

## TRANSPORTE DE RADIACIÓN GAMMA EN LA PRESENCIA DE DISPERSIÓN GAMMA RESONANTE NUCLEAR EN MEDIOS UNIFORMES

Jorge A. Bravo Cabrejos

Laboratorio de Análisis de Suelos, Facultad de Ciencias Físicas,  
Universidad Nacional Mayor de San Marcos,  
Apartado 14-0149 Lima 14, Perú [d220008@unmsm.edu.pe](mailto:d220008@unmsm.edu.pe)

**ABSTRACT:** The energy dependent transport equation for X- and gamma radiation in a uniform medium is formulated. This medium contains trace amounts of an isotopic species capable of absorbing and emitting gamma radiation resonantly thanks to the Mössbauer effect. This equation is solved exactly for the case of an infinite medium and approximately for the case of a flat foil. These results are applied to the case of a radioactive Co-57 Mössbauer source in a metallic matrix to determine the spectral characteristics of self-absorption in the source matrix.

**Keywords:** transport of gamma radiation, Mössbauer effect.

**SUMILLA:** Se formula la ecuación de transporte dependiente de la energía para radiación-X y gamma en un medio uniforme que contiene trazas de una especie isotópica capaz de absorber y emitir radiación gamma resonantemente por el efecto Mössbauer. Esta ecuación se resuelve de manera exacta para el caso de medio infinito y de manera aproximada para un medio en forma de lámina. Estos resultados se aplican al caso de una fuente Mössbauer radioactiva de Co-57 en una matriz metálica para determinar las características de la autoabsorción en la matriz de la fuente.

**Palabras Claves:** transporte de radiación gamma, efecto Mössbauer.

### 1. INTRODUCCIÓN

El análisis de los espectros Mössbauer requiere tomar en cuenta el transporte de la radiación gamma que emite la fuente radioactiva Mössbauer tanto en la matriz que aloja al material radioactivo como en la muestra por analizar. El primer caso es de interés por cuanto permite deducir el efecto de la absorción resonante de la radiación Mössbauer en el mismo volumen de la matriz sobre la distribución espectral de esta radiación que irradia la muestra. El segundo caso también es de interés por cuanto permite cuantificar la contribución de la radiación dispersada en forma resonante en el espectro medido.

En este trabajo se tratará la ecuación de transporte independiente del tiempo y se resolverá para casos especiales, como es para un medio infinito y para un medio finito en forma de una lámina plana (caso unidimensional), lo cual es suficiente para atender los casos descritos en el párrafo anterior. Se dará especial atención a la dependencia en energía y distribución angular de los campos de radiación, de manera para particular se dará especial énfasis a la radiación gamma Mössbauer.

En el caso del transporte dentro de la matriz de la fuente Mössbauer supondremos que la emisión y absorción gamma resonante se da en una sola línea resonante. Teniendo en cuenta que la mayor parte de las aplicaciones de la espectroscopía Mössbauer se hace utilizando la transición  $\gamma_{14,431}$  keV en Fe-57, los resultados de este trabajo se particularizarán a esta transición.

### 2. TEORÍA

Tomaremos en cuenta las siguientes suposiciones y aproximaciones:

- La radiación gamma primaria de interés proviene de una cierta cantidad de nucleidos radiactivos distribuidos uniformemente dentro de una matriz metálica en forma de lámina.
- La función fuente de radiación gamma,  $S(r, E, \Omega)$ , que representa el número de rayos gamma emitidos con orientaciones en  $(\Omega, d\Omega)$  por unidad de volumen por segundo por estereorradián. El campo de radiación está constituido por la radiación gamma que emite el nucleido radioactivo así como

por radiación-X característica que se emite por conversión interna en el nucleído Mössbauer.

- c) Para describir la distribución angular de los fotones utilizaremos coordenadas polares,  $\Omega = (\theta, \phi)$  o  $(\mu, \phi)$ , con  $\mu = \cos\theta$ .
- d) El medio material absorbe la radiación gamma y la radiación-X por la interacción de éstas con los electrones, con un coeficiente de atenuación lineal dada por  $\Sigma_e(E)$  de variación lenta con respecto a la energía, y con los núcleos Mössbauer, con un coeficiente de atenuación lineal dado por  $\Sigma_n(E)$  de variación muy rápida en la vecindad de la resonancia nuclear. Merece precisar que la absorción resonante nuclear sólo puede darse con la fracción gamma Mössbauer. Por lo tanto, en el interior del medio material tenemos:

$$\Sigma_a(E) = \Sigma_e(E) + \Sigma_n(E), \quad (1)$$

$$\text{con } \Sigma_n(E) = \Sigma_{n0} f(E),$$

donde  $f(E)$  es una distribución normalizada a unidad y  $\Sigma_{n0}$  es el coeficiente de atenuación para la energía de resonancia.

- e) El flujo de radiación fotónica es descrita por  $\Psi(r, E, \Omega)$ , que se define así:

$\Psi(r, E, \Omega) dE d\Omega =$  número de fotones, con energías en  $(E, dE)$  y sentido de propagación en  $(\Omega, d\Omega)$ , que cruzan una superficie perpendicular a  $\Omega$ , por segundo y por unidad de área, en la posición  $r$ .

$\Psi(r, E, \Omega)$  contiene tres componentes de interés, a saber, la radiación gamma Mössbauer dada por  $\Psi_1(r, E, \Omega)$ , la radiación gamma no-Mössbauer dada por  $\Psi_2(r, E, \Omega)$ , y la radiación-X dada por  $\Psi_3(r, E, \Omega)$ . Luego:

$$\Psi(r, E, \Omega) = \Psi_1(r, E, \Omega) + \Psi_2(r, E, \Omega) + \Psi_3(r, E, \Omega) \quad (2)$$

Cada una de estas componentes posee distribuciones de energía diferentes, a las que podemos suponer que no se superponen.

- f) Consideraremos que sólo el proceso de dispersión nuclear resonante, que involucra a la componente Mössbauer, es capaz de producir radiación gamma

Mössbauer, es capaz de producir radiación gamma y radiación-X secundarias (por conversión interna). Para el resto de las componentes el proceso de absorción de la radiación constituye una pérdida completa de ella por absorción en el medio.

### 3. LA ECUACIÓN DE TRANSPORTE

Siguiendo el tratamiento presentado por H. Tait[1], la ecuación de transporte independiente de tiempo viene dada por:

$$\Omega \cdot \nabla \Psi(r, E, \Omega) + \Sigma_a(E) \Psi(r, E, \Omega) = S(r, E, \Omega) +$$

$$\int c(E') K(E', \Omega' \rightarrow E, \Omega) \Sigma_n(E') \Psi(r, E', \Omega') dE' d\Omega' \quad (3)$$

Esta ecuación expresa el balance entre las pérdidas por difusión y absorción, representadas por los términos del miembro de la izquierda, y las fuentes por emisión radiactiva y dispersión resonante, representadas por los términos del miembro de la derecha de la ecuación (3).

La integral de la derecha representa la contribución del proceso de fluorescencia gamma nuclear, que involucra primero un proceso de absorción resonante de un rayo gamma y luego la reemisión de este rayo gamma o la de un rayo -x por conversión interna.

Planteamos la siguiente definición para la función de transferencia  $K$ :

$c(E') K(E', \Omega' \rightarrow E, \Omega) dE d\Omega =$  número de fotones emitidos con energías en  $(E, dE)$  y orientaciones en  $(\Omega, d\Omega)$  por cada fotón de energía  $E'$  y orientación  $\Omega'$  absorbido.

De lo expresado planteamos la siguiente definición:

$$c(E') K(E', \Omega' \rightarrow E, \Omega) = [ f_F g_1(E) + (1 - f_F) g_2(E) ] + \eta \alpha g_3(E) / (4\pi(1 + \alpha)), \quad (4)$$

donde  $f_F =$  factor Mössbauer de la fuente,

$\alpha =$  factor de conversión interna,

$\eta =$  eficiencia en emisión de rayos-X de conversión,

$g_1(E) =$  función de distribución de la energía de los rayos gamma Mössbauer,

$g_2(E) =$  función de distribución de la energía de los rayos gamma no-Mössbauer y

$g_3(E) =$  función de distribución de la energía de

los rayos-X de conversión interna.

Las funciones de distribución de energía están debidamente normalizadas. Además, se toma que para cada proceso de emisión, la emisión de la radiación es isotrópica. Esta ecuación establece que por cada fotón absorbido resonantemente por el núcleo de un átomo, éste reemite un rayo gamma o un rayo-X de conversión interna en forma isotrópica en las proporciones indicadas.

4. SOLUCIÓN DE LA ECUACIÓN DE TRANSPORTE

Consideraremos la solución de la ecuación de transporte para dos casos particulares:

- i) Un medio uniforme infinito, y
- ii) Un medio en forma de lámina de espesor uniforme y extensión infinita.

4.1 Caso de un medio uniforme infinito,

En este caso el flujo no depende de la posición y la ecuación de transporte se reduce a la siguiente forma:

$$\Sigma_a(E)\Psi(E,\Omega) = S(E,\Omega) + \int c(E')K(E',\Omega' \rightarrow E,\Omega)\Sigma_n(E')\Psi(E',\Omega')d\Omega'dE' \quad (5)$$

La función fuente S(E,Ω) viene dada por:

$$S(E,\Omega) = S_0 [ f_F g_1(E) + (1 - f_F)g_2(E) + \eta\alpha g_3(E) ] / (4\pi(1 + \alpha)) \quad (6)$$

Donde S<sub>0</sub> es el número total de núcleos Mössbauer que se forman por decaimiento del núcleo precursor por unidad de volumen por segundo en el nivel excitado responsable de la transición Mössbauer. Consideramos que una fracción f<sub>F</sub>/(1+α) de los rayos gamma son emitidos "sin rechazo" con una distribución de energía normalizada dada por g<sub>1</sub>(E), siendo α el coeficiente de conversión interna. Esta distribución tiene forma lorentziana, centrada en E = E<sub>0</sub> y ancho de línea a media de altura igual al ancho natural Γ<sub>n</sub>. El resto de la radiación gamma es emitida con una distribución de energía dada por g<sub>2</sub>(E), igualmente normalizada, centrada en E = E<sub>0</sub>-R, donde R es la energía de rechazo (R >> Γ<sub>n</sub>), y un ancho de línea caracterizado por el efecto Doppler, Γ<sub>d</sub>, que es del orden de un millón de veces mayor que el ancho natural.

Finalmente, por conversión interna la fracción α/(1+α) de los nucleidos liberan su energía transfiriéndola a un

electrón, dando lugar a la emisión de rayos-X característicos con una probabilidad dada por η.

Teniendo en cuenta que la función fuente S y la función K son isotrópicas, procedemos a integrar esta ecuación sobre todos los valores del ángulo sólido para obtener:

$$\Sigma_a(E)\Phi(E) = S_0 [ f_F g_1(E) + (1 - f_F)g_2(E) + \eta\alpha g_3(E) ] / (1 + \alpha) + \int d\Omega [ c(E')K(E',\Omega' \rightarrow E,\Omega)\Sigma_n(E')\Psi(E',\Omega') ] d\Omega'dE' \quad (7)$$

donde Φ(E) = ∫Ψ(E,Ω)dΩ, es el flujo dependiente sólo de la energía. Teniendo en cuenta la Ec.(4) y que la componente Mössbauer, Φ<sub>1</sub>(E), es la única que contribuye al proceso de fluorescencia, tenemos:

$$\Sigma_a(E)\Phi(E) = S_0 [ f_F g_1(E) + (1 - f_F)g_2(E) + \eta\alpha g_3(E) ] / (1 + \alpha) + f_F g_1(E) \int \Sigma_n(E')\Phi_1(E')dE' / (1 + \alpha) + (1 - f_F)g_2(E) \int \Sigma_n(E')\Phi_1(E')dE' / (1 + \alpha) + \eta\alpha g_3(E) \int \Sigma_n(E')\Phi_1(E')dE' / (1 + \alpha) \quad (8)$$

Teniendo en cuenta las características de cada una de las funciones de distribución, g<sub>i</sub>(E), podemos separar esta ecuación en tres ecuaciones, una para cada una de las componentes del flujo de fotones, tal como se muestra a continuación:

$$\Sigma_a(E)\Phi_1(E) = f_F g_1(E) [ S_0 + \int \Sigma_n(E')\Phi_1(E')dE' ] / (1 + \alpha) \quad (9a)$$

$$\Sigma_a(E)\Phi_2(E) = (1 - f_F)g_2(E) [ S_0 + \int \Sigma_n(E')\Phi_1(E')dE' ] / (1 + \alpha) \quad (9b)$$

$$\Sigma_a(E)\Phi_3(E) = \eta\alpha g_3(E) [ S_0 + \int \Sigma_n(E')\Phi_1(E')dE' ] / (1 + \alpha) \quad (9c)$$

Ahora resolvemos la primera de estas ecuaciones. La inspección de esta ecuación nos permite proponer la siguiente expresión:

$$\Sigma_a(E)\Phi_1(E) = A f_F g_1(E) / (1 + \alpha) \quad (10)$$

donde A es una constante por determinar. Sustituyendo esta expresión en la Ec.(9a) obtenemos:

$$A f_F g_1(E) = S_0 f_F g_1(E) +$$

$$A f_F g_1(E) f_F \int (\Sigma_n(E') / \Sigma_a(E')) g_1(E') dE' / (1 + \alpha),$$

de donde podemos despejar la constante A:

$$A = S_0(1 + \alpha) / (1 + \alpha - f_F R),$$

$$\text{con } R = \int (\Sigma_n(E') / \Sigma_n(E'')) g_1(E') dE' \quad (11)$$

Teniendo en cuenta que el factor que multiplica a  $g_1(E)$  en la definición de  $R$  es menor que la unidad, entonces  $R < 1$ .

Por lo tanto, el flujo Mössbauer viene dado por:

$$\Phi_1(E) = f_F S_0 (g_1(E) / \Sigma_n(E)) (1 + f_F R / (1 + \alpha - f_F R)) / (1 + \alpha) \quad (12)$$

donde el primer sumando de la derecha representa la contribución directa de la fuente y el segundo, de menor magnitud, la contribución del proceso de dispersión resonante. Como  $g_1(E)$  tiene forma lorentziana, y  $\Sigma_n(E)$  es la suma de una componente electrónica (que se comporta como una constante) y de una componente nuclear (también de forma lorentziana), esta ecuación indica que en el caso en que la componente nuclear es débil, la distribución en energía de  $\Phi_1(E)$  también tenderá a ser lorentziana. Pero si la componente nuclear es importante, la distribución en energía de  $\Phi_1(E)$  se apartará de la forma lorentziana.

Para las otras componentes tenemos los siguientes resultados:

$$\Phi_2(E) = (1 - f_F) S_0 (g_2(E) / \Sigma_n(E)) (1 + f_F R / (1 + \alpha - f_F R)) / (1 + \alpha) \quad (13)$$

$$\Phi_3(E) = \eta \alpha S_0 (g_3(E) / \Sigma_n(E)) (1 + f_F R / (1 + \alpha - f_F R)) / (1 + \alpha) \quad (14)$$

**4.2 Caso de un medio material constituido por una lámina de espesor uniforme y de extensión infinita.**

Utilizamos un sistema de coordenadas orientado de tal manera que el eje-z es perpendicular al plano de la placa y el plano xy coincide con el plano de la placa. En este caso el flujo de fotones depende espacialmente sólo de la variable  $z$ . Además, hay simetría axial y el flujo no depende de la coordenada angular de acimut. Asimismo, la función fuente se supone que no depende de la posición dentro de la placa. La ecuación de transporte toma la forma siguiente:

$$\mu \Psi_z(z, E, \Omega) + \Sigma_n(E) \Psi(z, E, \Omega) = S(E, \Omega) + \int c(E') K(E', \Omega' \rightarrow E, \Omega) \Sigma_n(E') \Psi_1(z, E', \Omega') dE' d\Omega' \quad (15)$$

donde el subíndice "z" indica la derivada parcial con respecto a la variable  $z$ . Luego se procede a integrar esta ecuación sobre todos los valores de acimut ( $0, 2\pi$ ) y, teniendo en cuenta que la función fuente es isotrópica, obtenemos:

$$\mu \Psi_z(z, E, \mu) + \Sigma_n(E) \Psi(z, E, \mu) = S(E) + \int c(E') K(E', \Omega' \rightarrow E, \Omega) \Sigma_n(E') \Psi_1(z, E', \mu') dE' d\mu' \quad (16)$$

La función fuente viene dada por:

$$S(E, \mu) = S_0 (f_F g_1(E) + (1 - f_F) g_2(E) + \eta \alpha g_3(E)) / 2(1 + \alpha), \text{ para } 0 < z < l \text{ y} \\ = 0, \text{ para otros valores de } z. \quad (17)$$

Primero, resolvemos esta ecuación para el caso en que el término de dispersión es despreciable. Esta ecuación da lugar a tres ecuaciones, una para cada una de las tres componentes existentes. Para la componente Mössbauer tenemos:

$$\mu \Psi_{1z}(z, E, \mu) + \Sigma_n(E) \Psi_1(z, E, \mu) = S_0 f_F g_1(E) / (2(1 + \alpha)), \text{ para } \\ 0 < z < l \text{ y} \\ = 0, \text{ para otros valores de } z. \quad (18)$$

Para las otras dos componentes se obtienen ecuaciones similares. Esta Ec.(18) se resuelve utilizando las siguientes condiciones de frontera:

En  $z = 0$ :  $\Psi_1(0, E, \mu) = 0$ , para  $\mu > 0$ , es decir, no hay radiación incidente desde afuera en  $z = 0$ . (18a)

En  $z = l$ :  $\Psi_1(l, E, \mu) = 0$ , para  $\mu < 0$ , es decir, no hay radiación incidente desde afuera en  $z = l$ . (18b)

Para  $\mu > 0$  la solución viene dada por:

$$\Psi_1(z, E, \mu) = f_F S_0 (g_1(E) / \Sigma_n(E)) [1 - \exp(-\Sigma_n(E)z/\mu)] / (2(1 + \alpha)), \text{ para } 0 < z < l \quad (19a)$$

$$= f_F S_0 (g_1(E) / \Sigma_n(E)) [1 - \exp(-\Sigma_n(E)l/\mu)] / (2(1 + \alpha)), \text{ para } z > l \quad (19b)$$

$$= 0, \text{ para } z < 0. \quad (19c)$$

Para  $\mu < 0$  la solución viene dada por:

modificación de la distribución espectral de la línea Mössbauer que emite la fuente.

$$\Psi_1(z, E, \mu) = f_f S_o(g_i(E)/\Sigma_a(E)) [1 - \exp(\Sigma_a(E)(l-z)/\mu)] / (2(1+\alpha)), \text{ para } 0 < z < l \quad (20a)$$

$$= f_f S_o(g_i(E)/\Sigma_a(E)) [1 - \exp(\Sigma_a(E)l/\mu)] / (2(1+\alpha)), \text{ para } z < 0 \quad (20b)$$

$$= 0, \text{ para } z > l. \quad (20c)$$

De manera particular interesa saber el flujo de radiación Mössbauer fuera de la lámina y para  $\mu \approx 1$ , que representa a la radiación emitida en dirección perpendicular a la lámina, que es la que finalmente incide sobre la muestra.

$$\Psi_1(z, E, l) = f_f S_o(g_i(E)/\Sigma_a(E)) [1 - \exp(-\Sigma_a(E)l)] / (2(1+\alpha)), \text{ } z > l \quad (21)$$

El coeficiente de atenuación lineal  $\Sigma_a(E)$  contiene dos componentes:

$$\Sigma_a(E) = \Sigma_e(E_r) + \Sigma_n(E), \text{ con} \quad (22)$$

$$\Sigma_n(E) = \Sigma_{no} L(E; E_r) \text{ y}$$

$$L(E; E_r) = 1 / [1 + (2(E - E_r)/\Gamma)^2] \quad (23)$$

es decir, la componente electrónica se comporta como una constante mientras que la componente nuclear varía rápidamente en un pequeño intervalo de energía definido por  $\Gamma$ .

### 5. APLICACIONES

Aquí aplicaremos la teoría desarrollada para calcular el flujo de rayos gamma Mössbauer que emite una fuente teniendo en cuenta autoabsorción en la matriz que aloja a los nucleidos Mössbauer. Veremos el caso de una fuente de Co-57 en una matriz de rhodio. El material radioactivo se supone que está depositado en un área de 0,6 cm de diámetro y un espesor de 6 $\mu$ . Para el cálculo supondremos una actividad inicial nominal total de 30 mCi y vida media de 272 días. El decaimiento de <sup>57</sup>Co da lugar a la aparición de <sup>57</sup>Fe en la lámina. El <sup>57</sup>Fe es responsable de la absorción y emisión resonante de rayos  $\gamma$ 14,431 keV. Inicialmente la lámina no contiene <sup>57</sup>Fe y no se dan los procesos de absorción resonantes. A medida que el cobalto decae en <sup>57</sup>Fe, el espesor óptico resonante de la lámina aumenta y estos procesos resonantes contribuyen a la

Para una lámina de rhodio ( $Z = 45$ , densidad = 12,41 g/cc,  $A = 102,905$  g/mol) tenemos una densidad de  $0,726 \times 10^{23}$  at/cc. La concentración inicial de los  $3,78 \times 10^{16}$  átomos de <sup>57</sup>Co que contiene es de  $2,23 \times 10^{20}$  at/cc. El espesor óptico resonante de una concentración igual de átomos de <sup>57</sup>Fe distribuida en un volumen cilíndrico de 0,3 cm de radio y 6  $\mu$  de espesor es de 0,253. El espesor óptico no-resonante de la matriz, para rayos  $\gamma$ 14,431 keV, es de 0,283 [2].

La justificativa para poder aplicar la solución de la ecuación transporte para una lámina al caso de una fuente Mössbauer se justifica porque el volumen de la matriz que contiene al material radioactivo posee un radio centenares de veces mayor que el recorrido medio libre para procesos resonantes de los rayos gamma en la matriz.

También se considerará el caso extremo de un medio infinito con las mismas constantes de absorción para procesos resonantes y no-resonantes que la lámina mencionada. La tabla 1 incluye los resultados del cálculo del ancho de línea de la radiación en un medio infinito y para la radiación que emite la lámina en dirección perpendicular a ella, para varios periodos de desintegración. Para determinar el ancho de línea se ha ajustado una distribución de forma lorentziana a la distribución calculada.

**Tabla 1.** Anchos de línea para la radiación Mössbauer para los casos de un medio infinito y una lámina calculados para varios periodos de desintegración (T) del <sup>57</sup>Co:

<u>Medio Infinito</u>		<u>Lámina</u>		
T= infinito	T= t <sub>1/2</sub>	T= infinito	T= 2t <sub>1/2</sub>	T= t <sub>1/2</sub>
$\Gamma_f / \Gamma_o : 1,377$	1,203	1,061	1,045	1,030

Nota:  $\Gamma_o$  es el ancho de línea que corresponde al límite de un medio de espesor óptico cero. En el caso de la lámina se considera radiación emitida en forma perpendicular a ella.

Asimismo, se ha calculado el parámetro R. Después de un periodo de desintegración de una media vida, el valor de este parámetro es de 0,1682, lo cual indica que la contribución de la radiación dispersada, en el caso de un medio infinito, es menos del 2% de la radiación no dispersada.

Por último, se calcula un estimado de la autoabsorción de la radiación  $\gamma$  14,431 keV en la matriz. La radiación que emite la fuente, perpendicular a su plano, se puede expresar con la ayuda de la Ec. 19a) como:

$$I_0 = (\pi R^2 l) f_f S_0 \int dE g_l(E) \{ [1 - \exp(-\Sigma_a(E)l)] / [2(1+\alpha)\Sigma_a(E)l] \}$$

Donde el primer término en paréntesis representa el volumen de la matriz que contiene el material radioactivo. Si expresamos el término exponencial como una sucesión de Taylor y guardamos los tres primeros términos de esta sucesión, obtenemos,

$$I_0 \approx (\pi R^2 l) f_f S_0 [(1 - (\Sigma_a(E_r) + \Sigma_a(E_r)/2)(l/2)) / (1+\alpha)] \quad (24)$$

donde  $E_r$  es la energía de resonancia y se ha utilizado las Ecs. (22) y (23). Para el inicio y para un periodo de decaimiento de una media vida, tenemos que el término en corchetes da 0,858 y 0,827, indicando una autoabsorción de 14,2% y 17,3% respectivamente de la radiación Mössbauer que emite la fuente. Esto quiere decir que la actividad inicial del material radioactivo que se deposita en la matriz debe ser mayor en un 17% para compensar la autoabsorción inicial de la matriz para obtener la actividad nominal de la fuente.

## 6. CONCLUSIONES

Los resultados obtenidos demuestran que para una fuente de Co-57 de 30 mCi, bajo las condiciones consideradas, los efectos de autoabsorción son pequeños mas no despreciables. Los ensanchamientos de la línea Mössbauer son de 3,0% y 4,5% después de periodos de decaimiento de uno y dos medias vidas respectivamente.

Estos ensanchamientos son perceptibles en los espectros y deben tomarse en cuenta.

Los resultados para el caso de un medio infinito dan información sobre la situación más extrema que se podría esperar en el caso de una matriz ópticamente gruesa. En este caso los ensanchamientos de la líneas Mössbauer son apreciables.

Para fines de completar este trabajo se tiene planeado el cálculo de la solución de la ecuación de transporte para una lámina incluyendo el término de dispersión por su importancia para tomar espectros por dispersión, aunque en la práctica este término es despreciable para espectros por transmisión.

## 7. RECONOCIMIENTOS

Este trabajo se ha realizado para contribuir al trabajo experimental en espectroscopía Mössbauer que se desarrolla en la Facultad de Ciencias Físicas, UNMSM, y, por lo tanto, se agradece el estímulo dado por el interés de los colegas de la Facultad en la aplicación de esta técnica espectroscópica.

## 8. REFERENCIAS

1. J. H. Tait. An Introduction to Neutron Transport Theory. American Elsevier Publishing Co., Inc., N. York. 1965
2. G. J. Long, T.E. Cranshaw y G. Longworth. "The Ideal Mössbauer Effect Absorber Thickness". Mössbauer Effect Reference and Data Journal 6/2: 42-49 (1983)
3. V.G. Bhide. Mössbauer Effect and its Applications. Tata McGraw-Hill Publishing Co. Ltd., New Delhi. 1975