

02.68.25

C. N. E. A. Biblioteca	
ARCHIVO PUBLICACIONES	
Nº 2	AÑO 1968

PROPIEDADES DE LAS RADIACIONES NUCLEARES Y SU
INTERACCION CON LA MATERIA

Josefina Rodríguez y Gregorio Baró

**4.0.0 PROPIEDADES DE LAS RADIACIONES NUCLEARES Y SU
INTERACCION CON LA MATERIA**

La aplicación práctica de las radiaciones nucleares en la Biología, Medicina, Química e Industria es cada vez mayor.

Como se indicó en el capítulo 2.0.0 la radiación puede estar constituida por un haz de partículas o de ondas electromagnéticas. Sin embargo, en adelante, cuando se haga referencia a partículas o fotones se hablará de radiación en general. En muchos laboratorios también se trabaja con protones y otros núcleos más pesados.

Las principales propiedades de las radiaciones más utilizadas se resumen en la siguiente tabla.

TABLA 4.1

Radiación		masa	carga	energía	alcance aproximado		se originan en
					aire	agua	
partículas	alfa	4,00387 uma	+ 2	3-8 Mev	2-8 cm	20-40 μ	núcleos pesados
	beta negativa	$5,4850 \times 10^{-5}$ uma	- 1	0-5 Mev	0-10 m	0-1 mm	núcleos con alta relación n/p
	beta positiva	$5,4850 \times 10^{-5}$ uma	+ 1	0-5 Mev	0-10 m	0-1 mm	núcleos con baja relación n/p
	neutrones	1,008986 uma	no tiene	0-10 Mev	0-100 m	0-1 m	reacciones nucleares; fisión de uranio
ondas electromagnéticas	rayos X	no tiene	no tiene	ev-100 Kev	mm - 10 m	μ -cm	transiciones entre electrones orbitales; equipos mecánicos
	rayos gamma	no tiene	no tiene	10 Kev - 10 Mev	cm - 100 m	mm - 10 cm	transiciones nucleares

Algunos de los términos que aparecen en esta tabla serán definidos más adelante.

El conocimiento de las propiedades de las radiaciones y sus efectos en la materia que atraviesan son de gran importancia ya que:

a) la medición de las sustancias radiactivas se basa siempre en alguno de los efectos producidos por la radiación en el medio sensible del equipo detector.

b) facilitará la aplicación de las sustancias radiactivas a distintos campos de la ciencia y la técnica.

c) permitirá tomar las precauciones convenientes para protegerse de los efectos nocivos que las radiaciones pueden causar en el organismo humano.

4.1.0 DENSIDAD DE FLUJO DE PARTICULAS O DE FOTONES, INTENSIDAD DE RADIACION

Se define como densidad de flujo en un lugar, al número de partículas radiactivas o fotones que pasan en la unidad de tiempo por la unidad de superficie normal a la radiación en dicho punto. Según se trate de partículas o fotones, se habla en el primer caso de densidad de flujo de partículas y en el segundo de densidad de flujo de fotones. La unidad de densidad de flujo más usual es partículas o fotones/seg cm². La densidad de flujo se designará con la letra griega φ

Se denomina intensidad de radiación o densidad de flujo de energía radiante en un lugar determinado, a la energía que pasa en la unidad de tiempo por la unidad de superficie normal a la radiación en dicho punto. La densidad de flujo de energía se designará con la letra I y las unidades más usuales son: $\frac{\text{ergio}}{\text{cm}^2 \text{ seg}}$, Mev/cm² seg.

Se cumple para el caso de un haz monoenergético:

$$I = \varphi E_{\gamma} = \varphi h \nu \quad (4.1)$$

siendo:

I : intensidad de radiación

φ : densidad de flujo

E_{γ} : energía de los rayos o partículas del haz

h : constante de Planck

ν : frecuencia de la radiación.

4.1.1 Haces paralelos y haces no paralelos

Según que el haz de partículas esté constituido por rayos paralelos o no, se dice que el mismo es un haz de rayos paralelos o no. Un haz de rayos no paralelos lo constituye una fuente que emite partículas o radiaciones en forma isotrópica (sin dirección preferencial).

La densidad de flujo, cuando se trata de un haz de rayos no paralelos, se ve disminuida por dos factores: geométrico uno, físico el otro.

El primer factor, es consecuencia de que la densidad de flujo de partículas o fotones en un haz de rayos no paralelos es inversamente proporcional al cuadrado de la distancia a la fuente de origen.

$$\frac{\varphi_1}{\varphi_2} = \frac{d_2^2}{d_1^2} \quad (4.2)$$

donde:

φ_1 : densidad de flujo de partículas o fotones de un haz de rayos no paralelos a la distancia d_1 de la fuente.

φ_2 : densidad de flujo de partículas o fotones de un haz de rayos no paralelos a la distancia d_2 de la fuente.

* En efecto, la densidad de flujo de partículas en el caso de un haz de rayos no paralelos, originado en una fuente de actividad A, a la distancia d_1 de la misma es:

$$\varphi_1 = \frac{A}{4 \pi d_1^2} \quad (4.3)$$

a la distancia d_2 es:

$$\varphi_2 = \frac{A}{4 \pi d_2^2} \quad (4.4)$$

siendo:

$4 \pi d_1^2$: superficie de la esfera de radio d_1
 $4 \pi d_2^2$: superficie de la esfera de radio d_2

Relacionando ambas expresiones:

$$\frac{\varphi_1}{\varphi_2} = \frac{d_2^2}{d_1^2}, \text{ que es la 4.2}$$

El factor geométrico es independiente del tipo y energía de la radiación, como así mismo del material que atraviesa la misma.

El segundo factor depende de la calidad y energía de la partícula como también del material interpuesto a la misma, puesto que en este caso la disminución se debe a absorción de la radiación por parte del material.

En el vacío la disminución de la densidad de flujo de partículas o fotones, al atravesar un haz de rayos no paralelos una cierta distancia, tiene como única causa el factor geométrico. De ahí que para calcular las densidades de flujo de una fuente a distancia d_1 y d_2 de la misma en el vacío, se aplicará la expresión (4.2). Para el caso de radiación gamma se puede utilizar esta misma expresión aunque la fuente se encuentre en el aire, pues en la práctica se considera que la absorción en el mismo es mínima. Esta extensión no puede hacerse a las partículas alfa y beta porque, como se verá más adelante, es muy apreciable la absorción de ellas en el aire.

En el caso de un haz de rayos paralelos, la densidad de flujo es independiente de la distancia, la atenuación del mismo se debe exclusivamente a la interacción de la radiación con el medio material. Por lo tanto en el vacío, la densidad de flujo de un haz de rayos paralelos será la misma a diferentes distancias, y lo mismo sucederá en el aire siempre que se trate de fotones en particular.

4.2.0 INTERACCION DE PARTICULAS CARGADAS CON LA MATERIA

La interacción de la radiación con la materia tiene lugar a través de colisiones o choques de la radiación con núcleos atómicos, con electrones orbitales, con partículas libres, o con el campo que rodea el núcleo de un átomo.

Al hablar de colisión no se hace referencia unicamente al choque físico, sino que se extiende a cualquier interacción entre elementos de un sistema en que se intercambia cantidad de movimiento, energía, carga u otra propiedad.

Las colisiones pueden ser elásticas e inelásticas.

Se dice que tiene lugar una colisión ó choque elástico cuando la energía cinética total del sistema se mantiene constante. Se entiende por sistema el conjunto de elementos que interaccionan.

En una colisión inelástica hay variación de la energía cinética total del sistema, en general parte de la energía cinética se transforma en otro tipo de energía.

De lo expuesto se concluye que una partícula cargada puede interaccionar con la materia según cuatro modos diferentes:

4.2.1 Colisión elástica con un núcleo

En este caso la partícula es desviada de su trayectoria original, perdiendo algo de su energía cinética.

Este tipo de choque es muy probable para electrones (partículas beta).

4.2.2 Colisión elástica con electrones atómicos

La partícula cargada es desviada elásticamente por el campo de los electrones de un átomo, perdiendo muy poca energía cinética. Esta interacción sólo tiene importancia en el caso de electrones de muy bajas energías (por debajo de 100 ev).

4.2.3 Colisión inelástica con un núcleo

En este caso la partícula incidente al acercarse al campo de un núcleo atómico invariablemente sufre una desviación (atracción o repulsión). En general se emite radiación electromagnética, por lo tanto se pierde una cantidad equivalente de energía cinética del sistema.

Puede suceder, pero con mucha menor probabilidad, que en lugar de emitirse radiación, parte de la energía cinética del sistema se emplee en excitar el núcleo chocado.

4.2.4 Colisión inelástica con electrones atómicos

Como resultado de este choque pueden tener lugar dos efectos principales:

a) Uno o más electrones atómicos pueden ser llevados, por acción coulombiana, a un estado excitado, en ese caso se dice que ha tenido lugar la excitación del átomo. Este vuelve a su estado fundamental, emitiendo el exceso de energía en forma de un destello de longitud de onda característica del material excitado.

b) Si la energía recibida por uno o más electrones, debido a fuerzas de atracción o repulsión, es suficientemente grande como para poder ser separados del átomo, tiene lugar ionización y por lo tanto el átomo queda ionizado. El electrón resultante y el átomo ionizado (con carga positiva) constituyen lo que se llama un par de iones.

En ambos casos (a y b) ha habido pérdida de energía cinética del sistema.

Tanto la ionización como la excitación son los dos fenómenos aprovechables en la detección de las radiaciones.

Al atravesar una partícula cargada un medio tienen lugar, con distinta probabilidad, los distintos efectos indicados, perdiendo la partícula cargada en todos los casos energía cinética, si bien los choques inelásticos son los principales responsables de la pérdida de la energía cinética de las partículas radiactivas en el material. Esta energía cinética se transfiere al medio, la partícula pierde velocidad y finalmente se detiene. Cada vez que se produce transferencia de energía por parte de la partícula al medio, se dice que ha habido absorción de la radiación en el mismo, al que se lo denomina absorbente, o absorbedor.

4.2.5 Alcance

El mínimo espesor de absorbente necesario para detener una partícula recibe el nombre de alcance de esa partícula en ese absorbente, y su determinación es empírica. En línea general, a mayor energía de la partícula le corresponde mayor alcance en un determinado material. Las unidades utilizadas para expresar alcances y espesores de absorbedores son: miligramo/centímetro², centímetro, milímetro y micrón. La primera es universal y dentro de cierto error el alcance expresado en esa unidad es independiente del material considerado. Si se multiplica un espesor o un alcance dado en unidades de longitud por la densidad del material, queda expresado en unidades de peso sobre superficie.

4.2.6 Ionización específica de una partícula o de un fotón

Se define como el número de pares de iones que una partícula o un fotón pueden producir por unidad de trayectoria en un material, en general por milímetro de trayectoria.

La ionización específica de una partícula depende de su velocidad, y es aproximadamente inversamente proporcional a la misma. Como la velocidad de la partícula varía, ya que pierde energía a medida que atraviesa el medio absorbente, la ionización específica varía continuamente.

4.2.7 Interacción de partículas cargadas pesadas con la materia

Se consideran partículas pesadas aquellas cuya masa es mayor que la masa en reposo del electrón ($M \gg m_0$), siendo M la masa de la partícula pesada y m_0 la masa en reposo del electrón. En esta categoría se encuentran las partículas alfa, protones, deuterones y tritones.

Las partículas alfa, como se indicó en el capítulo 2.0.0, son núcleos de helio (${}^4_2\text{He}^{++}$).

Los deuterones (${}^2_1\text{H}^+$) son núcleos de deuterio, de ahí que estén monocargados positivamente.

Los tritones son núcleos de tritio (${}^3_1\text{H}^+$), poseen por lo tanto una carga positiva.

La interacción de estas partículas con la materia en general es mucho más simple que la interacción de los electrones con la misma. Los efectos principales que producen son ionización y excitación. Dispersión nuclear elástica y bremsstrahlung prácticamente no tiene lugar.

La trayectoria de estas partículas tiende a ser recta, de ahí que el recorrido que realizan en un material antes de detenerse sea aproximadamente igual a su alcance en el mismo.

4.2.7.1 Interacción de partículas alfa con la materia. De las partículas pesadas las más interesantes desde el punto de vista práctico son las partículas alfa.

Las energías de las partículas alfa emitidas por los núcleos atómicos están comprendidas entre 3 y 8 Mev. Sus velocidades iniciales varían entre $1,1 \times 10^9 \frac{\text{cm}}{\text{seg}}$ y $2 \times 10^9 \frac{\text{cm}}{\text{seg}}$.

Las partículas alfa al atravesar la materia pierden su energía, se detienen y al capturar dos electrones se transforman en un átomo de helio.

4.2.7.1.1 Alcances de las partículas alfa. Como las partículas alfa emitidas por un núcleo determinado para pasar a un mismo nivel, como se vió en el capítulo 2.0.0, tienen la misma energía, se esperaría que todas presentaran el mismo alcance. Esto no es rigurosamente exacto. Si se mide en aire por ejemplo, la densidad de flujo de partículas alfa de un haz colimado en función de su distancia a la fuente, se obtiene el gráfico a) de la figura 4.1. Se llama haz colimado aquel que se obtiene mediante una geometría que permite definir un haz muy delgado. Sobre este punto se volverá con más detalle más adelante.

Esa distribución de alcances, del orden de 3-4%, recibe el nombre de "straggling" de las partículas alfa. Este fenómeno se debe a fluctuaciones estadísticas, tanto en el número de colisiones que debe sufrir la partícula antes de detenerse, como en la energía perdida en cada uno de los choques.

Si se halla la derivada de la curva anterior se obtiene el gráfico b) de la figura 4.1, que es una distribución de Gauss. El valor correspondiente al máximo de la campana de Gauss es lo que se conoce con el nombre de alcance medio ($\bar{R}$), y es el alcance que presenta el mayor número de partículas del haz considerado. La distancia obtenida extrapolando a la abscisa la parte recta de la curva integral recibe el nombre de alcance extrapolado (R_{ext}), y el mayor alcance observado es el alcance máximo ($R_{m\acute{a}x}$). De ahí, que cuando se hable de alcance de partículas alfa en un determinado material, es necesario especificar el tipo de alcance al que se está haciendo mención. El alcance medio es el menos dependiente de las condiciones experimentales, y es el que aparece tabulado en las publicaciones.

Como se indicó en forma general, el alcance de las partículas alfa en un material determinado viene a ser una medida de su energía.

El alcance medio de una partícula alfa en aire, medido en centímetros, a 15°C y 760 mm de presión, es aproximadamente igual a su energía expresada en Mev.

$$R \text{ (cm)} \simeq E \text{ (Mev)}$$

De ahí que el alcance de las mismas en aire varíe de 3 cm a 8 cm. En gases a menor presión corresponden mayores alcances cuando éstos están expresados en unidades de longitud.

***4.2.7.1.2 Poder de frenamiento relativo.** El poder de frenamiento relativo de una sustancia es la relación entre la cantidad de un material, tomado como patrón, y la cantidad de sustancia para la cual se está definiendo el poder de frenamiento relativo, que ocasionan igual pérdida de energía a la partícula. El patrón utilizado para partículas alfa es el aire a 760 mm de presión y 15° C.

Poder de frenamiento relativo lineal.

El poder de frenamiento relativo lineal está dado por la expresión:

$$S_s = \frac{R_a}{R_s} \quad (4.5)$$

donde:

S_s : poder de frenamiento relativo lineal

R_a : alcance en unidades de longitud del absorbedor patrón, aire en general

R_s : alcance, en unidades de longitud, del absorbedor para el que se está definiendo el poder de frenamiento relativo.

Se había indicado que cuando el alcance se expresa en unidades de peso sobre superficie, en cierta forma se independiza del material considerado, de ahí:

$$R_a \cdot \delta_a = R_s \cdot \delta_s \quad (4.6)$$

siendo δ_a y δ_s las densidades del aire y del absorbedor respectivamente, por lo tanto:

$$\frac{R_a}{R_s} = \frac{\delta_s}{\delta_a} \quad (4.7)$$

y de 4.5 se tiene:

$$S_s = \frac{\delta_s}{\delta_a} \quad (4.8)$$

De acuerdo a la 4.8, el poder de frenamiento relativo lineal del aluminio es:

$$S_{Al} = \frac{\delta_{Al}}{\delta_{aire}} = \frac{2,74 \frac{gr}{cm^3}}{1,29 \times 10^{-3} \frac{gr}{cm^3}} = 2,1 \times 10^3$$

siendo:

S_{Al} : poder de frenamiento relativo lineal de aluminio

δ_{Al} : densidad de aluminio

δ_{aire} : densidad del aire a 15° C y 760 mm de presión.

Esto significa que el poder de frenamiento del aluminio es $2,1 \times 10^3$ veces mayor que el del aire, y por lo tanto el alcance de una partícula alfa en aluminio es 2100 veces menor que en aire. Así, para una partícula de 6 Mev cuyo alcance en aire según el gráfico de la figura 4.2 es de 4,6 cm, el alcance en aluminio resulta ser de $\frac{4,6}{2100} = 22 \times 10^{-4} \text{ cm} = 22 \text{ micrones}$.

4.2.7.1.3 Ionización específica de las partículas alfa. La trayectoria de una partícula alfa en un gas, debido a su gran masa, es prácticamente una recta.

Debido a su doble carga son fuertemente ionizantes. La energía necesaria para arrancar un electrón de un gas es de 25 a 40 ev. Para aire se utiliza el valor medio 32,5 ev. De ahí que sea fácil mediante la expresión 4.9, indicada más abajo, calcular el número de pares de iones a que puede dar lugar una partícula alfa de determinada energía, antes de detenerse.

$$\text{número de pares de iones} = \frac{E_{\alpha}}{32,5 \text{ ev}} \quad (4.9)$$

donde E_{α} es la energía de la partícula alfa en ev.

Casi al final de su recorrido la velocidad de la partícula alfa decrece mucho, la partícula mantiene durante bastante tiempo su esfera de acción frente a los electrones, y la ionización específica de la misma se eleva mucho, según se puede observar en el gráfico de la figura 4.3 que recibe el nombre de curva de Bragg.

En algunos casos la partícula alfa puede imprimir al electrón que arranca de un átomo energía cinética grande y éste a su vez es capaz de ionizar, esta ionización recibe el nombre de ionización secundaria, y los electrones arrancados por las partículas alfa rayos delta (δ). Resumiendo, la ionización total que tiene lugar en un material o absorbedor atravesado por una partícula, tiene su origen por un lado en la partícula primaria y por otro lado en los rayos delta. La ionización primaria en algunos casos sólo representa una pequeña fracción del total.

4.2.8 Interacción de las partículas beta con la materia.

Como se vió en el capítulo 2.0.0, las partículas beta son de la misma naturaleza que los electrones orbitales, si bien su origen es nuclear.

La velocidad de una partícula beta depende de su energía y puede variar desde aproximadamente cero hasta valores de $2,9 \times 10^{10} \frac{\text{cm}}{\text{seg}}$, es decir cerca de la velocidad de la luz.

*Debido a la pequeña masa que poseen las partículas beta, viajan a velocidades más altas que las partículas alfa de la misma energía.

En la mecánica clásica, como se sabe, la energía cinética de cualquier cuerpo viene dada por:

$$E_c = \frac{1}{2} m v^2 \quad (4.10)$$

donde:

E_c : energía cinética
 m : masa del cuerpo
 v : velocidad del cuerpo

de ahí que la energía cinética de las partículas beta, desde un punto de vista clásico, es:

$$E_\beta = \frac{1}{2} m_0 v^2 \quad (4.11)$$

donde:

E_β : energía cinética de la partícula beta
 v : velocidad de la partícula
 m_0 : masa de reposo del electrón = $9,1 \times 10^{-28}g$

Esta ecuación es válida a bajas velocidades de la partícula beta, pero a altas velocidades la masa de la partícula depende fundamentalmente de la velocidad de la misma. Efectivamente, en el año 1900 Kaufmann, tratando de determinar la carga específica del electrón (carga específica del electrón es la relación entre la carga y la masa del mismo: $\frac{e}{m}$, siendo "e" la carga del electrón y "m" la masa), observó que ésta decrecía ligeramente a medida que la velocidad del electrón aumentaba. Esto fue confirmado por otros investigadores, comprobándose que cuando la velocidad del electrón se mantiene por debajo de un centésimo de la velocidad de la luz, no se observan variaciones en la carga específica del mismo, pero si la velocidad es grande se observan sensibles disminuciones en el valor $\frac{e}{m}$.

Lorentz derivó una expresión que permite calcular la masa de un electrón (masa relativística) en función de su velocidad

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (4.12)$$

siendo:

m_0 : masa en reposo del electrón

m : masa relativística del electrón

v : velocidad del electrón

c : velocidad de la luz = $2,99776 \times 10^{10} \frac{\text{cm}}{\text{seg}}$

$B : \frac{v}{c}$

Por otro lado, la expresión que da la energía cinética de un electrón en movimiento, teniendo en cuenta la corrección relativística (4.12) es la siguiente:

$$E_{\beta} = 6,24 \times 10^5 m_0 c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - B^2}} - 1 \right) \quad (4.13)$$

mediante las expresiones 4.12 y 4.13 se puede confeccionar la tabla siguiente:

TABLA 4.2

Energía Mev	$B = \frac{v}{c}$	$\frac{m}{m_0}$
0,000	0,00	1,0
0,046	0,40	1,1
0,128	0,60	1,3
0,34	0,80	1,7
0,66	0,90	2,3
1,12	0,95	3,2
3,11	0,99	7,0

Vale la pena observar que cuando la energía del electrón es de 1,12 Mev, energía frecuentemente superada en los emisores beta más utilizados, la masa relativística resulta ser 3,2 veces mayor que la masa de reposo del electrón. Cuando la energía es de 3,11 Mev la masa relativística alcanza a ser siete veces la masa de reposo del electrón.

Como se indicó al comienzo del capítulo la radiación puede interaccionar con la materia a través de choques elásticos e inelásticos, con núcleos atómicos o electrones orbitales.

Por lo tanto en el caso de electrones, desde un punto de vista microscópico se pueden dar las siguientes variantes:

4.2.8.1 Choque elástico con núcleos atómicos, Retrodispersión. Este proceso recibe el nombre de dispersión de Rutherford; en este proceso por acción electrostática del núcleo, el electrón es fuertemente desviado de su trayectoria pero prácticamente conserva su energía cinética. Esto último, como consecuencia de que la masa de los núcleos atómicos es por lo menos miles de veces mayor que la masa del electrón, y por lo tanto la energía cinética de retroceso que adquieren los núcleos es insignificante.

La dispersión de Rutherford es la principal responsable de la retrodispersión o "backscattering" de las partículas beta. También contribuyen a la retrodispersión, pero en grado mucho menor, los choques elásticos de las partículas beta con los electrones atómicos.

Como consecuencia de estas interacciones, dispersión de Rutherford y choques elásticos de partículas beta con electrones orbitales, del número total de partículas beta que llegan a una pieza de material (soporte sobre el que está montada la fuente activa o portapreparado) una fracción es reflejada, es decir dispersada en un ángulo mayor que 90° según se observa en la figura 4.4, de ahí que entren al detector de radiaciones (como en el caso de un contador Geiger Müller) mayor número de partículas que las comprendidas dentro del ángulo sólido, establecido entre el contador y la fuente emisora.

En rigor, la retrodispersión es función del número atómico y del espesor del material retrodispersor. Ahora bien, como la radiación retrodispersada es emitida anisotrópicamente y por otro lado, en las condiciones comunes de medición, entre la fuente radiactiva y el detector Geiger Müller se interpone la ventana del mismo y aire, en la práctica la retrodispersión depende no sólo del espesor y del número atómico del retrodispersor sino también de la energía de la fuente activa y de la geometría utilizada.

La retrodispersión aumenta constantemente con espesores crecientes del soporte hasta un punto determinado, por encima del cual su valor permanece prácticamente constante. En este espesor límite se dice que se ha alcanzado la retrodispersión a saturación. Este espesor límite, prácticamente se logra a tres décimas del alcance de la radiación en el material retrodispersor.

Se denomina porcentaje de retrodispersión al aumento porcentual de la actividad medida debido a un retrodispersor dado, respecto del valor obtenido en ausencia de ese retrodispersor.

$$\% \text{ de retrodispersión} = \frac{A_{m,r} - A_m}{A_m} \times 100 \quad (4.14)$$

siendo:

$A_{m,r}$: actividad medida de la fuente con retrodispersor

A_m : actividad medida de la fuente sin retrodispersor

Se suele definir también el factor de retrodispersión (f_B) el que está dado por la siguiente expresión:

$$f_B = \frac{A_{m,r}}{A_m} \quad (4.15)$$

Se puede estudiar la influencia del soporte, utilizando una fuente activa que se va montando sobre distintos espesores de retrodispersor, y cuyas actividades se van determinando, se obtienen así gráficos similares al indicado en la figura 4.5, si en papel milimetrado se indica en ordenadas la actividad medida y en abscisas el espesor (mg/cm^2) del retrodispersor utilizado.

A medida que el número atómico (z) del retrodispersor aumenta, también crece el porcentaje de retrodispersión. Si se van colocando bajo la fuente distintos materiales (en espesores suficientes para lograr retrodispersión en saturación) y se indican en ordenadas, sobre escala decimal, actividad medida y en abscisas los números atómicos de los retrodispersores se obtienen gráficos similares al de la figura 4.6.

Como conclusión práctica se tiene: para comparar mediciones de fuentes activas, es necesario que las fuentes estén montadas sobre soportes del mismo material y mismo espesor.

4.2.8.2 Choque elástico con electrones orbitales; Tiene lugar con gran probabilidad cuando se trata de partículas muy lentas, de energías muy bajas (no relativísticas). La consecuencia de esta interacción es la desviación de las partículas beta de su trayectoria inicial o dispersión de las mismas. La dispersión de la radiación aumenta con el número atómico del material interpuesto a la misma y con el número de átomos por centímetro cúbico del absorbedor.

4.2.8.3 Choque inelástico con núcleos atómicos, Radiación de frenamiento.

Este fenómeno que tiene alta probabilidad cuando se trata de partículas beta o electrones de alta energía se origina cuando un electrón pierde velocidad en el campo eléctrico de un núcleo, como consecuencia parte de la energía cinética del sistema (núcleo más electrón) es transformada en energía electromagnética. Esta radiación, llamada

"bremsstrahlung" o radiación de frenamiento, es característica del material con que interaccionan las partículas beta y de la energía de las mismas, presentándose como un espectro continuo de rayos X.

El grado de producción de "radiación de frenamiento", aumenta con el número atómico del material interpuesto y con la energía del electrón.

Para electrones con energías mayores que 1,5 Mev, la relación entre la pérdida de energía que sufre un electrón al originar "bremsstrahlung" y la energía empleada en ionizar está dada por la siguiente expresión:

$$\frac{\text{Pérdida de energía por radiación de frenamiento}}{\text{Pérdida de energía por ionización}} = \frac{E_{\beta} Z}{820} \quad (4.16)$$

siendo:

E_{β} : energía del electrón

Z : número atómico del absorbedor.

Así para electrones de 5 Mev y 10 Mev respectivamente, que atraviesan un cierto espesor de plomo esta relación da:

$$\frac{E_{\beta} Z}{820} = \frac{5 \times 82}{820} = \frac{1}{2}, \quad \text{para electrones de 5 Mev}$$

$$\frac{E_{\beta} Z}{820} = \frac{10 \times 82}{820} = 1, \quad \text{en el caso de electrones de 10 Mev.}$$

Debido a que la producción de radiación electromagnética es altamente dependiente del número atómico del absorbedor, no sería el plomo el material ideal para protegerse de una fuente de alta actividad de ^{32}P , razón por la que se usa aluminio o lucite que tiene un número atómico mucho más bajo. De esta forma frente al aluminio, los electrones perderán la mayor parte de su energía por choques inelásticos con electrones orbitales, produciendo ionización en el material absorbente.

4.2.8.4 Choque inelástico con electrones orbitales. Esta acción origina, como en el caso de la interacción de las partículas alfa, la ionización del material interpuesto.

Cuando un electrón en movimiento interacciona electrostáticamente con un

electrón atómico (se produce repulsión coulombiana) con intensidad y duración suficientes, el electrón atómico es separado del átomo, dejando a éste cargado positivamente.

Como en el caso de las partículas alfa, la pérdida de energía por unidad de trayectoria depende en cierta medida de la velocidad de los electrones.

Se puede considerar que en promedio, un electrón pierde 32,5 ev por par de iones producidos en aire.

4.2.8.5 Interacción de positrones con la materia. Todo lo que se ha expuesto para electrones en general, respecto a su interacción con la materia, vale para positrones, con una sola excepción: el fenómeno de aniquilación que sólo tiene lugar en el caso de positrones. Efectivamente, cuando un positrón ha perdido toda su energía cinética se aniquila con un electrón del material absorbente dando lugar a dos rayos gamma de 0,51 Mev cada uno. Como se ve, la energía de la radiación electromagnética emitida corresponde a las masas de reposo de las partículas que desaparecen. Ha habido transformación de masa en energía electromagnética.

4.2.8.6 Ionización específica de las partículas beta. Debido a su pequeña masa la velocidad que posee un electrón es mucho mayor que la que presenta una partícula alfa de la misma energía, como consecuencia el tiempo en que puede actuar frente a los electrones atómicos en su paso a través de la materia es menor. De ahí que para el mismo material y partículas de la misma energía se cumpla que:

- a) la ionización específica de la partícula alfa sea mayor que la del electrón.
- b) el alcance de la partícula alfa sea menor que el del electrón.

4.2.8.7 Absorción de la radiación beta, Alcance máximo de las partículas beta. Al atravesar un material, llamado en general absorbedor, la radiación beta puede sufrir cualquiera de las interacciones indicadas, perdiendo energía fundamentalmente en los choques inelásticos y sufriendo múltiples desviaciones en su camino, esto acarrea como consecuencia que el electrón se detenga.

El mínimo espesor de un material capaz de detener un haz de electrones recibe el nombre de alcance máximo o límite de penetración en ese material. Debido a que los electrones realizan un camino muy tortuoso dentro de la materia, distinguiéndose de las partículas pesadas que hacen caminos rectos, el recorrido de los mismos en ésta supera en 1,2 a 4 veces el alcance de ellos en ese material.

El alcance de un haz de electrones en un absorbedor se determina experimentalmente. Para ello hay que disponer de un emisor beta y de un detector e ir interponiendo entre el emisor y el detector distintos espesores de absorbedor, registrando la actividad medida para cada espesor, la curva obtenida de representar el logaritmo de las actividades en función del espesor tiene la forma de la figura 4.7. La parte inicial de la curva puede ser distinta para diferentes geometrías de medición, la parte final es prácticamente invariable. En condiciones ideales la curva se aproxima a una recta, es decir la función es exponencial.

Una geometría que permite obtener una curva exponencial en su primera parte, trabajando con un contador Geiger Müller de ventana de mica, es la siguiente: colocar la fuente beta lejos del tubo y los absorbedores cerca de la ventana del mismo, nunca sobre la fuente. Si se colocaran los absorbedores directamente sobre la misma, se podrían observar hasta aumentos de la actividad medida, debido a fenómenos de reenfoque.

En la práctica, trabajando con tubos Geiger Müller que pueden ser sensibles a la radiación electromagnética, la curva suele terminar en un trazo casi horizontal, fondo gamma, debido a la radiación gamma si el nucleído es también emisor gamma, y a la "Bremsstrahlung". Cuando se trata de emisores beta positivos, en ese fondo gamma están incluidos los fotones de aniquilamiento de 0.51 MeV, que se producen cuando la radiación beta positiva ya sin energía cinética, se aniquila con un electrón del absorbente (figura 4.8). En estos casos la curva correspondiente a la absorción de rayos beta únicamente, se obtiene restando de la curva total MN la recta QN, extrapolación del fondo gamma, así se obtiene algo similar a lo indicado en el gráfico como curva punteada MR_e .

Esta curva de absorción de radiación beta permite determinar el alcance máximo de la radiación en el material utilizado como absorbedor.

La determinación de este valor tiene gran importancia puesto que está relacionado con la energía beta máxima. Hay diferentes fórmulas empíricas que expresan esta relación, una de ellas es:

$$E_{(max)} = \frac{R + 0.160}{0.543} \quad (4.17)$$

donde R es el alcance máximo expresado en g/cm² y $E_{(max)}$ la energía máxima en Mev. Esta expresión es válida para energías máximas mayores que 0.6 Mev. Para energías menores que 0,6 Mev se puede utilizar el gráfico realizado sobre datos de Glendenin, Varden, Magdwick y Marshall y Ward, que aparece en la Figura 4.9. En la bibliografía se encuentran además gráficos obtenidos experimentalmente que relacionan el alcance máximo con la energía máxima beta para un gran ámbito de energías. La determinación del alcance máximo a partir de una curva de absorción (figura 4.8) puede hacerse de distintas maneras:

a) Determinación del punto R_V en que la curva total se confunde con el fondo gamma, en estos casos se habla del alcance visual R_V .

b) Determinación del punto R_e obtenido extrapolando la curva beta pura hasta valores de actividad en orden de magnitud 10^{-4} veces menores que la actividad para espesor cero, al alcance determinado en esta forma se lo llama alcance extrapolado.

c) Existen otros métodos, más elaborados, como el de Feather, Barreira Laranjeira, etc, que permiten determinar el alcance utilizando curvas de absorción.

4.2.8.7.1 Coeficientes de absorción de radiación beta que presenta espectro continuo de energías. Con una buena geometría la curva de absorción tiene en casi su totalidad forma exponencial, de manera que puede ser representada por la siguiente expresión:

$$A_{m,x} = A_m e^{-\mu x} \quad (4.18)$$

siendo:

$A_{m,x}$: actividad de la fuente, medida a través de un espesor de x cm de absorbente.

A_m : actividad de la fuente, medida sin absorbedor.

μ : coeficiente lineal de atenuación para ese espectro beta en particular, la dimensión del mismo es cm^{-1} .

Si en la expresión 4.18 el exponente se lo multiplica y divide por la densidad del absorbente (δ), expresada en gr/cm^3 se tiene:

$$A_{m,x} = A_m e^{-\mu (x \delta) / \delta} \quad (4.19)$$

donde:

μ / δ : coeficiente másico de absorción, cuya unidad es cm^2/gr

$x \delta$: espesor de absorbedor, expresado en gr/cm^2

Se ha encontrado experimentalmente, que el coeficiente másico de absorción depende casi exclusivamente de la energía máxima de la radiación beta, siendo prácticamente independiente del peso atómico del absorbedor.

Por lo tanto, como se indicó al tratar las partículas alfa, también el alcance máximo de electrones expresado en gr/cm^2 es casi independiente del material absorbente.

* En la figura 4.10 se observa un gráfico en escala logarítmica, que permite relacionar la energía máxima de un espectro beta y su coeficiente másico de absorción en aluminio. La función de esta recta está dada con bastante aproximación por la siguiente expresión empírica.

$$\frac{\mu}{\delta} = \frac{17}{E_{\max}^{1,14}} \quad (4.20)$$

Un valor bastante utilizado y útil es el llamado semiespesor, que es el espesor de absorbente que reduce la actividad de una fuente beta a la mitad, y se suele simbolizar con la letra $D_{1/2}$.

El semiespesor, determinado en la práctica en la parte inicial de la curva exponencial de absorción, está conectado con el coeficiente de absorción másico y con la energía mediante la siguiente expresión:

$$D_{1/2} = \frac{0,693}{(\mu/\delta)} = 0,04 E_{\max}^{1,14} \quad (4.21)$$

La determinación de la energía máxima de una fuente beta emisora es de gran utilidad en el laboratorio, pues es el tipo y energía de la radiación que emite un nucleído, junto con el período de desintegración y número atómico el que lo define.

A veces, en trabajos de rutina, simplemente con la determinación del semiespesor, se puede decidir si se trata del nucleído que interesa o si está contaminado con otra actividad.

4.2.8.8 Absorción de un haz de electrones monoenergéticos. Si en lugar de obtener la curva de absorción con un espectro continuo de rayos beta, se obtiene con un haz monoenergético de electrones (un emisor gamma altamente convertido) se logra, con geometría adecuada y escala lineal una recta, salvo en la parte final según indica la figura 4.11.

Resultados reproducibles de alcances en este caso se logran extrapolando la porción media de la curva de absorción, aproximadamente recta, hasta que corte el fondo gamma. Este alcance extrapolado (R_e) o alcance experimental se observa en la figura 4.10.

4.3.0 INTERACCION DE LA RADIACION ELECTROMAGNETICA CON LA MATERIA

Bajo el nombre de radiación electromagnética, se incluyen todo tipo de fotones independientemente de su origen: rayos X característicos, bremsstrahlung o rayos X continuos, radiación gamma y radiación de aniquilamiento, siendo también independiente de su origen su modo de interactuar con la materia.

Desde un punto de vista microscópico, pueden sufrir con la materia tres efectos principales y distintos: efecto fotoeléctrico, efecto Compton, y efecto de producción de pares.

4.3.1 Efecto fotoeléctrico

Fotones con energías menores que 0,1 Mev interactúan en todos los medios y con absorbedores de alto número atómico a través del proceso fotoeléctrico. En este proceso se considera que el fotón interactúa con los electrones de un átomo, transfiriendo prácticamente toda su energía a uno de ellos. De esta manera el electrón es arrancado de su órbita con una energía cinética E_e tal que:

$$E_e = E_\gamma - W = h \nu - W \quad (4.22)$$

siendo:

E_γ : energía del fotón
 h : constante de Planck
 ν : frecuencia del fotón
 W : energía de unión del electrón arrancado.

El valor W es pequeño, en general como máximo del orden de cientos de kilovoltios.

La energía W aparece como energía cinética de electrones Auger y energía de rayos X característicos, que se producen como consecuencia de este proceso.

En el 80% de los casos en el proceso fotoeléctrico, los electrones que se emiten pertenecen a la capa K, siempre que la energía del rayo gamma supere la energía de unión de los electrones de esa capa.

En la figura 4.12 se ha esquematizado el fenómeno fotoeléctrico, siendo φ el ángulo que forman las direcciones del rayo gamma y del electrón emitido.

*Cuanto más pequeña es la energía del fotón incidente más amplia es la gama de valores que puede tomar el ángulo φ , observándose, por otro lado, que en el caso de rayos gamma de muy baja energía los electrones tienden a emitirse en ángulos rectos a la dirección de incidencia. Para rayos gamma de más alta energía los valores de φ se mantienen en un intervalo más estrecho, y los fotoelectrones tienden a salir más bien hacia adelante.

4.3.2 Efecto Compton

En este caso, un rayo gamma de energía E_γ choca con un electrón que se supone en reposo y le transfiere solamente parte de su energía. El rayo gamma con menor energía E'_γ (por lo tanto con mayor longitud de onda) sale formando un ángulo θ con su trayectoria inicial, y el electrón retrocede con energía cinética E_e , según un ángulo φ con la dirección original del rayo gamma, cumpliéndose:

$$E_\gamma = E'_\gamma + E_e \quad (4.23)$$

$$h\nu = h\nu' + E_e \quad (4.24)$$

siendo:

ν : frecuencia original del fotón incidente

ν' : frecuencia del fotón después del proceso Compton.

En la figura 4.13 se observa esquematizado el fenómeno Compton.

*Teniendo en cuenta que, como en toda colisión, deben conservarse la energía total y la cantidad de movimiento de los integrantes del sistema (electrón y fotón incidente) se deducen las siguientes expresiones:

$$\lambda' - \lambda = \frac{h}{m_0 c} (1 - \cos \theta) \quad (4.25)$$

siendo:

λ' : longitud de onda correspondiente al fotón una vez producido el efecto Compton.
 λ : longitud de onda del fotón original
 m_0 : masa de reposo del electrón
 θ : ángulo formado por la dirección de incidencia y la nueva dirección del fotón.

$$h \nu' = \frac{m_0 c^2}{1 - \cos \theta + \left(\frac{1}{\alpha}\right)} \quad (4.26)$$

$$h \nu - h \nu' = h \nu - \frac{m_0 c^2}{1 - \cos \theta + \left(\frac{1}{\alpha}\right)} \quad (4.27)$$

siendo:

$$\alpha = \frac{h \nu}{m_0 c^2}$$

Vale la pena hacer notar de la 4.25 y 4.27 que la diferencia entre las longitudes de onda del fotón antes y después del efecto Compton solamente depende del ángulo de dispersión del fotón, y no de la energía inicial del mismo. En cambio, la pérdida de energía del fotón no sólo depende del ángulo de dispersión sino también de la energía inicial del mismo.

Por otro lado, de acuerdo a 4.26, la energía del fotón degradado (fotón Compton) depende de la dirección de dispersión (distribución angular) y de la energía inicial del mismo.

La energía cinética del electrón Compton (electrón secundario) está dada por la siguiente expresión:

$$E_e = h \nu - \frac{\alpha (1 - \cos \theta)}{1 + \alpha (1 - \cos \theta)} \quad (4.28)$$

La relación entre los ángulos de dispersión es la siguiente

$$\cotg \varphi = (1 + \alpha) \operatorname{tg} \left(\frac{\theta}{2} \right) \quad (4.29)$$

siendo:

$$\left| \begin{array}{l} \cotg \varphi : \text{cotangente del ángulo formado por la dirección de} \\ \text{incidencia y el electrón Compton} \\ \tg \frac{\theta}{2} : \text{tangente de } \frac{\theta}{2} \text{ (ver figura 4.13).} \end{array} \right.$$

El fotón dispersado puede ser emitido en un ángulo θ que varía entre 0° y 180° , con energías comprendidas entre el valor original ($h\nu$) para $\theta = 0$ y $\frac{h\nu}{1+2\alpha}$ para $\theta = 180^\circ$, siendo $\alpha = \frac{h\nu}{m_0 c^2}$

El electrón dispersado se emite en un ángulo φ que varía entre 90° (cuando el fotón es dispersado en un ángulo $\theta = 0$) y cero (cuando el fotón se emite en un ángulo $\theta = 180^\circ$). Las energías que puede tomar están comprendidas entre cero (cuando se emite perpendicularmente al fotón incidente) y el máximo valor que puede adquirir: $h\nu \frac{2\alpha}{1+2\alpha}$ (cuando sale en la misma dirección que el rayo incidente).

De acuerdo a lo que antecede el electrón no se emite hacia atrás.

4.3.3 Formación de pares

Cuando la energía del fotón que incide sobre la materia, es superior a dos veces la masa de reposo del electrón ($2 \times 0,510 \text{ Mev} = 1,02 \text{ Mev}$), comienza a ponerse en evidencia un tercer tipo de interacción: formación de pares. En este proceso el fotón en un campo de partículas cargadas, fundamentalmente en el campo nuclear, desaparece creándose un par: positrón y electrón, con energías cinéticas tales que se cumple:

$$h\nu = 2 m_0 c^2 + E_{e-} + E_{e+} \quad (4.30)$$

siendo:

E_{e-} : energía del electrón

E_{e+} : energía del positrón

El esquema de este proceso está indicado en la figura 4.14.

En el caso de fotones de muy alta energía el positrón y electrón salen hacia adelante fundamentalmente, esta dirección no es tan preferida en el caso de fotones de energías del orden de $h\nu = 2 m_0 c^2$.

4.3.4 Atenuación de la radiación electromagnética

Una característica de la radiación gamma que conviene hacer notar es que al interactuar con la materia por cualquiera de los procesos indicados, en un solo choque el fotón es retirado del haz primario desapareciendo como integrante del haz original. Efectivamente, si se tiene un haz colimado de fotones o haz fino que atraviesa un cierto espesor de material algunos fotones no interactuarán mientras que otros sufrirán cualquiera de los procesos indicados. Si se produce efecto fotoeléctrico el rayo gamma desaparece, y se emite un electrón. Si tiene lugar efecto Compton sale un rayo gamma pero con otra dirección y con menor energía, es decir desaparece como rayo integrante del haz primitivo. En la formación de pares, el rayo gamma desaparece y aparece un electrón y un positrón. Si no ha habido proceso el rayo emergerá del absorbedor sin perder energía y sin sufrir desviación.

Resumiendo, aquellos rayos que consiguieron emerger del absorbedor sin perder energía ni sufrir desviación no interactuaron, mientras que los que actúan con el material fueron eliminados del haz primario en un solo choque.

4.3.4.1 Coefficientes de atenuación lineales, geometría colimada y no colimada. La característica de la radiación gamma indicada en el último párrafo del apartado anterior es la responsable de que la densidad de flujo de un haz colimado o haz fino disminuya en forma exponencial con el material atravesado, según la siguiente expresión:

$$\varphi_x = \varphi e^{-\mu x} \quad \frac{\text{fotones}}{\text{seg cm}^2} \quad (4.31)$$

siendo:

φ : densidad de flujo incidente

φ_x : densidad de flujo residual

x : espesor de material atravesado, expresado en unidades de longitud (cm en general).

μ : coeficiente lineal de atenuación total.

El coeficiente lineal de atenuación total, da una medida del número de fotones primarios que han interactuado y generalmente se expresa en cm^{-1} , en otras palabras, mide la probabilidad de que un fotón interactúe con la materia en la unidad de recorrido.

Conviene recalcar que la energía de los rayos que constituyen el haz de densidad de flujo φ_x es igual a la energía de los rayos del haz de densidad de flujo φ .

En la práctica se puede reproducir un haz colimado, logrando lo que se acostumbra a llamar una buena geometría, según se puede observar en la figura 4.15. Efectivamente, en el gráfico b) se ve que solamente alcanza el detector la radiación electromagnética primaria (que no ha sufrido interacción) en tanto que con geometría pobre (haz no colimado) también los rayos que han interactuado con el absorbente alcanzan el detector, de ahí que en este caso no se cumpla la 4.31.

Vale la pena hacer notar, que en la práctica diaria raramente se trabaja con buena geometría.

Para cada uno de los distintos procesos de interacción de la radiación gamma existe un coeficiente, de manera que se cumple:

$$\mu = \tau + \sigma + \kappa \quad (4.32)$$

siendo:

- τ : coeficiente lineal para el efecto fotoeléctrico, que mide la probabilidad de que una radiación electromagnética sufra efecto fotoeléctrico en la unidad de recorrido.
- σ : coeficiente lineal para el efecto Compton, el que indica la probabilidad de que una radiación electromagnética sufra el proceso Compton en la unidad de recorrido.
- κ : coeficiente lineal para el proceso de formación de pares, que indica la probabilidad de que un fotón forme pares en la unidad de recorrido.

Se han hecho muchas experiencias con miras a obtener valores de los coeficientes de atenuación lineal, para distintas energías y distintos materiales, resultando de ellas el gráfico de la figura 4.16. En este gráfico, las curvas indican los números atómicos (Z) y las energías de los fotones para los cuales son iguales los dos efectos que aparecen vecinos en la figura. Se observa que las colisiones fotoeléctricas son importantes para energías bajas y materiales de alto número atómico. La producción de pares tiene peso solamente para altas energías y materiales de alto número atómico. El proceso Compton predomina a energías intermedias en cualquier material.

4.3.4.2 Coeficientes de atenuación másicos, Semiespesor. Para cualquier tipo de interacción, el coeficiente de atenuación másico se obtiene dividiendo el coeficiente de atenuación lineal por la densidad del material (δ) expresada en gr/cm^3 , en esta forma el coeficiente de atenuación másico queda expresado en cm^2/gr . Los coeficientes másicos son más importantes que los lineales porque son independientes de la densidad y del estado físico (gaseoso, líquido o sólido) del absorbedor.

Cuando en la fórmula 4.31 se emplean en lugar de los coeficientes lineales coeficientes másicos, el espesor debe ser expresado en gr/cm^2 lo que se logra multiplicando el espesor en centímetros por la densidad del material expresada en gr/cm^3 .

Existe un espesor de absorbente, llamado semiespesor, que reduce la densidad de flujo a la mitad de su valor.

El semiespesor, $D_{1/2}$, está conectado con el coeficiente μ de atenuación total mediante la siguiente expresión

$$D_{1/2} = \frac{0,693}{\mu} \quad (4.33)$$

*Si en la expresión 4.31 se hace $\varphi_x = \frac{\varphi}{2}$;
 $x = D_{1/2}$, se tiene

$$\frac{\varphi}{2} = \varphi e^{-\mu D_{1/2}} \quad (4.34)$$

Aplicando logaritmos naturales y resolviendo:

$$-\ln 2 = -\mu D_{1/2} \quad (4.35)$$

$$0,693 = \mu D_{1/2} \quad (4.36)$$

$$D_{1/2} = \frac{0,693}{\mu} \quad \text{que es la 4.33}$$

El semiespesor se determina experimentalmente realizando, con buena geometría, una curva de absorción gamma. En estas condiciones se obtiene una curva exponencial a lo largo de todos los espesores, por lo tanto solamente con espesores tendiendo a infinito se acercaría la densidad de flujo radiante a cero.

Valores de semiespesor para plomo, aluminio y cobre se observan en la figura 4.17.

Si μ en la 4.33 está expresado en cm^2/gr , el semiespesor queda expresado en gr/cm^2 .

*4.3.5 Absorción de energía.

Se recordará que tanto las partículas alfa como las beta producen gran ionización primaria, no siendo este el caso de la radiación gamma. Efectivamente, la ionización primaria originada por un rayo gamma sólo tiene lugar en el efecto fotoeléctrico y en el efecto Compton, donde sólo se produce en cada acto un par de iones.

El electrón secundario (fotoelectrón) producido en el efecto fotoeléctrico lleva como energía cinética prácticamente toda la energía del fotón, en el proceso Compton el electrón secundario (electrón Compton) lleva parte de la energía del rayo gamma y en la producción de pares parte de la energía del rayo gamma aparece como energía cinética del electrón y el positrón. Por lo tanto son los electrones secundarios y los positrones los que producen gran ionización y excitación al ser frenados por el medio, de ahí que la ionización primaria sea despreciable frente a la secundaria, y en general los efectos producidos por la radiación electromagnética se atribuyen fundamentalmente a la ionización secundaria.

Desde un punto de vista práctico (efecto biológico de las radiaciones, desarrollo de imagen en una emulsión, detección, etc) lo que interesa fundamentalmente no es la fracción de rayos de un haz que desaparecen sino la energía de ese haz que ha sido absorbida por el medio.

4.3.5.1 Energía absorbida en un medio, Coeficiente de absorción. Se entiende por energía absorbida en un medio, la energía del fotón que ha sido convertida en energía cinética de electrones secundarios. No se considera "energía absorbida" aquella portada por fotones degradados en el efecto Compton, ni la pérdida como radiación de frenamiento.

En el efecto fotoeléctrico se recuerda que se expulsa del átomo un electrón cuya energía era la del fotón menos la energía de unión del electrón en la órbita de origen (un valor generalmente pequeño). El fotoelectrón entrega su energía principalmente por ionización al medio. La diferencia de energía entre la que posee el fotón y el electrón secundario (energía de unión) en la mayoría de los casos es emitida como rayos X ó

como electrones Auger, tanto unos como otros son de corto alcance, y entregan su energía al medio. De ahí que en el proceso fotoeléctrico se acepte que toda la energía del rayo gamma, es transferida al medio ionizándolo o excitándolo.

En el efecto Compton el rayo gamma original es reemplazado por un rayo gamma de menor energía y un electrón secundario, y es el electrón secundario el que en un pequeño recorrido entrega su energía al medio, de ahí que en este caso se pueda hablar de un coeficiente de absorción Compton y de un coeficiente de dispersión Compton (el que dará una medida de la energía portada por los rayos gamma degradados) que estarán conectados con el coeficiente de atenuación Compton mediante la siguiente expresión:

$$\sigma = \sigma_s + \sigma_a \quad (4.37)$$

siendo:

σ : coeficiente de atenuación para el efecto Compton
 σ_s : coeficiente de dispersión para el efecto Compton
 σ_a : coeficiente de absorción para el efecto Compton.

El coeficiente σ_a es de gran importancia puesto que en cierta forma representa la absorción real de energía a partir de la radiación electromagnética que ha sufrido efecto Compton.

En el proceso de formación de pares al absorberse el fotón, solamente una parte de su energía como ya se indicó, es transferida al electrón y positrón (electrones secundarios) los que a su vez la transfieren al medio a través de ionizaciones y excitaciones. El remanente $2 m_0 c^2 = 1,02$ Mev de la energía total del fotón reside en las masas de reposo del electrón y el positrón. El positrón ya frenado se aniquila con un electrón produciéndose dos rayos gamma. Estos rayos gamma de 0,51 Mev cada uno se consideran radiación dispersada, similar al fotón Compton. De ahí que, en forma similar, se defina un coeficiente de absorción para la formación de pares que está conectado con el coeficiente de atenuación lineal según la siguiente expresión:

$$\kappa_a = \kappa \frac{E_\gamma - 1,02}{E_\gamma} = \kappa \frac{h\nu - 1,02}{h\nu} \quad (4.38)$$

donde:

K : coeficiente de atenuación lineal para el proceso de formación de pares

K_a : coeficiente de absorción lineal para el proceso de formación de pares.

A altas energías gamma el factor $\frac{h\nu - 1,02}{h\nu}$ se acerca a la unidad, de ahí que en esos casos se pueda emplear el coeficiente de atenuación (K) para cálculos de energía absorbida.

Resumiendo, desde el punto de vista de la atenuación de un haz (disminución de la densidad de flujo), se definen un coeficiente de atenuación lineal y otro másico para el efecto fotoeléctrico (τ y τ/δ), un coeficiente de atenuación lineal y otro másico para el efecto Compton (σ y σ/δ), y un coeficiente de atenuación lineal y otro másico para la formación de pares (K y K/δ).

Desde el punto de vista de la absorción de la energía de un haz, se definen un coeficiente de absorción lineal y otro másico para el efecto fotoeléctrico, que resultan ser iguales a los coeficientes lineales y másicos de atenuación para el proceso fotoeléctrico (τ y τ/δ), un coeficiente de absorción lineal y otro másico para el proceso Compton (σ_a y σ_a/δ), y un coeficiente de absorción lineal y otro másico para la formación de pares (K_a y K_a/δ).

Por otro lado, se define un coeficiente lineal o másico de atenuación total dado por:

$$\mu = \tau + \sigma + K = \tau + \sigma_s + \sigma_a + K \quad (\text{lineal}) \quad (4.39)$$

$$\frac{\mu}{\delta} = \frac{\tau}{\delta} + \frac{\sigma}{\delta} + \frac{K}{\delta} = \frac{\tau}{\delta} + \frac{\sigma_s}{\delta} + \frac{\sigma_a}{\delta} + K \quad (\text{másico}) \quad (4.40)$$

También se tendrá un coeficiente lineal o másico de absorción total tal que:

$$\mu_a = \tau + \sigma_a + K_a \quad (\text{lineal}) \quad (4.41)$$

$$\frac{\mu_a}{\delta} = \frac{\tau}{\delta} + \frac{\sigma_a}{\delta} + \frac{K_a}{\delta} \quad (\text{másico}) \quad (4.42)$$

En las figuras 4.18 y 4.19 se observan distintos coeficientes másicos para distintas energías gamma en plomo y yoduro de sodio.

De ahí, que si se tiene un haz colimado de densidad de flujo φ , la pérdida de densidad de flujo en un recorrido dx estará dada por la expresión 4.31 en la que interviene el coeficiente lineal de atenuación total μ .

La energía retirada del haz, la disminución de flujo de energía o de intensidad de radiación en el recorrido dx , se calcula por la expresión siguiente:

$$d\varphi E_{\gamma} = d\varphi h\nu = dI = \varphi E_{\gamma} \mu dx = \varphi h\nu \mu dx = I \mu dx \frac{\text{Mev}}{\text{cm}^2 \text{ seg}} \quad (4.43)$$

El valor $d\varphi E_{\gamma}$ no representa la energía absorbida en el medio según se definió este término en el recorrido dx , sino representa la energía retirada del haz colimado, es decir la energía absorbida más la portada por los fotones Compton y la empleada en producir positrones y electrones en la formación de pares.

La energía absorbida en un dx de recorrido estará dada por una expresión en la que aparece el coeficiente de absorción total (μ_a).

$$\begin{aligned} \text{Energía absorbida} &= d\varphi_a h\nu = dI_a = \varphi h\nu \mu_a dx = \\ &= I \mu_a dx \frac{\text{Mev}}{\text{cm}^2 \text{ seg}} \end{aligned} \quad (4.44)$$

De la expresión 4.44 se deduce

$$\frac{dI_a}{dx} = I \mu_a \frac{\text{Mev}}{\text{cm}^3 \text{ seg}} \quad (4.45)$$

De la 4.45 se concluye: la velocidad de absorción de energía de un haz colimado por unidad de volumen, es el producto de la densidad de flujo de energía por el coeficiente de absorción total.

Vale la pena hacer notar que el número total de fotones por unidad de tiempo (fotones/seg) no es alterado por el efecto

Compton ya que el fotón secundario (dispersado) reemplaza al fotón primario. En la formación de pares el número total de fotones es doblado, porque por cada fotón primario aparecen dos rayos de 0,51 Mev (aniquilamiento). En cambio, en el efecto fotoeléctrico el número es reducido por que el fotón desaparece.

Para resumir y concluir se puede observar el gráfico de la figura 4.20.

En este gráfico, en ordenadas se ha indicado el logaritmo de la transmisión relativa ($\frac{n_x}{n}$) del cobalto 60 ($^{60}_{27}\text{Co}$) al atravesar un espesor variable de plomo, (x), siendo n_x el número de fotones por unidad de tiempo que logran atravesar el plomo, y n el número de fotones por unidad de tiempo que inciden sobre el plomo.

Para el caso de buena geometría (haz colimado), la atenuación del haz está regida en forma exponencial por el coeficiente de atenuación total según:

$$n_x = n e^{-\mu x} \quad (4.46)$$

$$\frac{n_x}{n} = e^{-\mu x} \quad (4.47)$$

La ecuación 4.47 está representada por la recta (a) y la pendiente de la misma es μ .

Para el caso de haz no colimado (mala geometría) la transmisión relativa está dada por la curva (b), lo que indica que la transmisión es mayor que en el caso de un haz colimado, debido a que contribuyen a engrosar el haz los fotones secundarios.

4.4.0 REFERENCIAS

- (1) Barreira, F., Laranjeira, M., Intern. J. App. Rad. and Isotopes, 2, 145 (1957)
- (2) Bosch, H.E., Abecasis, S.M., Nociones de Física Nuclear y Radiodosimetría, Cuadernos-100 EUDEBA (1965).
- (3) Chase, G.D., Rabinowitz, J.L., Principles of Radioisotope Methodology, Burgess Publishing Company, Minneapolis 15, Minnesota.
- (4) Evans, R.D., The Atomic Nucleus, Mc Graw Hill Book Company, Inc, Estados Unidos de Norteamérica (1955).
- (5) Feather, N., Proc. Cambridge Phil. Soc., 34, 599, (1938).
- (6) Friedlander, G., Kennedy, J.W., Nuclear and Radiochemistry, John Wiley and Sons, Inc. (1949).
- (7) Overman, R.T., Clark, H.M., Radioisotope Techniques, Mc Graw Hill Book Company, Inc. New York, (1960).
- (8) Seelmann Eggebert, W., Pfenning, G., Münzel, H., Tabla de Núclidos, Karlsruhe, Alemania, Tercera Edición (1968).

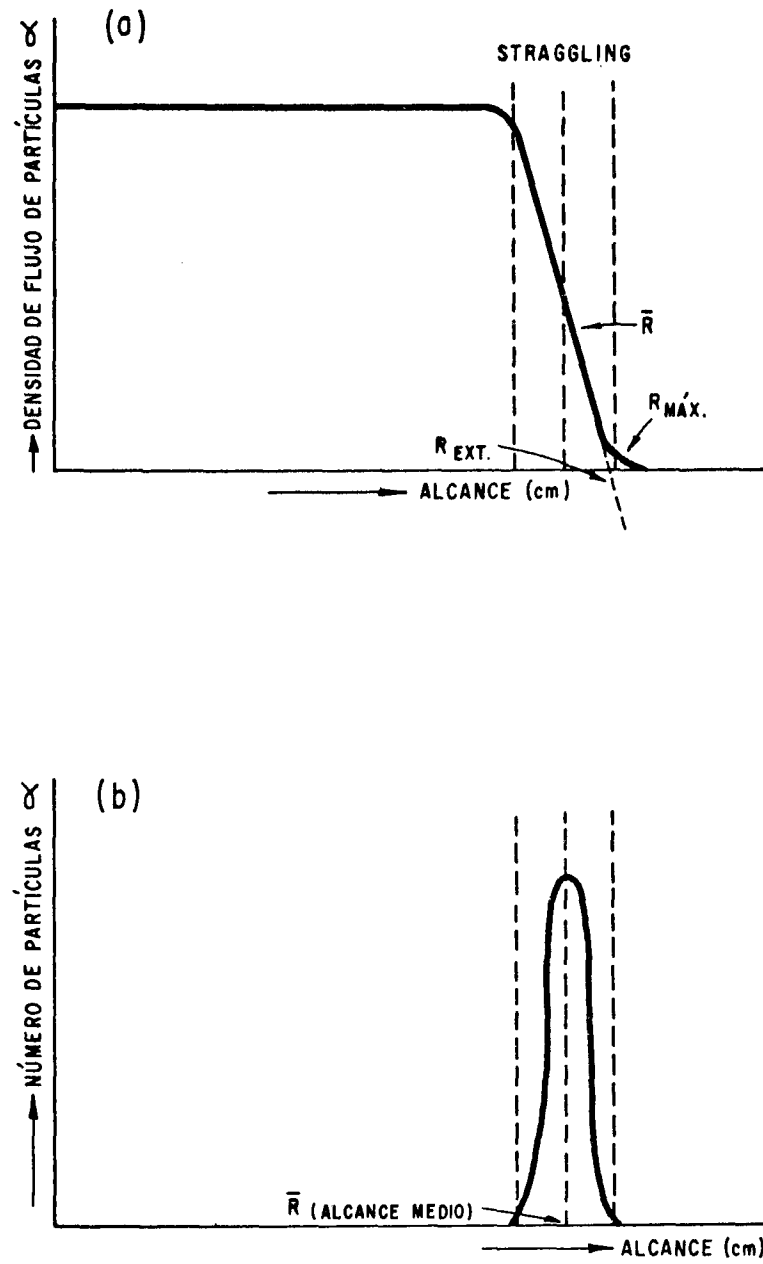


Fig. 4.1 Alcance de las partículas alfa.

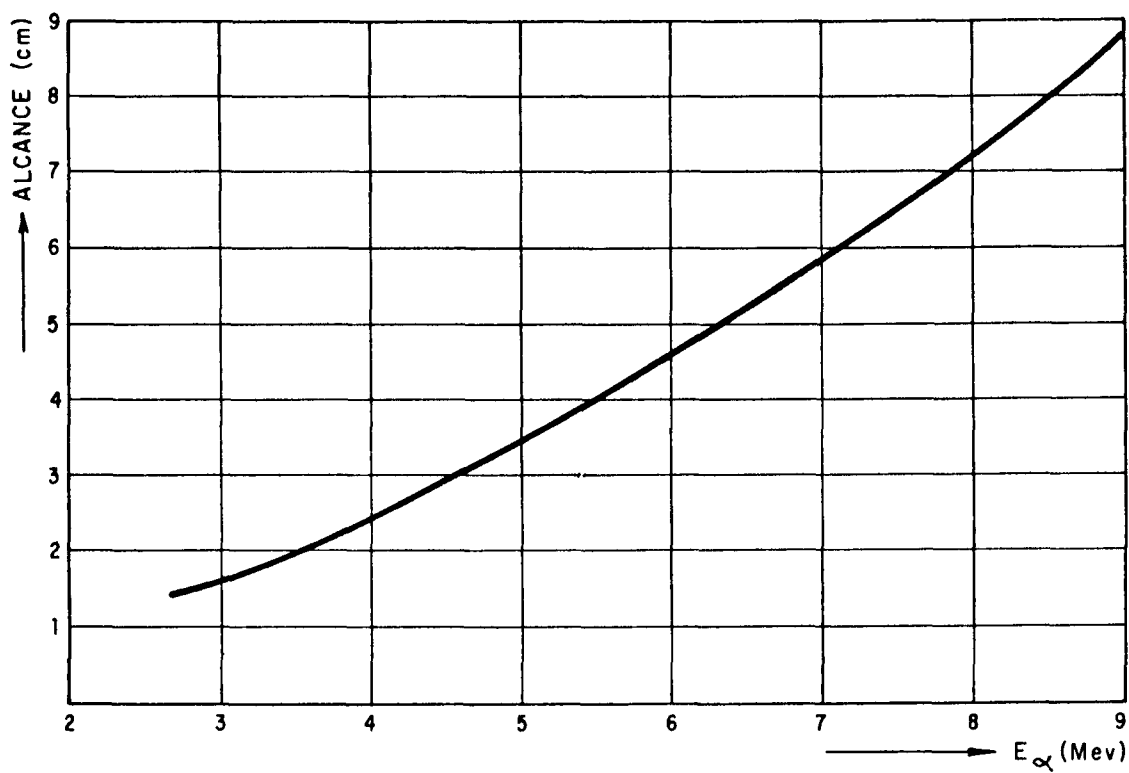


Fig. 4.2 Alcance de las partículas alfa en aire a 15° C y 760 Torr.

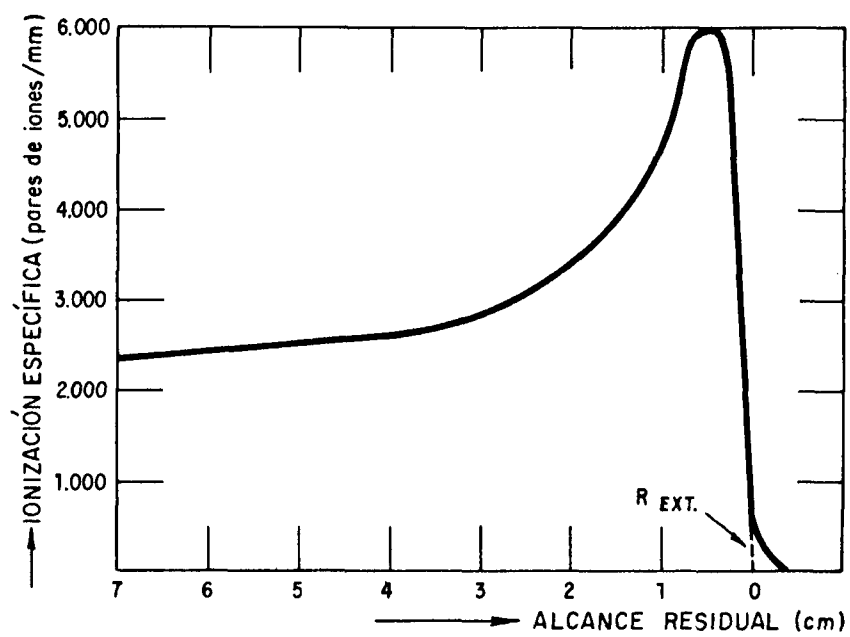


Fig. 4.3 Curva de Bragg.

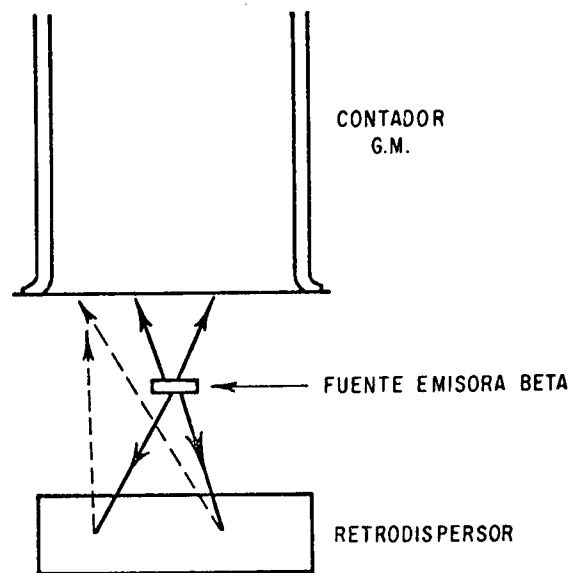


Fig. 4.4 Esquema simplificado de la retrodispersión de las partículas beta.

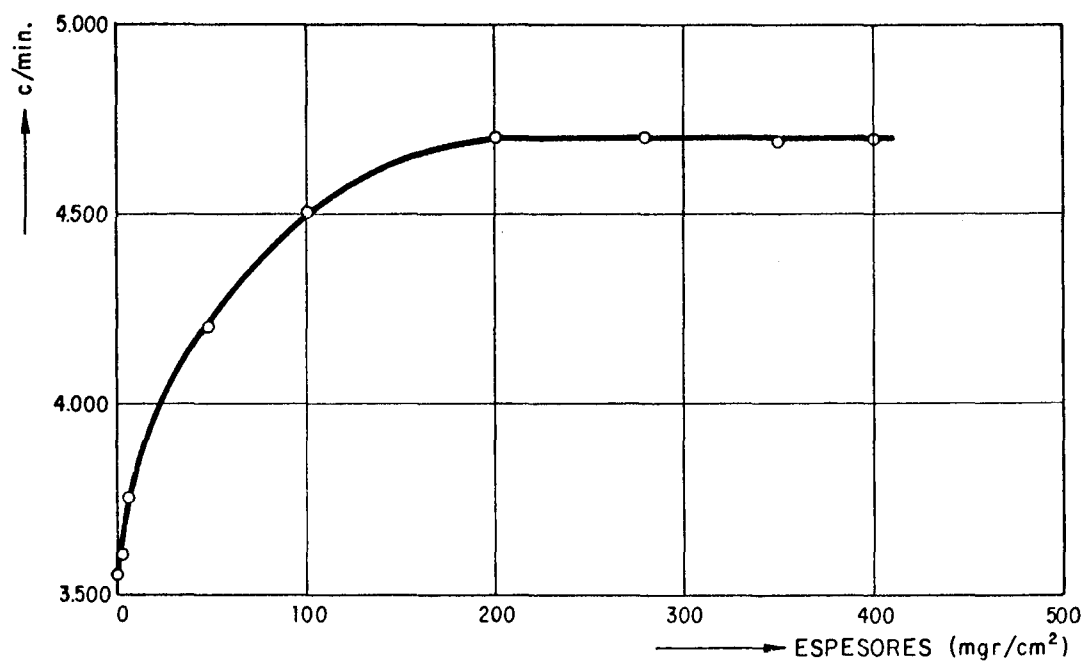


Fig. 4.5 Retrodispersión de ^{32}P con espesores crecientes de retrodispersores de aluminio.

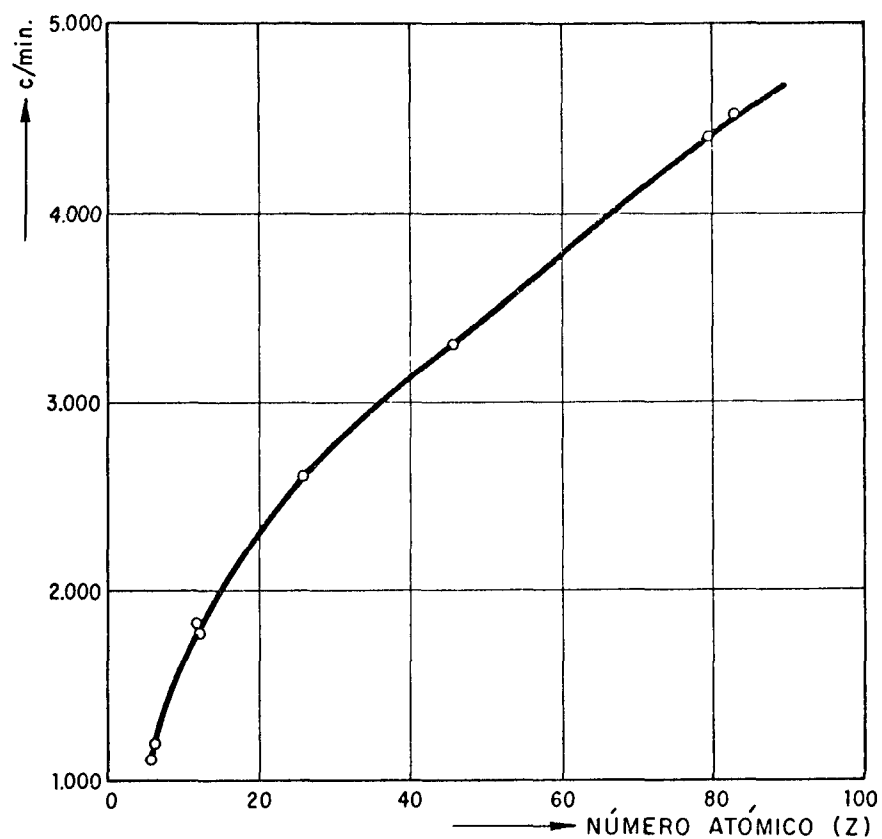


Fig. 4.6 Retrodispersión de ^{32}P en función del número atómico del retrodispersor.

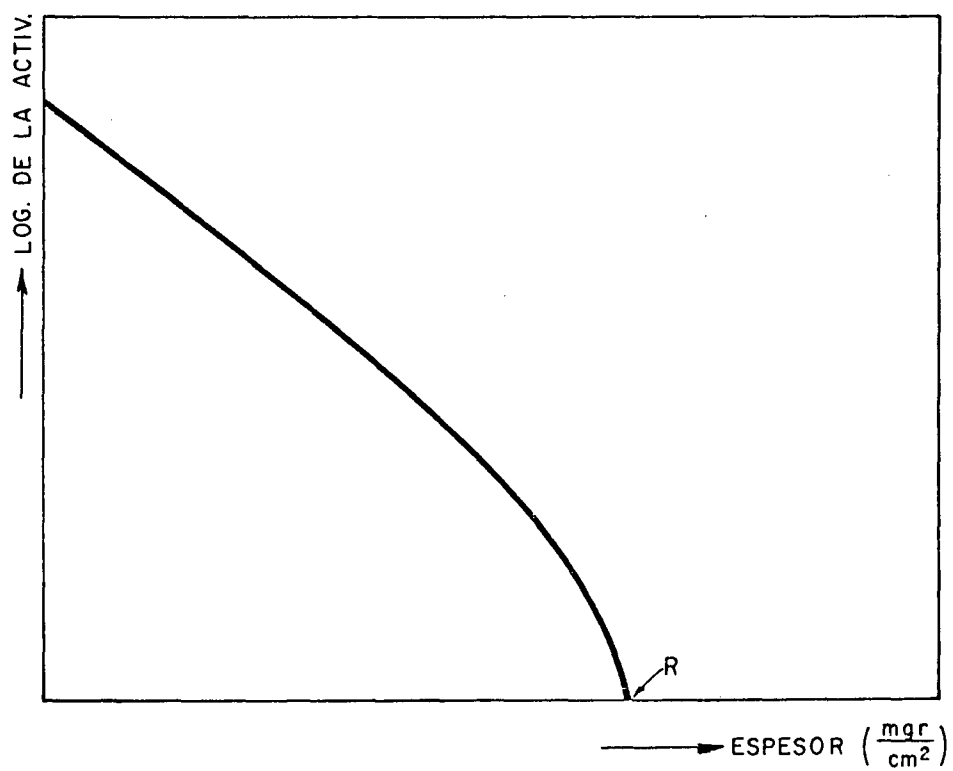


Fig. 4.7 Curva de absorción de un emisor beta.

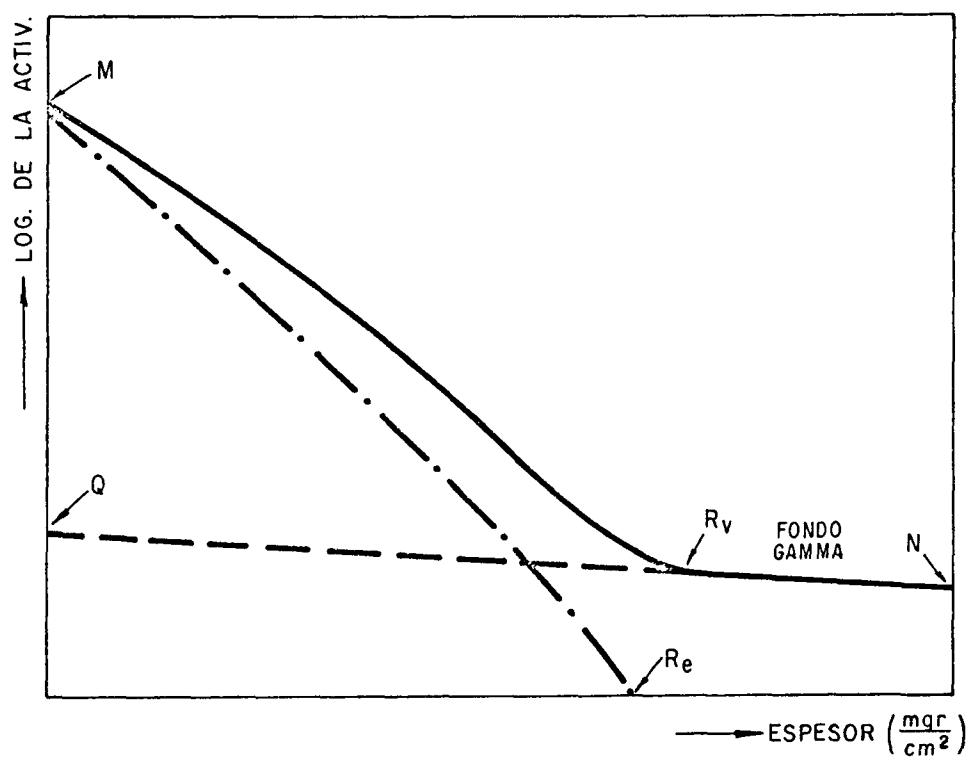


Fig. 4.8 Curva de absorción de un emisor beta con componente gamma.

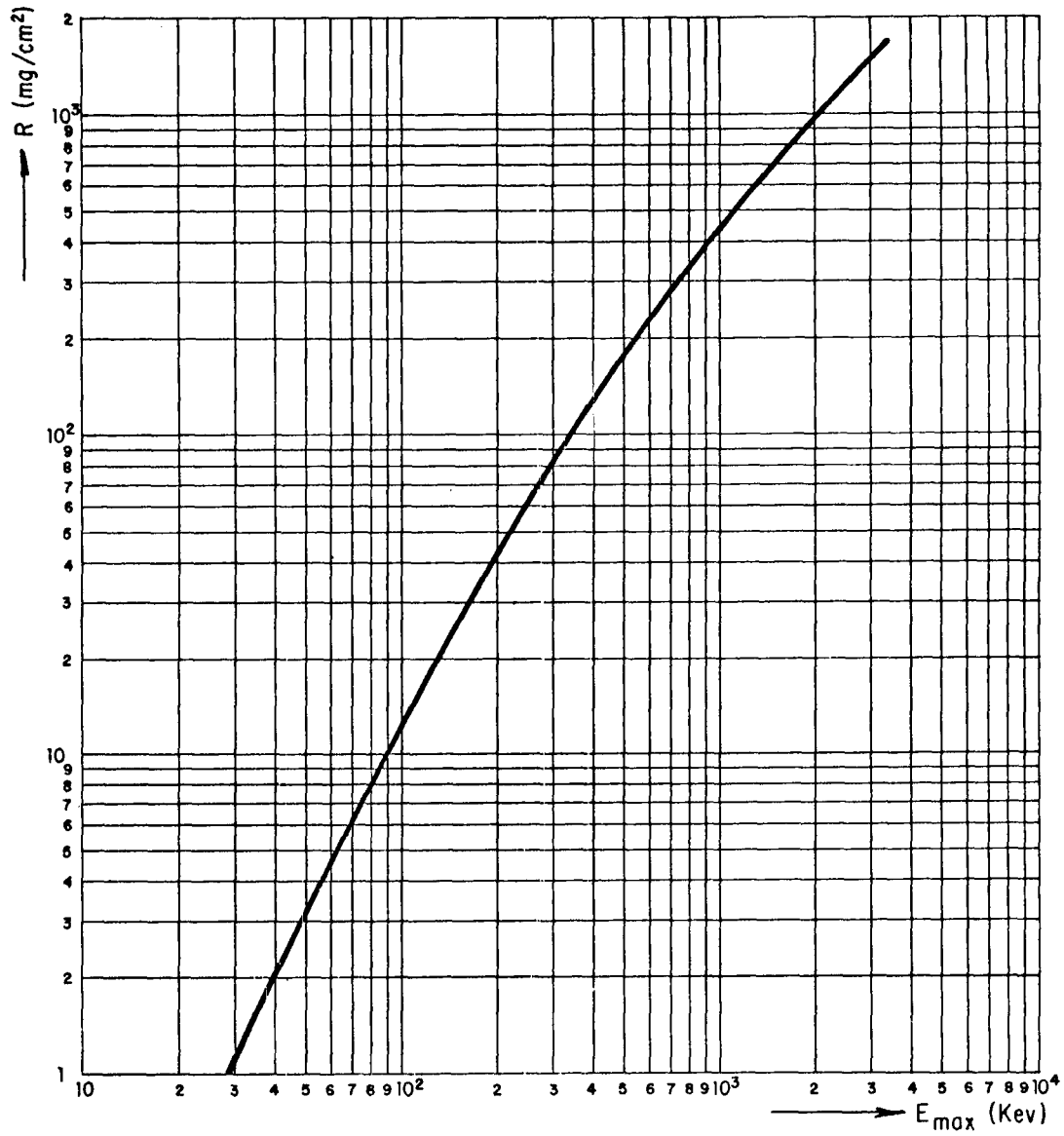


Fig. 4.9 Relación energía - alcance en aluminio para partículas beta.

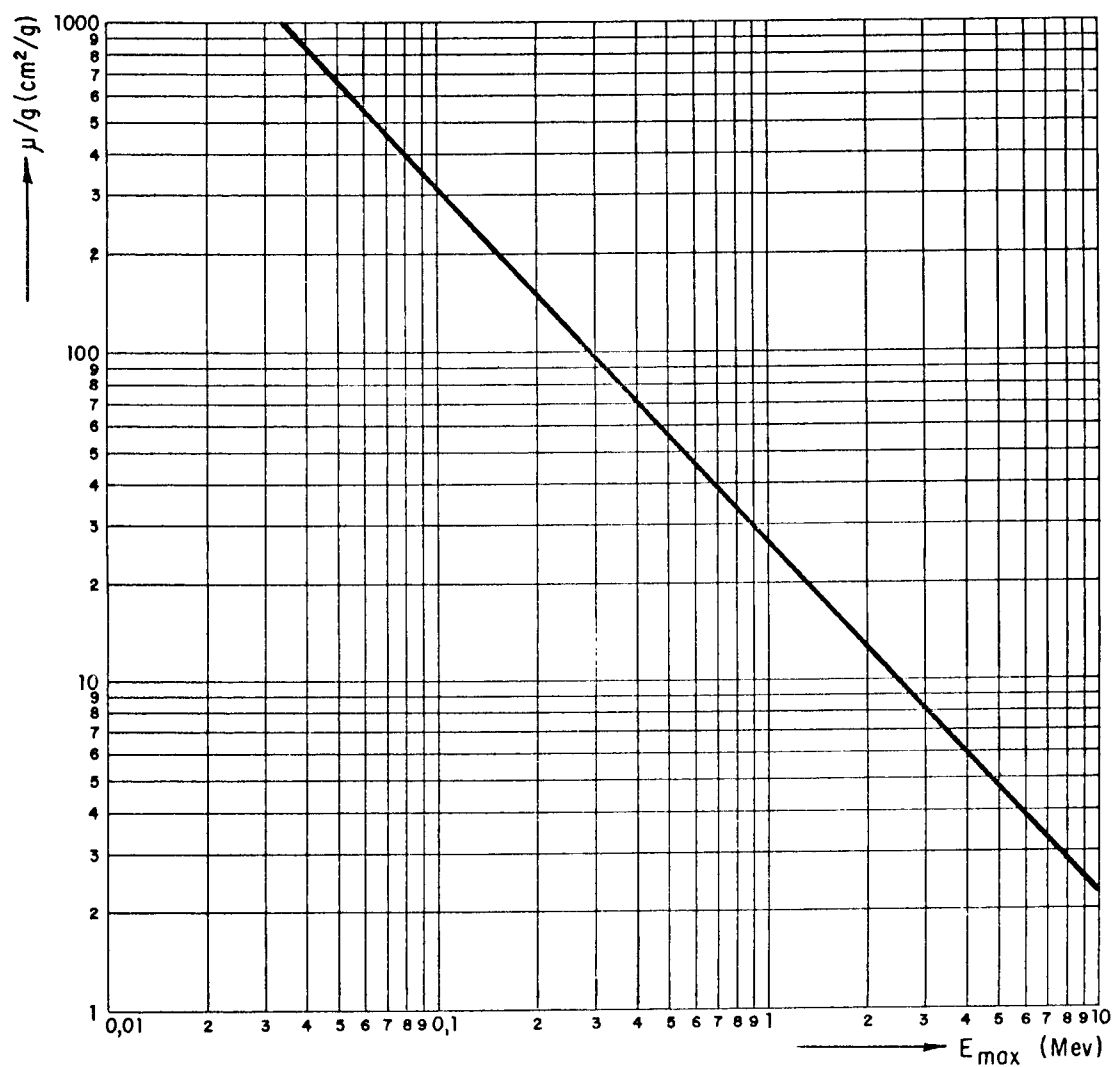


Fig. 4.10 Coeficientes de absorción másicos para aluminio en función de la energía máxima de las partículas beta.

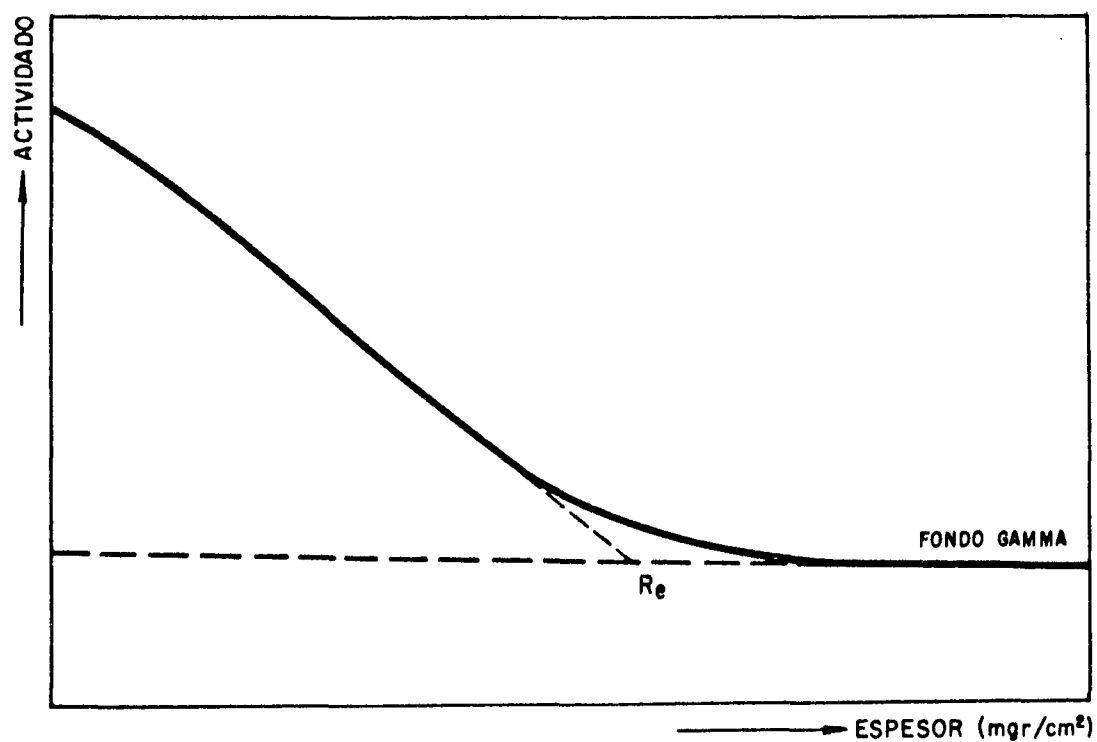


Fig. 4.11 Curva de absorción de electrones monoenergéticos.

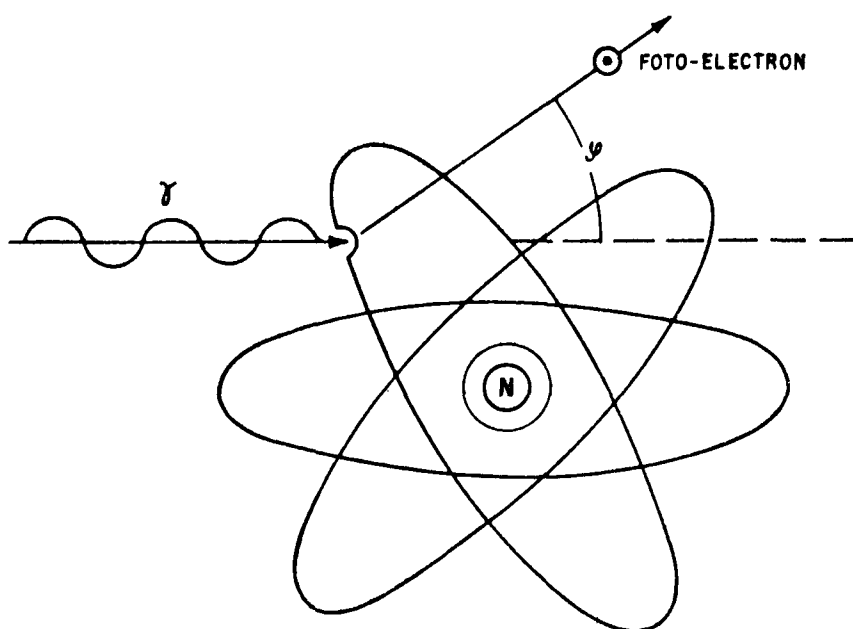


Fig. 4.12 Esquema del efecto fotoeléctrico.

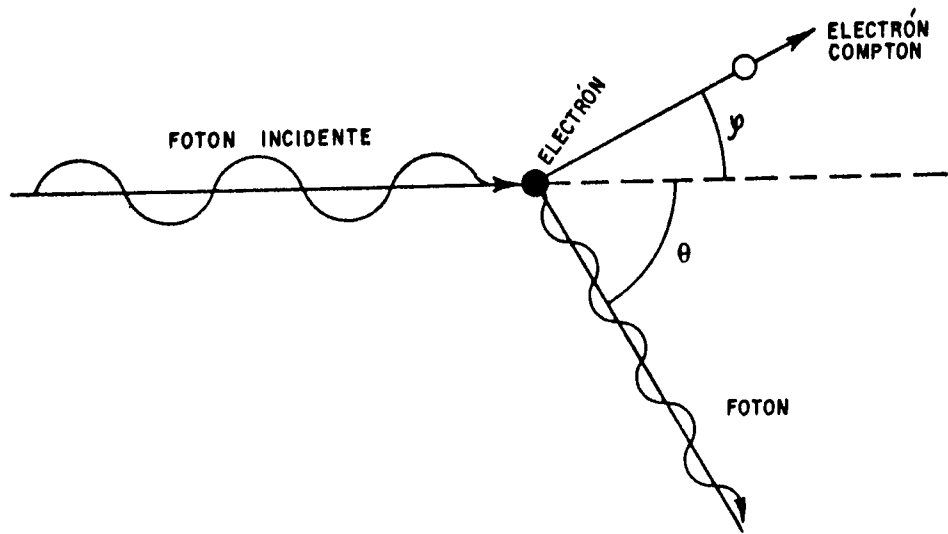


Fig. 4.13 Representación esquemática del efecto Compton.

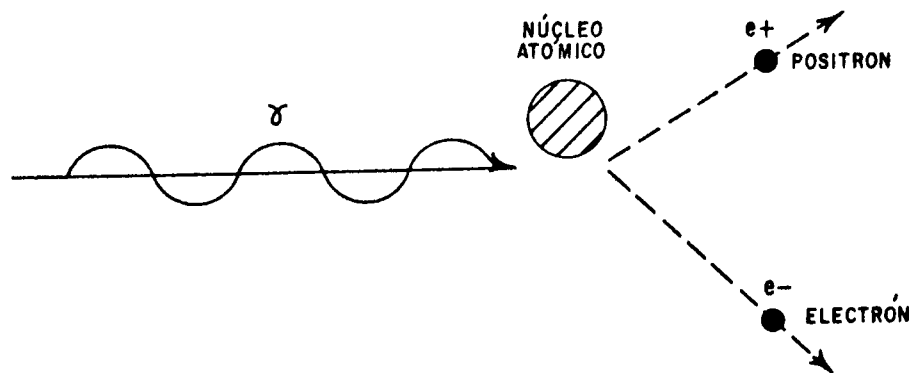


Fig. 4.14 Esquema que indica la formación de pares en la cercanía de un núcleo atómico.

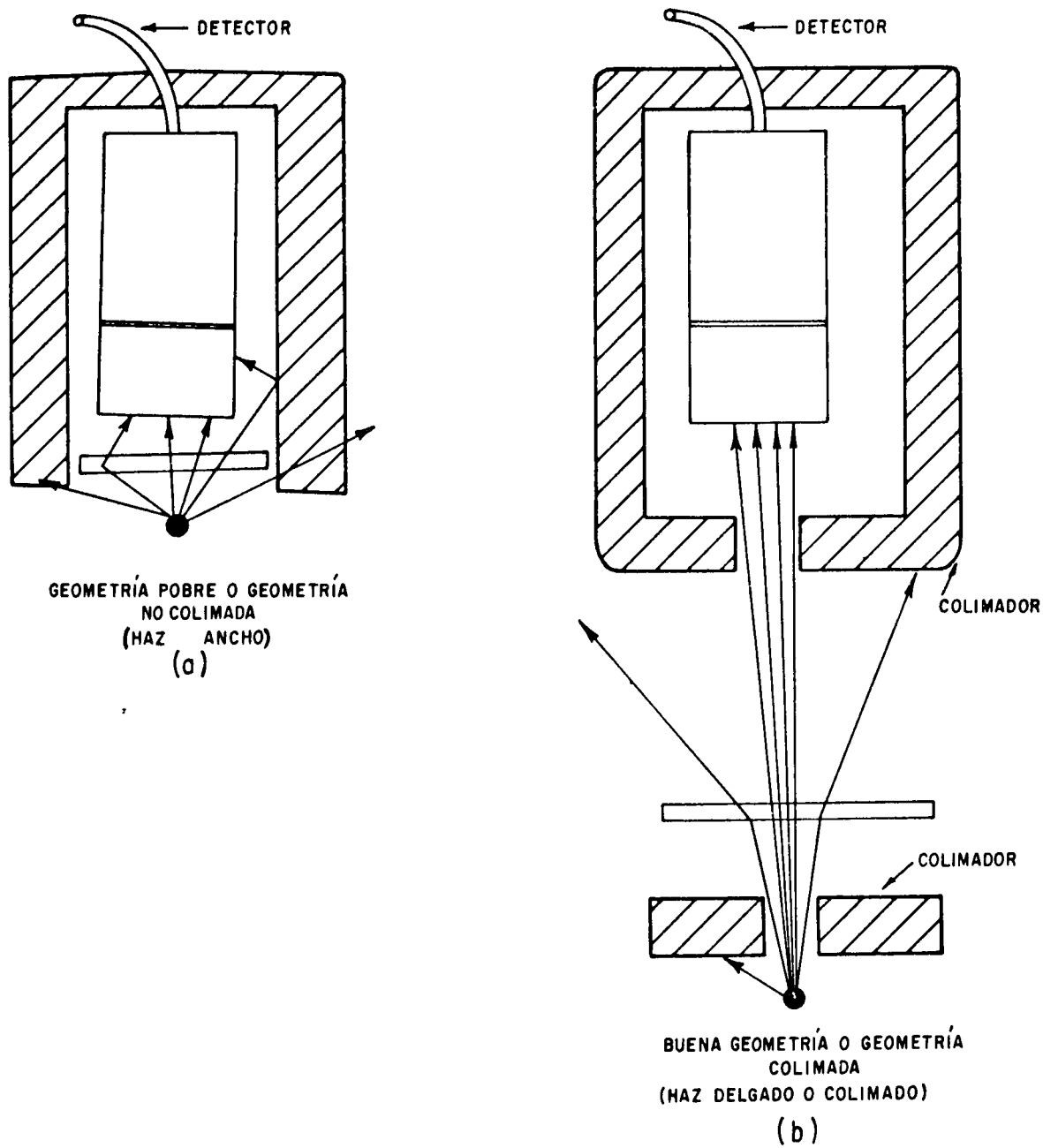


Fig. 4.15 Geometría colimada y no colimada.

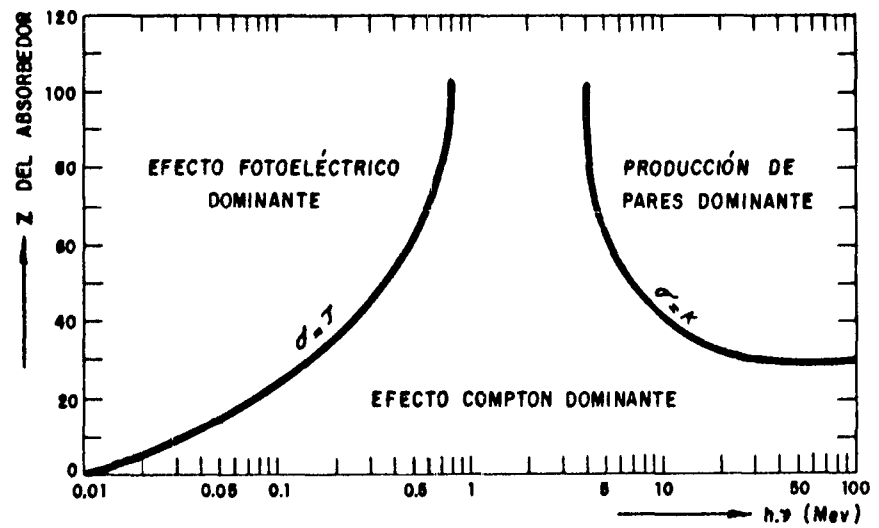


Fig. 4.16 Importancia relativa de los tres principales tipos de interacción gamma con la materia.

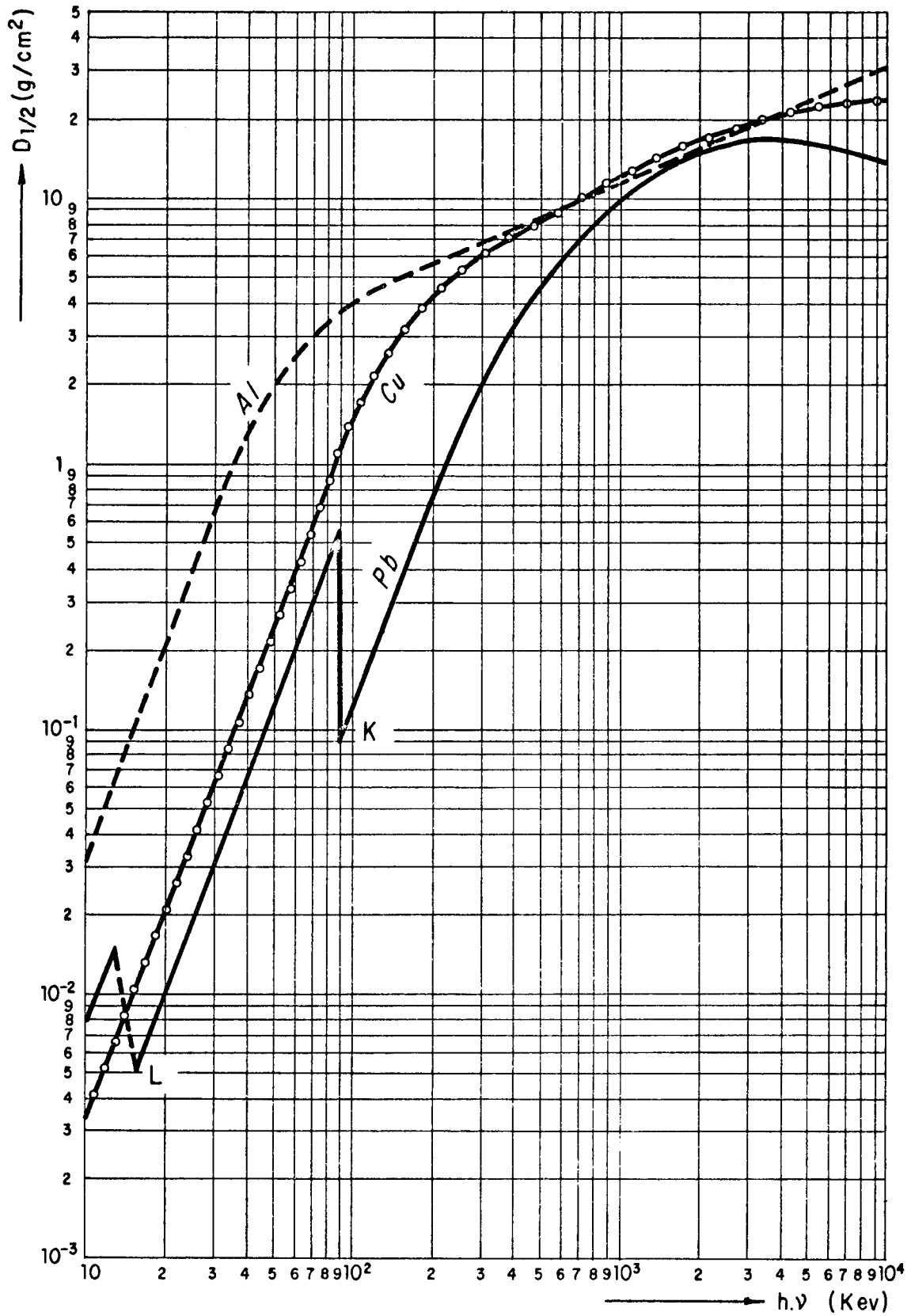


Fig. 4.17 Espesor de semirreducción calculado para rayos gamma en aluminio, cobre y plomo.

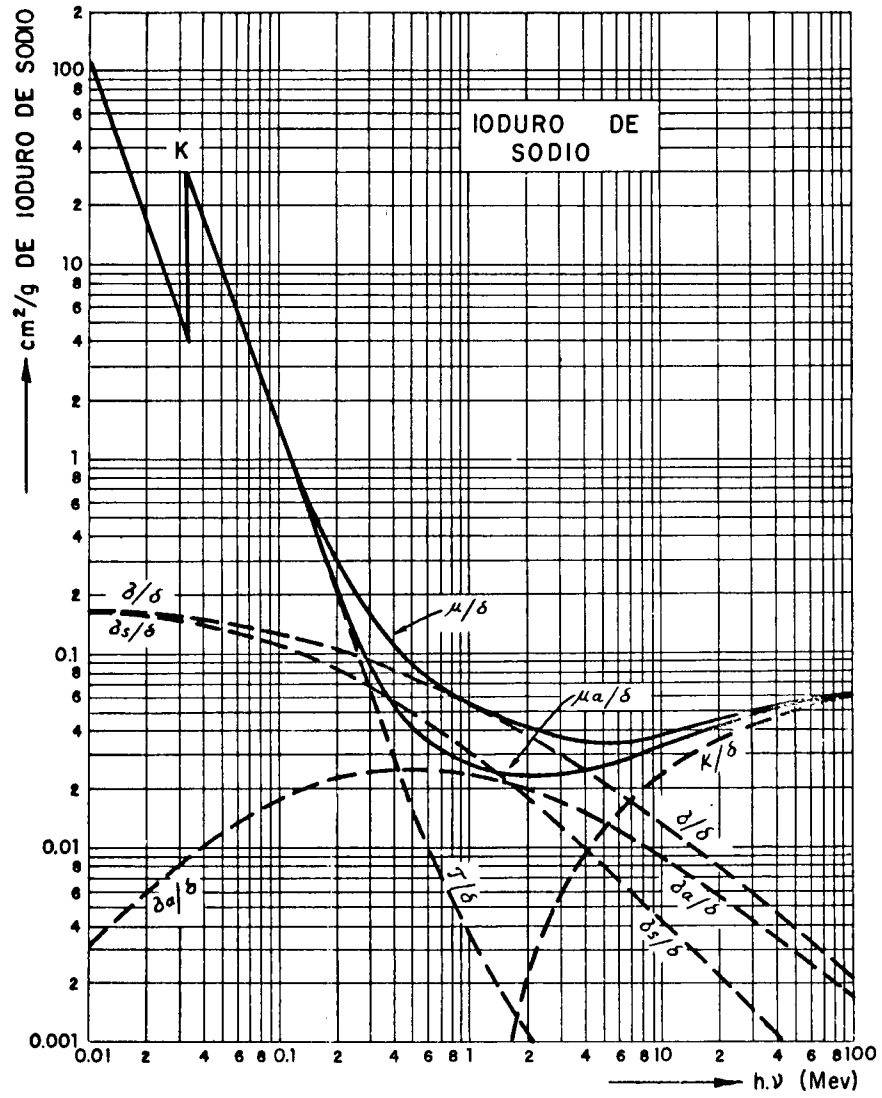


Fig. 4.19 Coeficientes de atenuación másicos para fotones en yoduro de sodio.

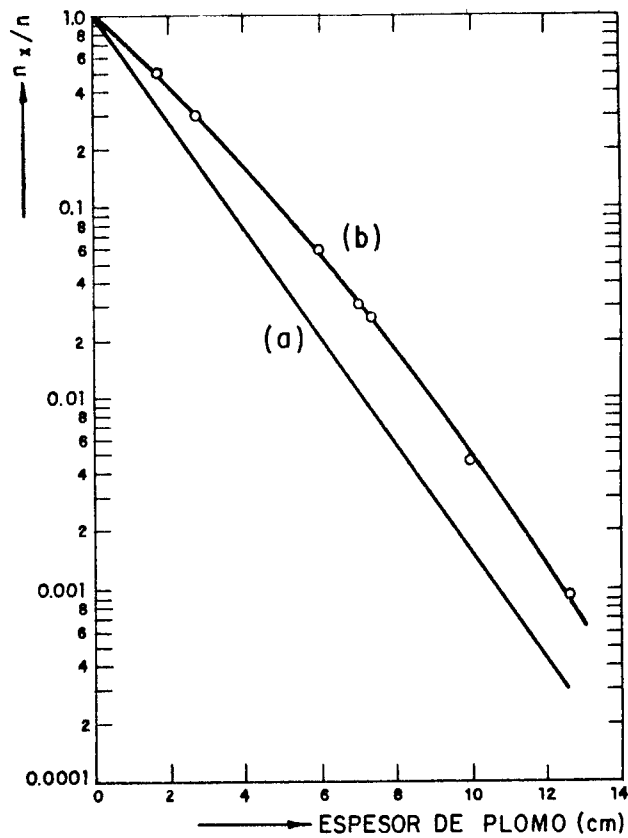


Fig. 4.20 Curva (a): variación de la transmisión de la radiación electromagnética proveniente de la desintegración del ^{60}Co en función del espesor de absorbente, usando geometría colimada.
Curva (b): variación de la transmisión para la misma radiación y el mismo absorbente usando geometría no colimada.