del detector para cada punto examinado se obtiene en la forma standard

$$\varepsilon_r(r, E) = \frac{\gamma_d^E}{\gamma_e^E} \quad (1)$$

donde $\varepsilon(r, E)$ es la eficiencia absoluta para una fuente de energía E ubicada en el punto r , γ_d^E es el número de gammas de energía E detectados y γ_e^E es el número de gammas de la misma energía emitidos por la fuente.

En la Fig. 1 se ve la distribución angular de la eficiencia para un plano fijo ($\varphi = \text{cte}$) y distintas distancias; claramente resulta ser función del ángulo azimutal θ y la distancia R^* .

Para el caso particular en que la dirección mencionada coincide con el eje del cristal resulta²

$$\varepsilon(R, E) \propto \frac{1}{(R + a)^2} \quad (2)$$

donde a se interpreta como una longitud de captura, asociada a la distancia media que recorren los rayos γ dentro del cristal antes de ser absorbidos.

Según Hsu², en un sentido estadístico la longitud de captura debe ser función de la energía del flujo incidente de rayos γ , ya que si este flujo es de baja energía se necesita recorrer menor distancia

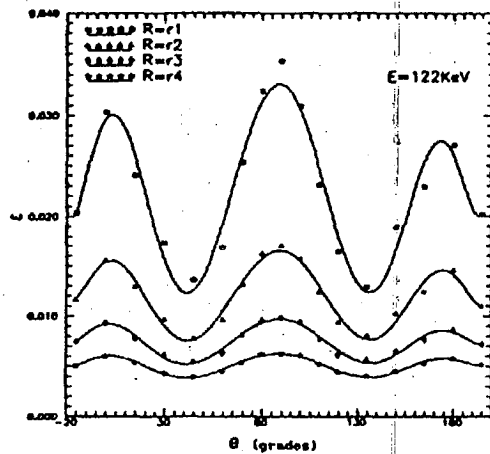


Fig. 1: Distribución azimutal de la eficiencia para un plano fijo ($\varphi = 0^\circ$) y distintas energías. La notación es: $rn = (n-1)\Delta r + r1$, con $\Delta r = 25$ mm y $r1 = 20$ o 25 mm, según la dirección de medición sea perpendicular o no a la superficie exterior del detector, respectivamente.

dentro del material para que ocurra interacción que si el flujo es de alta energía. La Fig. 2 reproduce los resultados de Hsu *et al.*, mostrando una fuerte dependencia de a con la energía. Sin embargo, en esta figura se han superpuesto los valores de a (sobre el eje) encontrados en este trabajo, mostrando una dependencia con la energía diferente a la del trabajo de Hsu.

Por otro lado, la Fig. 3 ilustra la distribución angular de la eficiencia, mostrando desviaciones de la simetría de revolución, las cuales no son aleatorias, ya que las anomalías están localizadas en ciertas regiones.

La ecuación (2) indica que para la dirección axial la eficiencia es función del ángulo sólido subtendido por el cristal desde la fuente. Para otras direcciones se sugiere generalizar esa expresión a la forma

$$\varepsilon_r(r, E) = \frac{b(r, E)}{[R + a(r, E)]^2} \quad (3)$$

donde $a(r, E)$ y $b(r, E)$ son funciones que se deben

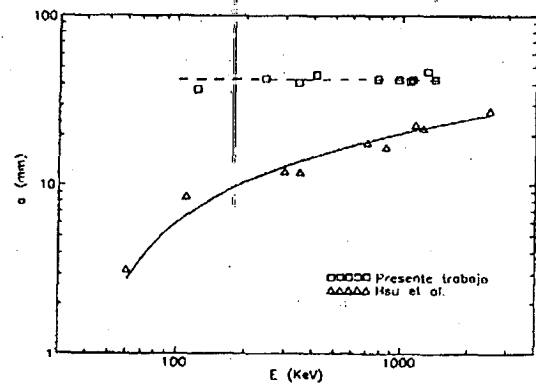
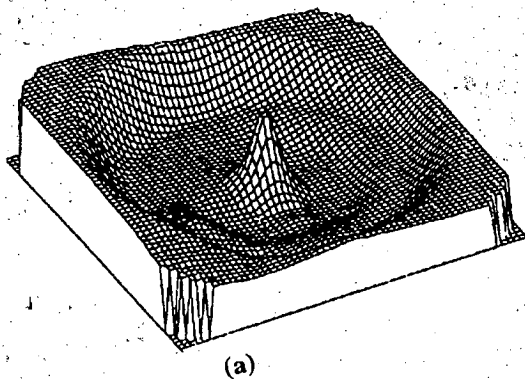
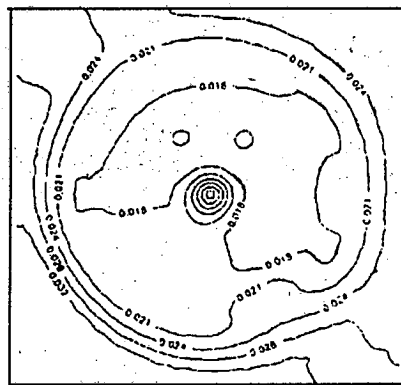


Fig. 2: Longitud de captura en función de la energía, según Hsu *et al.* (1) y el presente trabajo.

* La distancia R se mide desde la fuente hasta la cubierta del detector, en la dirección que pasa por la fuente y el origen de coordenadas.



(a)



(b)

Fig. 3: a) Dependencia angular de la eficiencia. Rotando alrededor del eje central se mide φ , mientras que $\theta = 0^\circ$ sobre el borde circular, $\theta = 90^\circ$ en el eje de simetría y $\theta = 180^\circ$ en el borde opuesto. La zona plana exterior al borde circular sólo aparece a los efectos de una mejor visualización. b) Curvas de nivel para la superficie de la Fig. 6-a, indicando la ubicación de la zona anisótropa.

determinar. Para conocer los valores de las funciones a y b en cada punto medido, la ecuación (3) se pone en la forma

$$\epsilon^{-1/2} = b^{-1/2}(R+a) \quad (4)$$

la cual es biunívoca con (3) ya que b debe ser positiva por definición.

Ahora, para una dirección fija, los parámetros sólo pueden ser funciones de la distancia R y la energía E . Sin embargo, tal como se observa en la Fig. 4, estos resultan independientes de la distancia ya que $\epsilon^{-1/2}$ es lineal en R . Por lo tanto la dependencia funcional de la eficiencia resulta

$$\epsilon_r(r, E) = \frac{b(\theta, \varphi, E)}{[R+a(\theta, \varphi, E)]^2} \quad (5)$$

la cual es consistente con la idea de que la eficiencia depende radialmente de algún ángulo sólido.

Para todas las direcciones medidas se verificó gráficamente que la relación (4) es lineal en R y se obtuvieron los parámetros a y b por el método de los cuadrados mínimos.

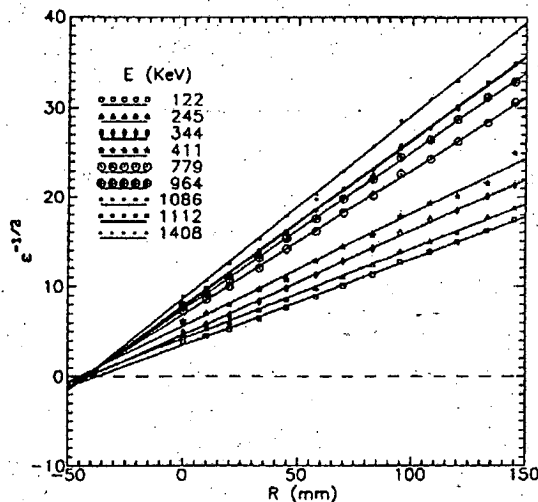


Fig. 4. $\epsilon^{-1/2}$ vs. R , mostrando una relación lineal. El parámetro a está asociado a la intersección de las rectas con las líneas de rayas. Se observa que la región de corte es muy pequeña, indicando que a no depende fuertemente de la energía.

El comportamiento de a según el ángulo azimutal ($\varphi = \text{cte}$) se muestra en la Fig. 5. Se observa una fuerte dependencia angular y falta de simetría para los distintos planos de medición. Nueva-

mente las anomalías no están localizadas puntualmente, sino que se extienden en regiones amplias. La falta de simetría en la detección se ve reflejada en la asimetría del parámetro a

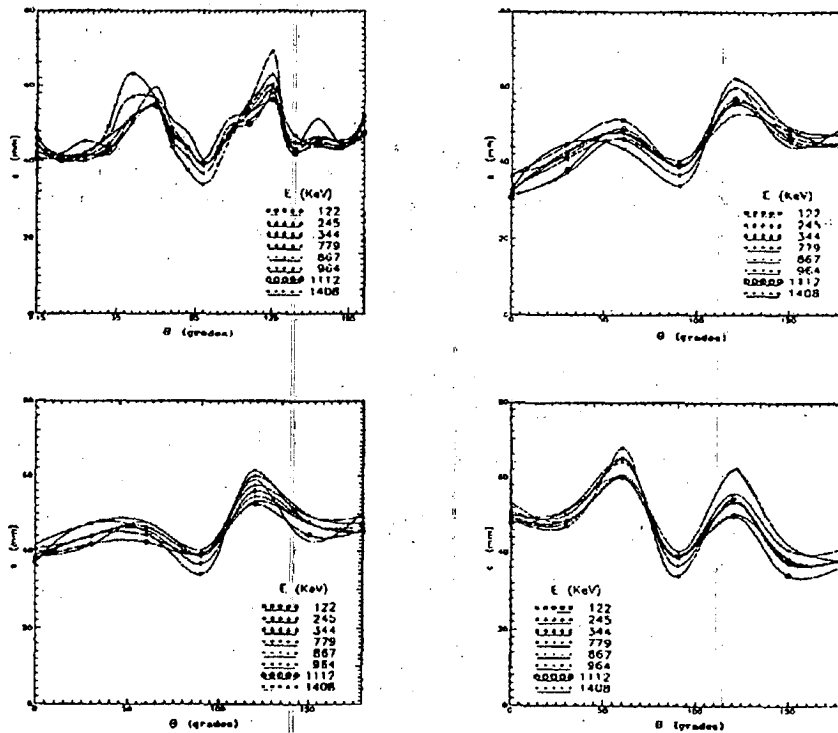


Fig. 5: Parámetro a en función del ángulo azimutal para distintas rotaciones. En orden lexicográfico $\varphi = 0^\circ$, $\varphi = 60^\circ$, $\varphi = 90^\circ$, $\varphi = -60^\circ$.

Por otro lado, para el rango energético estudiado, los valores de a caen dentro de una banda estrecha, que si bien se curva con el ángulo azimutal, hace que la idea de asociar esta magnitud con una longitud de captura pierda validez. Más aún los errores que surgen asociados al parámetro a son tales que éste puede asumirse constante en lo que se refiere a su dependencia con la energía de los rayos γ . Entonces se puede concluir que

$$a = a(\theta, \varphi) \quad (6)$$

El análisis de dependencia funcional se repitió para estudiar el parámetro b . La Fig. 6 muestra la distribución azimutal del mismo. Se puede notar que en este caso no existe una correlación que permita definir cierta dependencia funcional. Para cada energía a , este parámetro se distribuye angularmente alrededor de un valor medio que siempre es alcanzable por el intervalo de error. Por lo tanto resulta

sensato adoptar ese valor medio como representativo de la "distribución" del parámetro. La Fig. 7 muestra la dependencia del valor medio de b con la energía para los distintos planos estudiados. Se observa que la forma de la curva se asemeja a la dependencia de la propia eficiencia (para una fuente puntual) con la energía, a la vez que el parámetro no resulta sensible a la rotación. Así, del análisis funcional para b surge que

$$b = b(E) \quad (7)$$

Finalmente, el estudio experimental realizado permite concluir que la expresión (3) puede ser reducida a

$$\epsilon(r, E) = \frac{b(E)}{[R + a(\theta, \varphi)]^2} \quad (8)$$

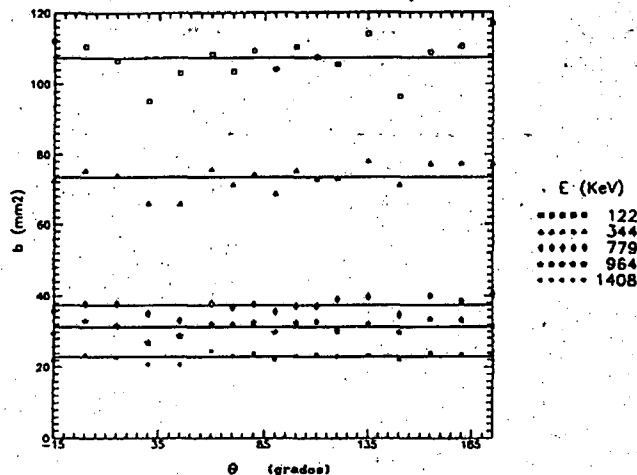


Fig. 6: Parámetro b en función del ángulo azimutal para diversas energías ($\Phi = 0^\circ$). Los puntos experimentales quedan contenidos en una banda que, en este caso, no es función del ángulo θ .

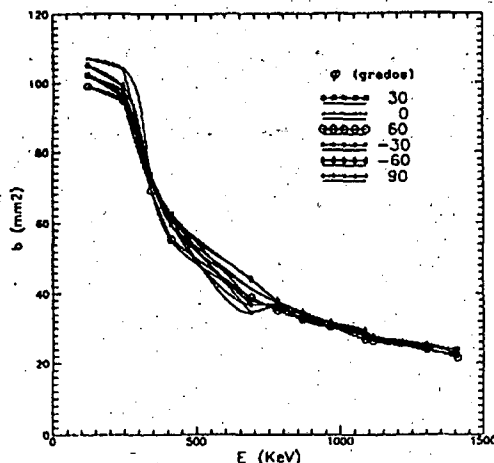


Fig. 7: Valor medio del parámetro b para cada plano medido.

la cual concuerda con las formas clásicas

$$\varepsilon_i(\mathbf{r}, E) = f(E) g(\mathbf{r}) \quad (9)$$

en las cuales se separaban los efectos geométricos de aquellos puramente energéticos.

Es importante destacar que la forma general (3) ha permitido estudiar el comportamiento funcional de la eficiencia independientemente de las distancias a las que se ubican las fuentes.

Los resultados obtenidos anteriormente pueden interpolarse³ convenientemente, de tal forma que las funciones $a(\theta, \phi)$ y $b(E)$ resultan conocidas en cierta región del espacio. Por ello, es posible calcular la eficiencia en cualquier punto de esa región. La integración sobre un conjunto de puntos permite, entonces, conocer la eficiencia para una muestra contenida en el volumen definido por el conjunto. Esta simple idea permite calibrar el sistema para una geometría arbitraria. No obstante, para que el método sea realizable en forma práctica puede procederse como sigue.

El primer paso consiste en dividir el volumen ocupado por la muestra en pequeñas celdas o "granos". El tamaño de los granos debe ser lo suficien-

temente grande como para contener un número elevado de núcleos radiactivos. A la vez, debe ser lo suficientemente pequeño como para que la eficiencia sea esencialmente la misma en cualquier punto interior del grano.

Si estas condiciones se cumplen y, además, la fuente se distribuye en forma homogénea dentro de la celda, entonces es posible asociar toda la radiación de la celda a su centro de masa. De esta forma, la eficiencia ε_i asociada a la i -ésima celda viene dada por

$$\varepsilon_i = \frac{b_i}{(R_i + a_i)^2} \quad (10)$$

donde b_i, a_i y R_i son los parámetros de la ec. (3) correspondientes a esta celda. Si existe autoabsorción en la fuente la eficiencia se modifica a través de un factor de apantallamiento según

$$\varepsilon_i = \frac{b_i}{(R_i + a_i)^2} 2^{-\langle R_i^w \rangle / d_{1/2}} \quad (11)$$

donde $\langle R_i^w \rangle$ es la distancia media que los gammas

recorren dentro de la muestra en alguna dirección contenida en el ángulo sólido subtendido por el cristal desde el centro de la celda i y $r/2$ es la distancia media de atenuación³.

Finalmente, la eficiencia para la geometría en cuestión se obtiene sumando en forma ponderada sobre todas las celdas

$$\varepsilon = \sum_{i=1}^N \omega_i \varepsilon_i \quad (12)$$

donde ω_i son factores de peso y N es el número de celdas. Para el caso particular en que la fuente es homogénea, los factores de peso son proporcionales al volumen de las celdas

$$\omega_i = \frac{v_i}{V} \quad (13)$$

donde v_i es el volumen de la celda i y V es el volumen total, resultando entonces

$$\varepsilon = \frac{1}{V} \sum_{i=1}^N v_i \frac{b_i}{(R_i + a_i)^2} 2^{-\langle R_i \rangle / d_{1/2}} \quad (14)$$

La etapa final del trabajo consiste en medir en forma directa algún campo de radiación extendido para obtener la eficiencia del sistema y compararla con el modelo semiempírico desarrollado, de manera tal que se ponga a prueba la capacidad predictiva de este último.

Para ello se utilizó una muestra de ^{99m}Tc ($\tau = 6\text{h}$), que posea una actividad de (1.0980 ± 0.0015) mCi. Este núcleo emite un rayo γ de 141 KeV.

La geometría consiste, esencialmente, en un recipiente cilíndrico con una entrada concéntrica, también cilíndrica, preparada para el ingreso de la cabeza del detector (geometría tipo Marinelli). El contenedor maneja volúmenes de líquido del orden de los 20 litros. Cuando el solvente es agua, como en este caso, el volumen que se requiere es de esa magnitud, ya que si es mucho menor la fuente no será realmente extensa y si es mucho mayor el campo medido será esencialmente el mismo, debido a la atenuación del medio.

Se realizaron sucesivas diluciones, manteniendo el volumen de la muestra, obteniéndose así un valor promedio para la eficiencia en la geometría descripta de

$$\bar{\varepsilon}(E = 141\text{Kev}) = (2.887 \pm 0.123)10^{-3}$$

Para la geometría empleada se calculó la eficiencia con el método descripto. Los detalles del cálculo se pueden ver en la referencia (3). El valor calculado es

$$\varepsilon(E = 141\text{Kev}) = 2.780 \cdot 10^{-3}$$

observándose, entonces, un buen acuerdo entre el modelo semiempírico y las mediciones con fuentes extensas.

III. CONCLUSIONES

Se ha desarrollado una técnica simple y práctica de detección de radiación gamma en fluidos.

A través del mapeo direccional se ha comprobado que la respuesta puede carecer de simetría de revolución y que, por lo tanto, es recomendable verificar esta condición para cada nuevo equipo que se desee calibrar.

Por otro lado, las mediciones llevan a concluir que la dependencia funcional de la eficiencia total puede ser factorizada en una parte energética y otra espacial. La primera tiene la misma forma que en el caso de una fuente puntual ubicada sobre el eje del cristal. La segunda refleja, a su vez, que espacialmente la eficiencia está asociada, esencialmente, al ángulo sólido subtendido entre fuente y cristal. No obstante, no se puede definir un ángulo sólido exacto^{4,5} como responsable único de tal dependencia.

Finalmente, el modelo semiempírico desarrollado ha dado buenos resultados en la predicción de la eficiencia para las muestras de ^{99m}Tc diluido estudiadas.

REFERENCIAS

1. Moore, W.S. Nuc. Inst. & Meth. in Physics Res., 223 p 407-411 (1984).
2. Hsu, H.H. et al. IEEE Trans. Nuc. Sc., vol. NS-32, n°1 (1985).
3. Tarla, P.A. "Determinación de la eficiencia en detectores de rayos γ para fuentes extensas", Laboratorio de Física Nuclear, Depto. de Física, FCEyN, UBA, (1992).
4. Gardner, R. P. & K. Verghese. Nuc. Instr. & Meth., 93, p.163-167 (1971).
5. Verghese, K., et al. Nuc. Instr. & Meth. 101, p.391-393 (1972).