

06.75.27

CNEA AC 13/75

COMISION NACIONAL DE ENERGIA ATOMICA
DEPENDIENTE DE LA PRESIDENCIA DE LA NACION

CENTRAL NUCLEAR EN ATUCHA

INTERACCION DE PARTICULAS CARGADAS Y RA-
DIACION ELECTROMAGNETICA CON LA MATERIA

Lic. José Ricardo Latorre
Depto. Seguridad y Radioprotección
C.N.A.
Apuntes de Curso

Buenos Aires - Argentina

- 1975 -

INTERACCION DE PARTICULAS CARGADAS CON LA MATERIA

La interacción de las partículas cargadas con la materia tiene lugar entre dichas partículas con núcleos atómicos, con electrones orbitales, con partículas libres, o con el campo que rodea al núcleo de un átomo.

Dichas interacciones se denominan "elásticas" o "inelásticas" según se conserve o no la energía cinética total del sistema (compuesto por la partícula incidente y la partícula blanco), respectivamente. En este último caso la energía cinética que "desaparece" del sistema se transforma en algún otro tipo de energía.

Tipos de interacción elástica

Los casos más importantes son:

- I) De una partícula cargada con un núcleo: En este caso la partícula es desviada de su trayectoria original, perdiendo algo de su energía cinética inicial.
- II) De una partícula cargada con electrones orbitales: La partícula cargada es desviada elásticamente por el campo de los electrones de un átomo, perdiendo muy poca energía cinética. Esta interacción solo tiene importancia en el caso de electrones de muy baja energía (por debajo de 100 eV).

Tipos de interacción inelástica

- I) De una partícula cargada con un núcleo: La partícula es desviada de su trayectoria al acercarse al campo del núcleo (atracción o repulsión). La energía cinética que pierde el sistema es emitida en forma de radiación electromagnética, o se emplea en excitar el núcleo blanco.
- II) De una partícula cargada con electrones atómicos: hay dos casos posibles, a saber:
 - a) Excitación: Un electrón orbital pasa a un nivel cuántico de mayor energía. Ese exceso de energía es emitido en forma de radiación electromagnética de longitud de onda característica del material absorbente.
 - b) Ionización: La energía absorbida por un electrón orbital es suficiente para separarlo del átomo. El electrón libre resultante y el átomo ionizado constituyen lo que se llama "un par iónico".

Al atravesar una partícula cargada un medio material, todos estos fenómenos mencionados tienen su probabilidad de ocurrencia. La partícula pierde energía cinética en cada uno de ellos y finalmente se detiene. En esas transferencias de energía se dice que ha habido "absorción de la radiación por el medio". Por tal motivo se habla de "medio absorbente" o "absorbedor".

Ionización específica (partículas o fotones)

Es el numero de pares de iones que una partícula o fotón pueden producir por cm. de trayectoria en un material determinado.

La ionización específica varía aproximadamente en forma inversamente proporcional a la velocidad. Para partículas de la misma masa, la ionización específica aumenta con la carga. Para partículas de la misma energía, las de mayor masa producen mayor ionización específica; pues las partículas más pesadas (de energía determinada) se desplazan con mayor lentitud y se mantienen durante más tiempo en las proximidades de los átomos del material que atraviesan, aumentando así la probabilidad de ionización.

Como no poseen carga eléctrica, los rayos gamma y los rayos X apenas producen ionización directa. Sin embargo cuando estos rayos atraviesan la materia provocan la expulsión de electrones que a su vez son capaces de producir ionización considerable. Esta forma de producir ionización por vía indirecta se denomina ionización secundaria. También pueden, los rayos gamma y X, producir excitación electrónica, directa o indirectamente.

Los neutrones, también eléctricamente neutros, se comportan de modo algo similar, pues producen abundante ionización secundaria a través de procesos diferentes. Uno de ellos es el denominado "retroceso de protones y otro posible es la reacción" (n, α).

Las excitaciones e ionizaciones directas e indirectas provocadas por partículas alfa y beta, así como las excitaciones e ionizaciones indirectas producidas por radiación gamma ó X y neutrones revisten gran importancia en relación a los métodos de detectar o contar radiaciones nucleares y en relación también con sus efectos en los tejidos vivos.

La mayoría de los iones positivos y electrones libres que se forman cuando las radiaciones nucleares atraviezan la materia, vuelven a reunirse para constituir átomos ó moléculas neutras. Este proceso es exotérmico, liberándose energía en forma de calor. Es decir que fundamentalmente, toda la energía de las radiaciones nucleares se degrada en último término, a calor.

Alcance:

El mínimo espesor de absorbente necesario para detener un haz de partículas cargadas se llama "Alcance" de esa partícula en el medio absorbente considerado. Su determinación es empírica.

Las unidades más utilizadas para expresar alcances son: cm, mm, μ (10^{-6} cm).

Espesor:

Se define como el producto del alcance R de una partícula cargada en un medio, por la densidad δ de dicho medio. Es decir

$$\text{Espesor} = R \times \delta$$

El "espesor" tiene un significado físico bien definido: es la masa de absorbente, por unidad de superficie, necesario para de tener o absorber las partículas consideradas.

Las unidades más utilizadas para expresar espesores son: gr/cm^2 , mgr/cm^2 .

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	$4,0026 \mu$ $6,6460 \cdot 10^{-24} g$	+ 2	3-8 MeV	2-8 cm	20-40 μ	núcleos pesados
	beta negativa	$5,4860 \cdot 10^{-4} u$ $9,1091 \cdot 10^{-28} g$	- 1	0-5 MeV	0-10 m	0-1 mm	núcleos con alta relación n/p
	beta positiva	$5,4860 \cdot 10^{-4} u$ $9,1091 \cdot 10^{-28} g$	+ 1	0-5 MeV	0-10 m	0-1 mm	núcleos con baja relación n/p
	neutrones	$1,0086654 u$ $1,67482 \cdot 10^{-24} g$	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

INTERACCION DE PARTICULAS PESADAS CON LA MATERIA. PARTICULAS ALFA

Se consideran partículas pesadas aquellas cuya masa es mayor que la masa en reposo del electrón. En esta categoría se encuentran las partículas alfa, protones, deuterones y tritones. Desde el punto de vista práctico las más interesantes son las partículas alfa.

Midiendo la ionización específica producida en el aire por partículas alfa de una fuente determinada, a distintas distancias de la fuente, se obtiene una curva de forma característica, denominada "curva de Bragg", la cual se representa en la figura 1.

En dicha curva puede apreciarse como aumenta la ionización específica a medida que aumenta el tiempo de interacción.

La energía necesaria para ionizar el aire es en promedio de 32,5 eV. Conociendo la energía E_α de la partícula alfa, el número N_p de pares iónicos que es capaz de producir es:

$$N_p = \frac{E_\alpha}{32,5 \text{ eV}} \quad (\text{eV})$$

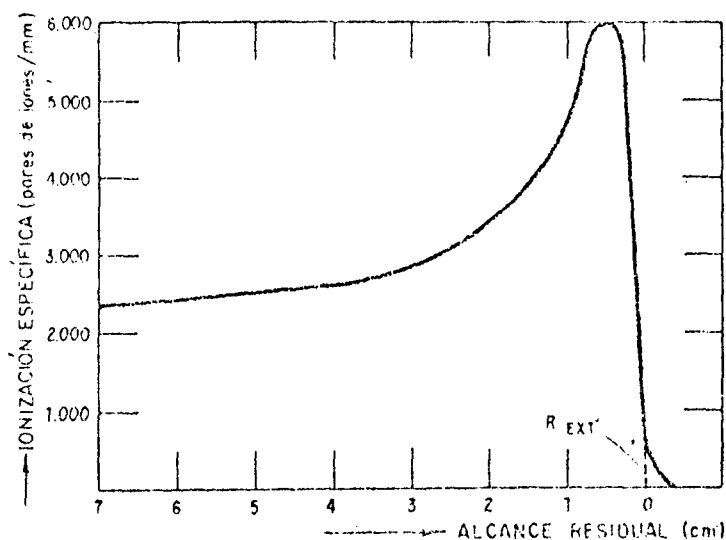


Fig. 1: Ionización específica de partículas alfa en aire.

El alcance de las partículas alfa en un dado material no es un valor fijo, sino que éste varía estadísticamente alrededor de cierto valor, como muestra la figura 2.

Definimos, en consecuencia, el alcance de una partícula alfa, como el valor medio del alcance. Este valor para un material determinado, es una medida de la energía de las partículas alfa.

El alcance medio de las partículas alfa en aire, medido en cm, a 15°C y 760 mm de presión, es aproximadamente igual a la energía expresada en MeV, es decir

$$R \text{ (cm)} \simeq E_\alpha \text{ (MeV)}$$

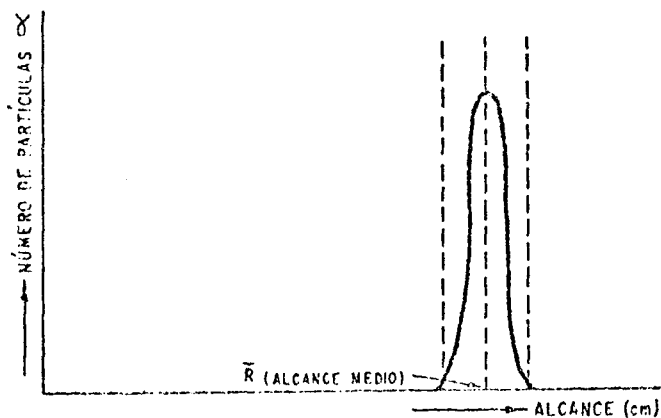


Fig.2: Alcance de las partículas alfa.

tal como puede apreciarse en la figura 3. De ahí que el alcance de las mismas varíe entre 3 y 8 cm.

Existe proporcionalidad inversa entre el período de un radioisótopo y la energía, y por tanto con el alcance de las partículas alfa que emite. En la tabla 2 se consignan algunos datos correspondientes a emisores alfa, que tienen interés desde el punto de vista de los reactores nucleares.

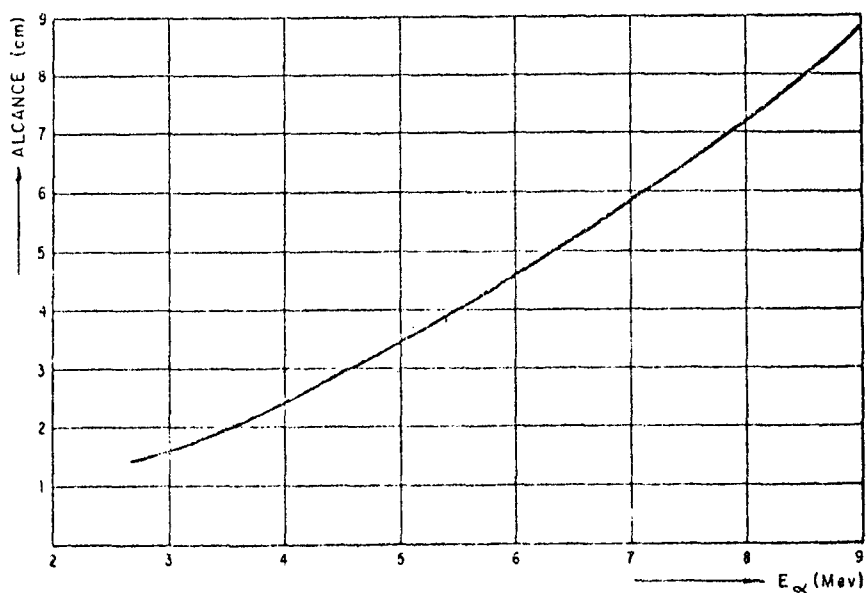


Fig. 3 : Alcance de las partículas alfa en aire a 15° C y 760 Torr.

Fig. 3

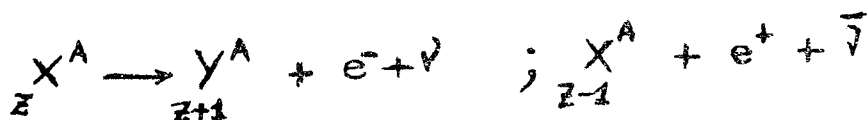
Las partículas alfas provenientes de una misma reacción nuclear, poseen todas la misma energía o bien se reparten en dos o tres grupos energéticos perfectamente definidos.

TABLA 2 PERÍODOS, ENERGÍAS Y ALCANCES EN EL AIRE

Radioelemento	Período (año)	Energía (MeV)	Alcance en el aire	
			cm	pulg
Torio-232	$1,39 \times 10^{10}$	4,0	2,5	1,0
Uranio-238				
Uranio-235	$7,13 \times 10^8$	4,4 y 4,6	2,9 y 3,1	1,15 a 1,2
Uranio-233	$1,62 \times 10^5$	4,8	3,3	1,3
Plutonio-239	$2,41 \times 10^4$	5,1	3,6	1,4

INTERACCION DE LAS PARTICULAS BETA CON LA MATERIA

Las partículas beta son de la misma naturaleza que los electrones orbitales, si bien su origen es nuclear. Las reacciones nucleares que dan lugar a partículas beta negativa o positiva son, respectivamente, de la forma:



donde:

e^- : electrón

e^+ : positivo

ν : neutrino

$\bar{\nu}$: antineutrino

Las partículas beta provenientes de una misma fuente presentan una distribución continua de energía, hasta un valor máximo preciso, característico de cada transición (Fig. 4). A partir de las masas isotópicas, de los nucleídos progenitor e hijo, se deduce que este máximo es igual a la energía total de la transformación radioactiva, ya que el núcleo de retroceso, dada su gran masa, lleva una energía cinética despreciable. Tal como se aprecia en la figura 4, muy pocas (o probablemente ninguna) partículas beta poseen esta energía máxima, debido a que la energía disponible se reparte no sólo, entre la partícula beta y el núcleo que retrocede, sino también con el neutrino, el cual, por tener menor masa, se lleva, en la mayor parte de los casos, unos 2/3 de la energía cinética disponible.

Las partículas beta pueden interaccionar con la materia en forma elástica ó inelástica, con núcleos o con electrones orbitales.

La dispersión elástica de partículas beta con núcleos es la principal responsable de la retrodispersión (dispersión con ángulos mayores de 90 grados) o "backscattering". También contribuyen a la retrodispersión los choques elásticos con electrones orbitales.

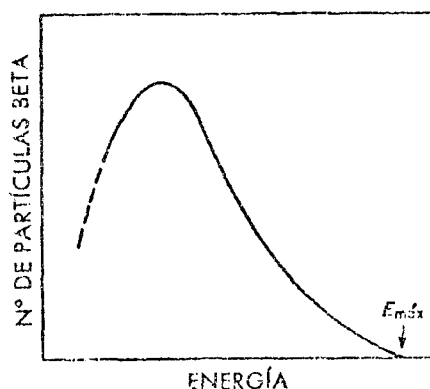


Fig. 4 . Espectro energético de las partículas beta

La retrodispersión depende del espesor y del número atómico del retrodispersor, principalmente (fig.5), y también de la energía de la fuente y de la geometría empleada (fig. 6). La retrodispersión aumenta constantemente con espesores crecientes del soporte hasta un valor límite (llamado "de saturación") por encima del

cual su valor permanece constante (fig. 7).

Este valor límite se logra a aproximadamente a 3/10 del alcance de la radiación beta en el material del retrodispersor.

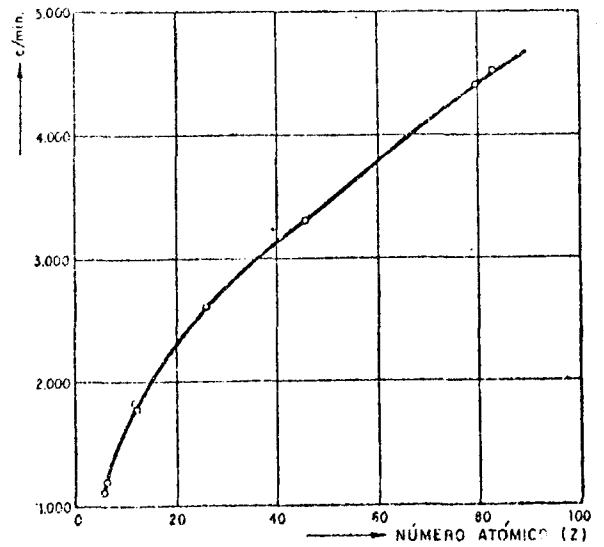


Fig. 5 Retrodispersión de ^{32}P en función del número atómico del retrodispersor.

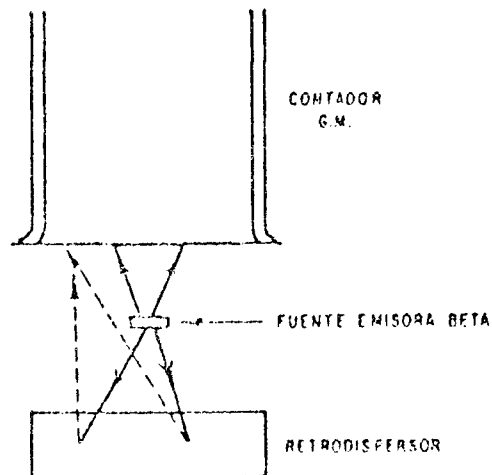


Fig.6: Esquema de la retrodispersión de las partículas beta.

La dispersión elástica con electrones orbitales tienen gran probabilidad de ocurrencia con partículas muy lentas (no relativísticas)

La dispersión aumenta con el número atómico y con la densidad del absorbedor.

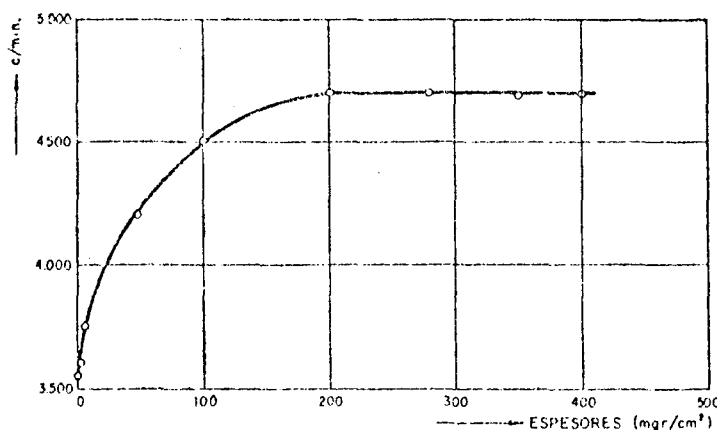


Fig. 7 Retrodispersión de ^{32}P con espesores crecientes de retrodispersores de aluminio.

La interacción inelástica con núcleos se origina cuando un electrón es frenado por el campo eléctrico de un núcleo. Tiene alta probabilidad de ocurrencia cuando se trata de partículas beta de alta energía.

En este fenómeno se produce radiación de frenamiento o "bremsstrahlung", a costa de energía cinética del sistema núcleo + electrón. La radiación de frenamiento tiene la apariencia de un espectro continuo de rayos x, y el rendimiento aumenta con el número atómico del absorbente y la energía del electrón. Por esa razón conviene blindar la fuente beta con aluminio o lucite y no con plomo; de tal forma se harán más probables los choques con electrones orbitales que con núcleos.

El choque inelástico con electrones orbitales origina excitación e ionización en el material absorbente. Se puede considerar que en promedio un electrón pierde 32,5 eV por iónico producido en el aire.

Todo lo expuesto para electrones respecto a su interacción con lo anterior vale también para positrones. Además se da el fenómeno de aniquilación, el cual consiste en lo siguiente: cuando un positrón (e^+) pierde toda su energía cinética, se aniquila con un electrón (e^-) del medio material, dando dos rayos gamma. Cada uno de ellos da energía equivalente a la masa en reposo del electrón ($E = m_0 c^2 \cong 511 \text{ Kev}$). Es decir que se transforma masa en energía electromagnética.

Debido a su menor masa, para una dada energía un electrón tiene mayor velocidad que una partícula alfa, es decir que tiene

un tiempo de interacción menor y por lo tanto las partículas beta poseen menor ionización específica y mayor alcance que las partículas alfa.

Dada su pequeña masa, los electrones recorren caminos muy tortuosos en los intervalos que atraviesan, de tal modo que las distancias recorridas suelen ser entre 1,2 y 4 veces mayores que el alcance de ellos en el material considerado. Debido a este motivo y el espectro energético continuo, las partículas beta no muestran un alcance definido como el que poseen las partículas alfa de una misma fuente. Sin embargo, por una combinación compleja de fenómenos, la actividad de una fuente beta se atenúa en función del espesor de absorbente según una ley aproximadamente exponencial, como puede apreciarse en la figura 8. En dicha figura, R es el alcance máximo de las partículas beta en el material considerado tal como se lo determina experimentalmente. En la práctica, cuando se trabaja con detectores sensibles a la radiación electromagnética, se obtienen curvas como la de la figura 9.

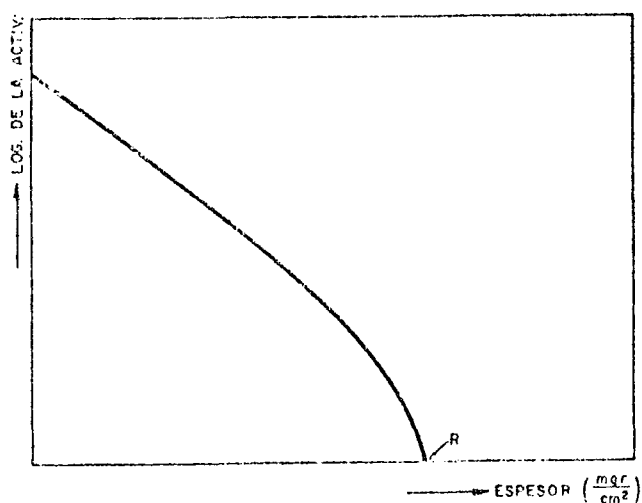


Fig. 8 Curva de absorción de un emisor beta.

En estos casos la curva correspondiente a la absorción de radiación beta únicamente, se obtiene restando de la curva total MN la recta QM, extrápolación del fondo gamma, y así se obtiene algo similar a lo indicado en la figura 9 como curva punteada MRe. El valor de R_e será el alcance máximo de la radiación beta en el material utilizado como absorbente. La determinación de este valor tiene

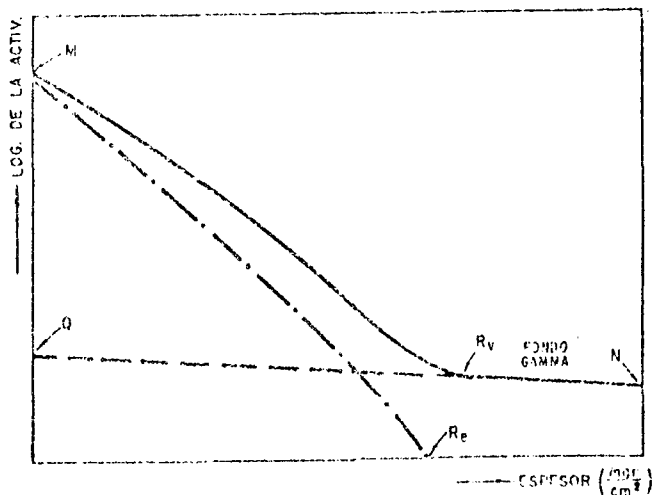


Fig. 9: Curva de absorción de un emisor beta con componente gamma.

gran importancia puesto que se relaciona con la energía beta máxima. Hay diferentes fórmulas empíricas que expresan esta relación; una de ellas es:

$$R \times \delta \text{ (g/cm}^2\text{)} = 0,54 E_{\text{max}} \text{ (MeV)} - 0,15$$

válida en el intervalo 0,8 a 3 MeV en aluminio.

Como el alcance de las partículas beta en cualquier medio es inversamente proporcional a la densidad de éste, puede aplicarse la relación anterior a cualquier medio.

Para energías menores a 0,8 MeV se puede utilizar el gráfico de la figura 10 realizado sobre datos de Glendenin, Vardar, Magdwick, Marshall y Word.

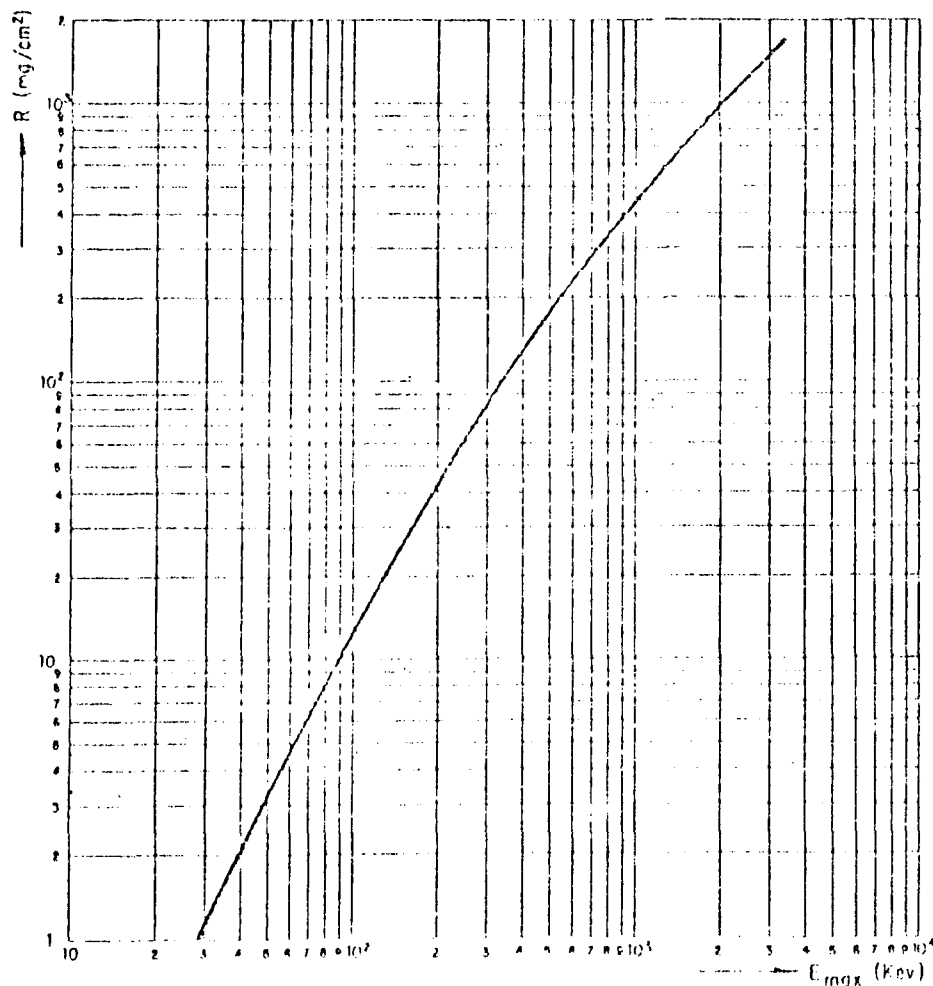


Fig. 10: Relación energía-alcance en aluminio para partículas beta.

TABLA 3. ALCANCES APROXIMADOS DE PARTÍCULAS BETA EN AIRE

Energía (MeV)	Alcance	
	m	ft
0,1.....	0,11	0,36
0,5.....	1,5	4,9
1,0.....	3,7	12
2,0.....	8,5	28
3,0.....	13	43

Tabla 3

Otra magnitud bastante utilizada es el semiespesor ($D_{\frac{1}{2}}$), que es el espesor que reduce la actividad de una fuente beta a la mitad. Considerando la parte inicial de la curva exponencial de absorción se obtiene la relación:

$$D_{1/2} = 0,04 E_{\max}^{1,14}$$

La determinación de la energía máxima de una fuente beta es muy importante dado que junto con el semiperíodo de desintegración y el número atómico, definen o caracterizan un dado emisor beta.

INTERACCION DE LA RADIACION ELECTROMAGNETICA CON LA MATERIA

Bajo el nombre de radiación electromagnética, se incluyen rayos X característicos o continuos, radiación gamma, radiación de frenamiento o de aniquilación; es decir consideraremos radiaciones electromagnéticas de alta energía (entre 0,01 y 100 Mev) independientemente de su origen.

Existen varias formas de interacción de fotones con la materia; se estudian a continuación las tres más importantes, a saber: efecto fotoeléctrico, efecto Compton y producción de pares. En la figura 11 aparecen representadas estas tres formas de absorción de la radiación X y gamma por la materia.

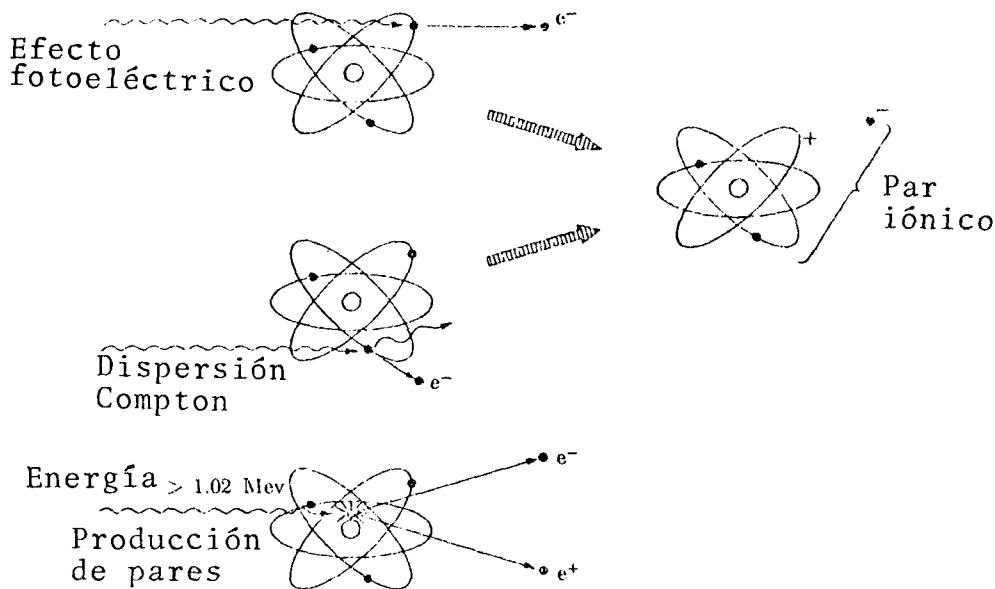


Fig. 11: Formas de interacción de la radiación gamma y X con la materia.

Efecto fotoeléctrico:

En este proceso un fotón transfiere toda su energía a un electrón orbital y como consecuencia el electrón es expulsado del átomo. Si E_γ es la energía del fotón y W es la energía de enlace del electrón en el átomo, la energía cinética E_e del electrón es:

$$E_e = E_\gamma - W = h \cdot f - W$$

Siendo: h : constante de Planck

f : frecuencia del fotón

La energía W aparece como energía cinética de electrones Auger y energía de rayos X característicos.

En el 80 % de los casos los electrones emitidos pertenecen a la capa K, siempre que la energía del fotón supere la energía de unión de los electrones de esa capa. De lo dicho, resulta que el efecto fotoeléctrico conduce a la absorción, virtualmente completa, del fotón original, ya que si bien aparecen fotones X de baja energía, muy pocos de ellos logran escapar del material absorbente.

La probabilidad de interacción fotoeléctrica P varía con la energía del fotón E_γ y con el número atómico Z del absorbente según la relación:

$$P \approx \text{constante} \times \frac{Z^n}{E^3}$$

donde n varia de 3 a 5, según se trate de fotones de baja ó alta energía. En la práctica se comprueba que la absorción fotoelectrica sólo es importante para energías inferiores a 1 MeV.

Efecto Compton:

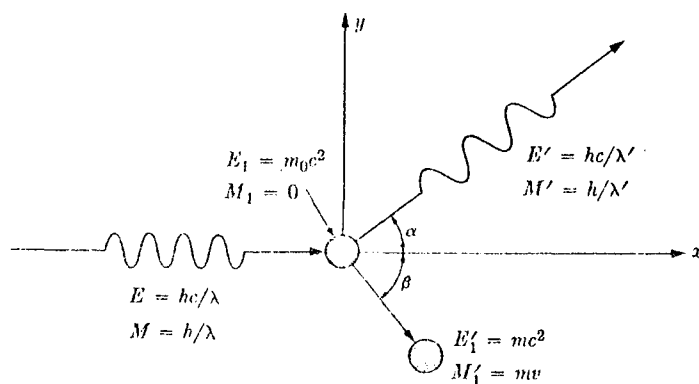
En este caso un fotón de energía E realiza una colisión elástica con un electrón que se supone en reposo (Figura 11) y le transfiere solo parte de su energía. Un fotón de energía más baja E' se desplaza ahora en una dirección que forma un ángulo α con la trayectoria original y el electrón retrocede con energía cinética E_1 según un ángulo β con la dirección del fotón original (figura 12) cumpliéndose las leyes de conservación de la energía y momento. Es decir:

$$E - E' = E_1$$

ó sea

$$\frac{hc}{\lambda} - \frac{hc}{\lambda'} = mc^2 - m_0c^2$$

Por la conservación de la energía. Por la conservación del momento total (Ver fig. 12) se tiene:



$$\frac{h}{\lambda} = \frac{h}{\lambda'} \cos \alpha + mv \cos \beta \quad \text{Fig. 12: Representación esquemática de la dispersión o efecto Compton.}$$

según el eje x

$$0 = \frac{h}{\lambda'} \sin \alpha - mv \sin \beta$$

según el eje y

obteniéndose finalmente:

$$\Delta \lambda = \lambda' - \lambda = \frac{h}{m_0 c^2} (1 - \cos \alpha)$$

o para las energías:

$$\frac{E'}{E} = \frac{m_0 c^2}{E (1 - \cos \alpha) + m_0 c^2}$$

Puede observarse que para una dada energía E , a mayores valores de α , menor es la fracción de energía del fotón dispersado y reciprocamente.

También puede apreciarse que para un determinado ángulo α de dispersión, cuando mayor es la energía E del fotón incidente, menor es la fracción E'/E en el fotón dispersado.

El electrón Compton puede salir en todas direcciones menos hacia atrás, con energías variables entre cero y un valor máximo. Los valores de energías extremas y ángulos correspondientes para el electrón Compton y el fotón dispersado aparecen en la tabla 4 siguiente:

Tabla 4: Ángulos de dispersión Compton para los que las energías del electrón y del fotón dispersados son máximas ó mínimas.

θ	Energía electrón	α	Energía fotón (E')
90°	0	0	Energía original (E)
0°	$E_{\text{Comp max.}} = \frac{E^2}{E - \frac{1}{2} m_0 c^2}$	180°	$E'_{\text{Min}} = E - E_{\text{Comp max}}$

Como el efecto Compton implica la interacción entre un fotón y un electrón, la probabilidad de ocurrencia depende del número de electrones orbitales existentes en el átomo del absorbente, es decir del número atómico. La dependencia energética es un tanto complicada, pero puede decirse que la probabilidad de ocurrencia decrece monótonamente al aumentar la energía de la radiación electromagnética. Como aproximación grosera puede escribirse:

$$\text{Probabilidad de ocurrencia} \approx \text{constante} \times \frac{Z}{E}$$

En el efecto Compton tiene lugar sólo una disminución de la energía del fotón, en grado tanto mayor cuando mayores son la energía y el ángulo de dispersión, a diferencia de lo que ocurre en el caso del efecto fotoeléctrico donde la absorción de la radiación electromagnética es prácticamente total, pueden producirse varias colisiones Compton con un simple fotón de alta energía. Finalmente, si no logra escapar, el fotón terminará siendo absorbido por interacción fotoeléctrica, ya que ésta se va haciendo cada vez más probable al ir disminuyendo la energía.

Producción de pares:

Cuando la energía E_γ de un fotón que pasa cerca de un núcleo atómico (o próximo a electrones orbitales), es superior a dos veces la energía correspondiente al electrón en reposo ($2 \times m_0 c^2 = 2 \times 0,511 \text{ MeV} = 1,022 \text{ MeV}$), puede producirse un par electrón-positrón a costa de la energía del fotón. Las energías cinéticas del electrón E_{e^-} y del positrón E_{e^+} son tales que:

$$E_\gamma = 2 m_0 c^2 + E_{e^-} + E_{e^+}$$

ya que sólo una pequeña parte de la energía E_γ original se transfiere al núcleo atómico. Las partículas producidas tienden a salir en la dirección del fotón incidente en forma más acentuada para energía creciente de la radiación gamma.

La probabilidad P de ocurrencia cumple aproximadamente la siguiente relación:

$$P \approx \text{constante} \times Z^2 \left[E_\gamma (\text{MeV}) - 1,022 \right]$$

cuando el proceso ocurre en presencia del campo eléctrico del núcleo; pero hay que tener en cuenta que este proceso se produce también, en cierto grado, en los campos eléctricos de los electrones orbitales. Esta contribución es también proporcional al número atómico.

Como los efectos fotoeléctrico y Compton disminuyen al aumentar la energía de la radiación gamma, mientras que la producción de pares aumenta, está claro que este proceso alcanzará considerable importancia a altas energías.

Al igual que el efecto fotoeléctrico, la producción de pares conduce finalmente a la absorción del fotón gamma. Cierta parte de los electrones y positrones formados se neutralizarán mutuamente y producirán radiación de aniquilación, consistente por lo general en dos fotones de $0,511 \text{ MeV}$. Ahora bien, esta energía es relativamente baja y lo que es más, la radiación presenta una distribución isotrópica, es decir, se extiende uniformemente en todas direcciones.

La cantidad de energía radiante que continúa avanzando en la dirección incidente es, pues, muy pequeña.

ATENUACION DE LA RADIACION ELECTROMAGNETICA

Coefficiente de atenuación lineales:

Si consideramos un haz de radiación gamma, una característica de este tipo de radiación es que cada fotón es eliminado

do del haz primario en una única interacción, por cualquiera de los procesos antes mencionados, es decir, efecto fotoeléctrico, efecto Compton ó producción de pares. Debido a estas características, la intensidad de un haz, al atravesar un material, disminuye según una ley exponencial del tipo:

$$I_x = I e^{-\mu x}$$

I : intensidad del haz primario (Fotón/seg.cm²)

I_x : intensidad del haz emergente (Fotón/seg.cm²)

x : espesor del material absorbente (cm)

μ : coeficiente lineal de atenuación total (cm⁻¹)

El coeficiente μ da la probabilidad de interacción por unidad de recorrido en el medio absorbente y se expresa generalmente en cm⁻¹.

Una consecuencia del carácter exponencial de la atenuación de la radiación electromagnética es que si bien la cantidad de radiación absorbida $\Delta I [= I - I_x = I - Ie^{-\mu x} = I(1 - e^{-\mu x})]$ por determinado espesor de absorbente, es proporcional a la intensidad inicial I , la fracción absorbida $I_x/I (= e^{-\mu x})$ es independiente de esta intensidad. Así, por ejemplo se necesita el mismo espesor de absorbente para reducir la intensidad de un haz de radiación gamma del 1 al 0,1 por ciento de su valor inicial, que para reducirla del 100 al 10 por ciento. Otra consecuencia es que, teóricamente, se necesitará un espesor infinito de material para absorber completamente la radiación gamma, es decir, para hacer $I_x = 0$. Si embargo, en los casos que se presentan en la práctica, por ejemplo en blindaje, se consigue reducir la intensidad inicial a valores casi insignificantes con espesores de absorbentes finitos.

El coeficiente de atenuación lineal puede determinarse experimentalmente midiendo la intensidad de un haz fino y colimado de rayos gamma monoenergéticos, antes (I) y después (I_x) de atravesar un espesor conocido (x) de absorbente. El valor de μ es igual a la pendiente de la recta de ecuación $\ln(I/I_x) = \mu x$, obtenida al graficar para distintos valores de x , los correspondientes valores de $\ln(I/I_x)$.

Debe tenerse en cuenta que la ley de atenuación exponencial $I = I_x e^{-\mu x}$ sólo vale en condiciones de geometría bien colimada. Efectivamente, en la figura 13-b se ve que alcanza el detector

solo la radiación electromagnética primaria, en tanto que con geometría pobre (haz no colimado) también los rayos que han interactuado con el absorbente alcanzan el detector.

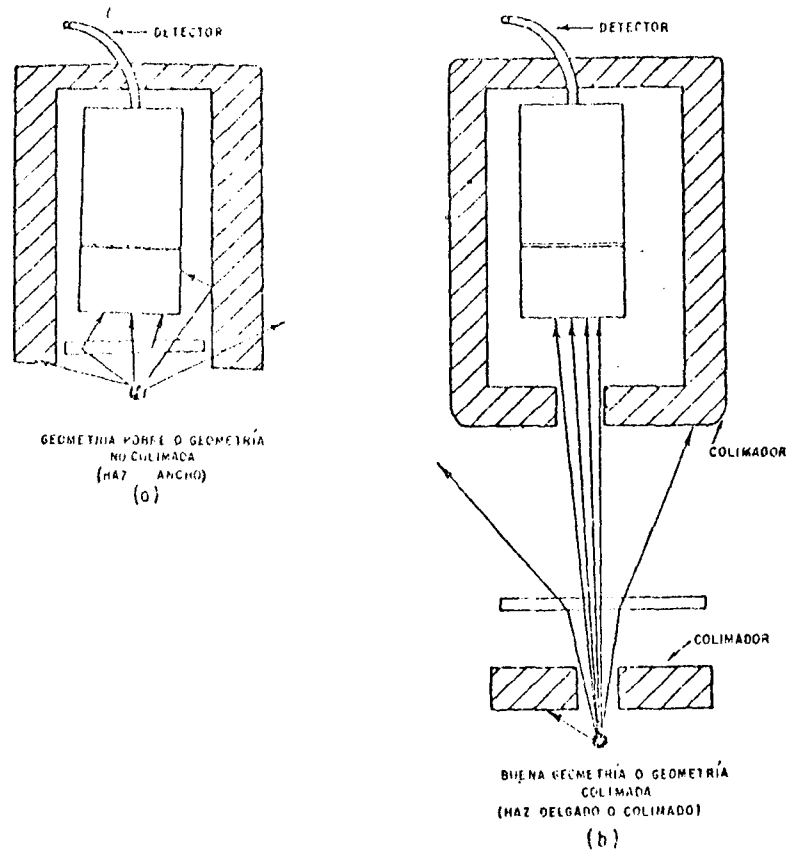


Fig. 13 Geometría colimada y no colimada

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

Siendo:

$$\mu = \tau + \sigma + \kappa$$

- τ : coeficiente de atenuación lineal para efecto fotoeléctrico,
- σ : coeficiente de atenuación lineal para efecto Compton,
- κ : coeficiente de atenuación lineal para formación de pares.

Cada uno de ellos mide la probabilidad por unidad de longitud de recorrido, de que ocurra el evento indicado por su nombre.

Se observa experimentalmente que τ es importante con bajas energías y alto número atómico, κ tiene peso solamente para altas energías y materiales de alto número atómico y σ predomina a energías intermedias en cualquier material.

En la figura 14 se han presentado los resultados experimentales correspondientes a dos tipos de materiales absorbentes; uno de número atómico bastante bajo (aluminio) y otro de número atómico elevado (plomo), para rayos gamma de hasta 10 MeV de energía.

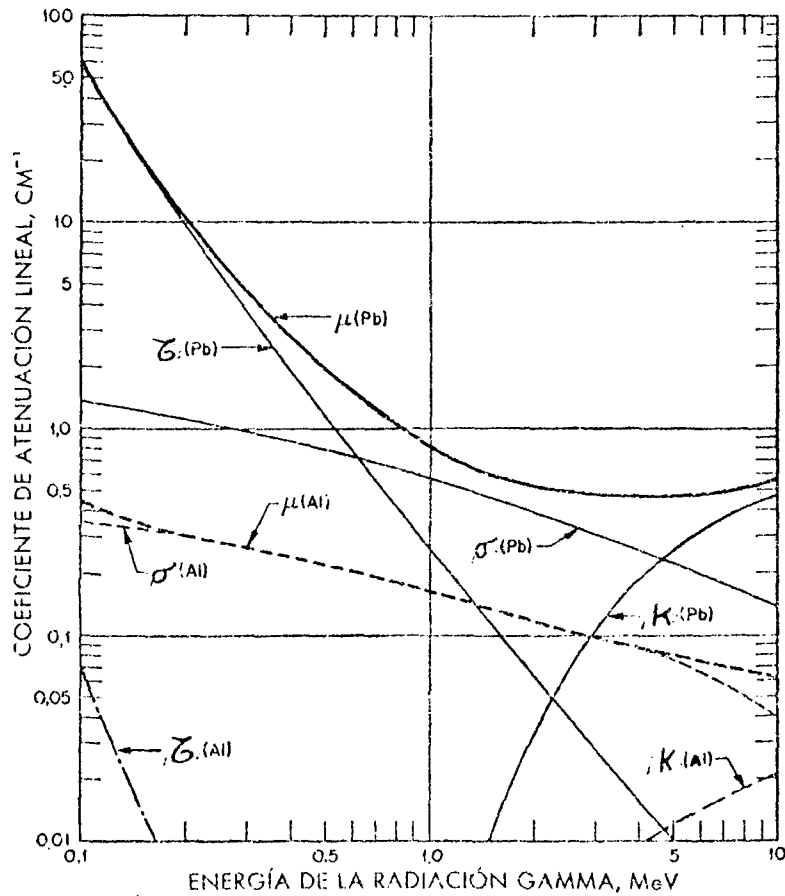


FIG. 14 Coeficientes de atenuación lineal del aluminio y plomo

La tabla 5 contiene coeficientes de atenuación lineal del agua, hormigón (densidad 2,35 gr/cm³), aluminio, hierro y plomo para fotones de energías comprendidos entre 0,5 y 10 MeV.

Energía (MeV)	Agua	Hormigón	Aluminio	Hierro	Plomo
0,5	0,0966	0,204	0,227	0,651	1,64
1,0	0,0706	0,149	0,166	0,468	0,776
1,5	0,0575	0,121	0,135	0,381	0,581
2,0	0,0493	0,105	0,117	0,333	0,518
3,0	0,0396	0,0853	0,0953	0,284	0,477
4,0	0,0339	0,0745	0,0837	0,259	0,476
5,0	0,0301	0,0674	0,0761	0,246	0,483
8,0	0,0240	0,0571	0,0651	0,232	0,520
10,0	0,0219	0,0538	0,0618	0,231	0,554

Tabla 5: Coeficientes de atenuación lineales cm⁻¹.

Coefficiente de atenuación másico:

Si se divide el coeficiente de atenuación lineal $\mu(\text{cm}^{-1})$ por la densidad del absorbente $\delta(\text{g/cm}^3)$, el cociente μ/δ (cm^2/gr) recibe el nombre de coeficiente de atenuación másico. Este coeficiente resulta prácticamente independiente de la naturaleza del material absorbente y del estado físico del mismo (gaseoso, líquido ó sólido) en aquellos intervalos de energía en los que predomina el efecto Compton, a saber, de 0,1 a 10 MeV para los elementos más ligeros y de 0,2 a 3 MeV para los de número másico medio. Esto se explica considerando que el número de electrones existentes en una porción determinada de materia es, en primera aproximación, proporcional a la masa, y la interacción Compton variará aproximadamente como la masa. Por consiguiente, en los intervalos de energía considerados, el coeficiente de atenuación es prácticamente independiente de la naturaleza del material absorbente, como puede apreciarse en la figura 15. Ahora bien, si escribimos:

$$I_x = I_e e^{-\mu x} = I_e e^{-(\mu/\delta)(\delta x)}$$

el primer factor entre paréntesis es el coeficiente de atenuación másico, y el segundo factor entre paréntesis es el espesor de absorbente. De aquí se deduce que si el coeficiente de atenuación másico es aproximadamente constante para diferentes materiales, el espesor de absorbente necesario para atenuar la radiación en un grado determinado será también en primera aproximación, independiente de la naturaleza del material. Aunque no es posible fijar un alcance para la radiación electromagnética, análogamente como se hace para partículas cargadas, pueden definirse espesores de absorbente que reducen la intensidad de un haz de radiación electromagnética a una fracción de su valor inicial

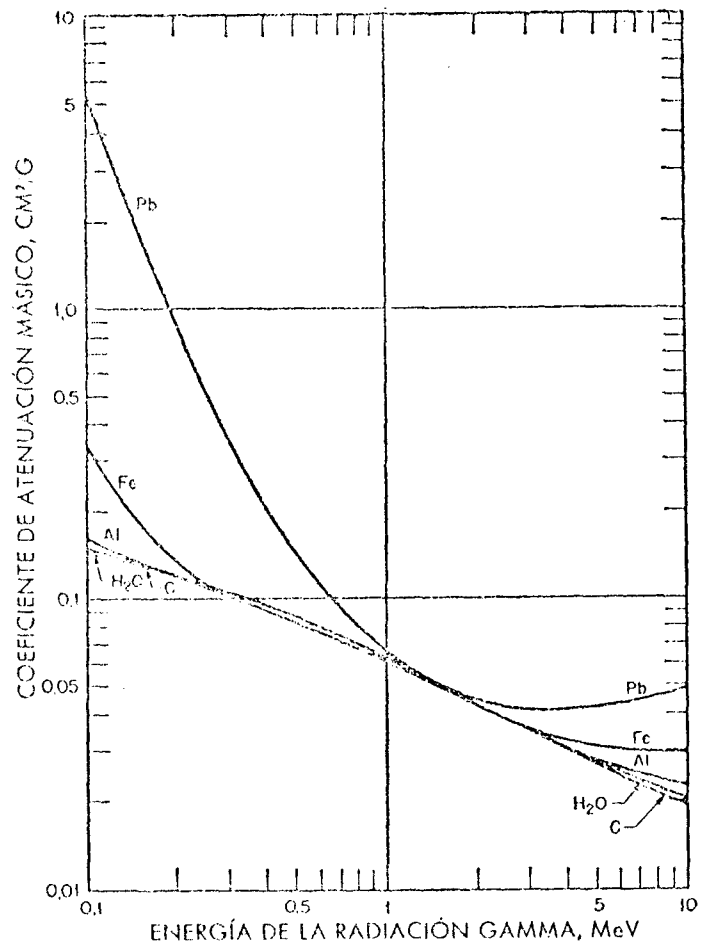


FIG. 15 Coeficientes de atenuación másicos de diversos materiales

Semiespesor:

Es el espesor de absorbente que reduce la intensidad de un haz a la mitad de su valor. El semiespesor $D_{1/2}$, está conectado con el coeficiente μ de atenuación total mediante la expresión:

$$D_{1/2} = \frac{0,693}{\mu}$$

El semiespesor se determina realizando experimentalmente una curva de absorción gamma. Valores de semiespesor para plomo, aluminio y cobre se observan en la figura 16.

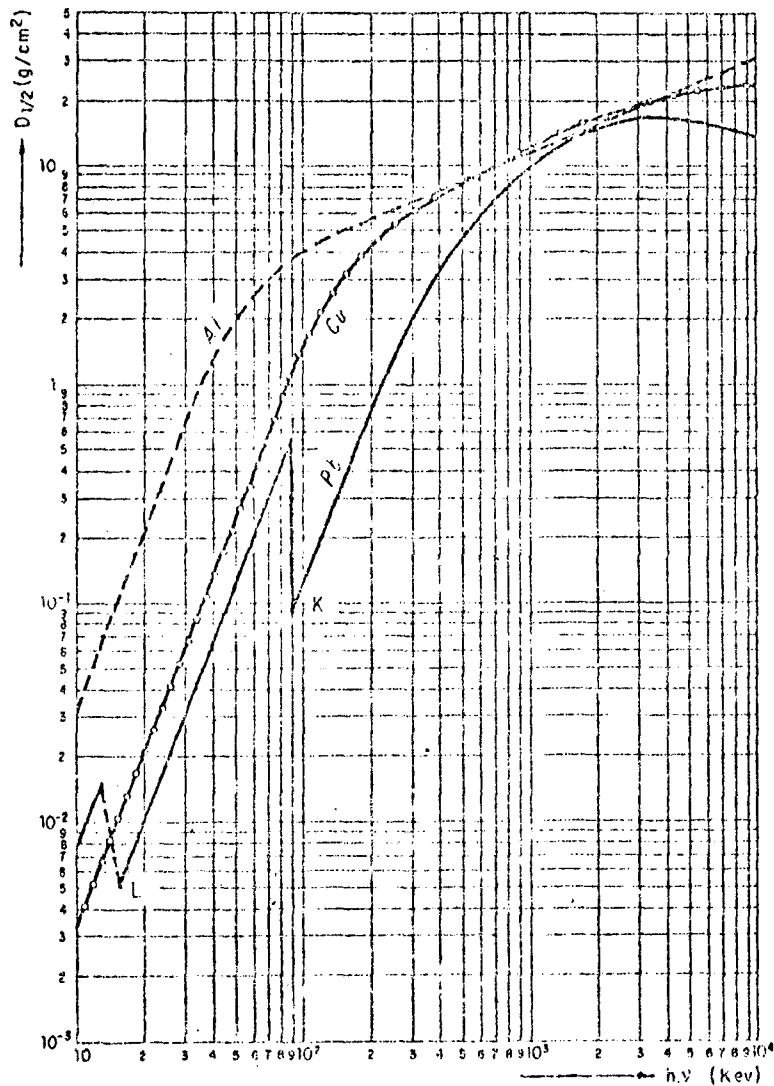


Fig.16: Valores de semiespesor calculados para rayos gamma en aluminio, cobre y plomo.

Absorción de la energía en un medio:

El efecto que los fotones producen en la materia es debido casi exclusivamente a electrones secundarios. Un foton produce ionización secundaria cuando extrae un electrón de un átomo por efecto fotoeléctrico o por colisión Compton y la energía cinética del electrón puede llegar a ser casi la misma que la energía del fotón primario. Este electrón secundario "disipa" su energía principalmente por ionizaciones y excitaciones de átomos y moléculas del absorbente. La ionización primaria es luego completamente despreciable en comparación con la cantidad de ionización secundaria.

Por "absorción de energía" se entiende la energía electromagnética que es convertida en energía cinética de electrones secundarios. Esta energía cinética es disipada en el medio como calor. La fracción de la energía primaria que es degradada en energía de fotones secundarios no es energía absorbida.

Coefficiente másico de absorción:

Análogamente al caso de la atenuación de un haz de radiación electromagnética, puede definirse un coeficiente lineal de absorción μ_a (y un coeficiente másico de absorción μ_a/δ), que satisface la siguiente relación:

$$\mu = \mu_a + \mu_s$$

μ_s contempla la producción de fotones secundarios producidos en el efecto Compton, en el efecto fotoeléctrico y los pares de aniquilamiento. La mayor contribución a la formación de fotones secundarios la da el efecto Compton, particularmente para materiales livianos.

A los efectos prácticos se puede considerar entonces que todos los fotones secundarios se deben a efecto Compton y escribir:

$$\mu_s = \tau_s$$

y entonces:

$$\mu_a = \tau_a + \tau + K$$

En la figura 17 se observan valores de los coeficientes másicos de:

- atenuación total μ/δ ,
- absorción total μ_a/δ ,
- efecto fotoeléctrico τ/δ ,
- producción de pares k/δ ,
- dispersión Compton σ_s/δ ,
- absorción Compton σ_a/δ ,

Los escalones que se observan en la figura 17 en el valor del coeficiente másico de atenuación total y que figuran indicados con las letras K, L, etc., corresponden a la remoción de electrones de las capas K, L, etc., de átomos del absorbbente.

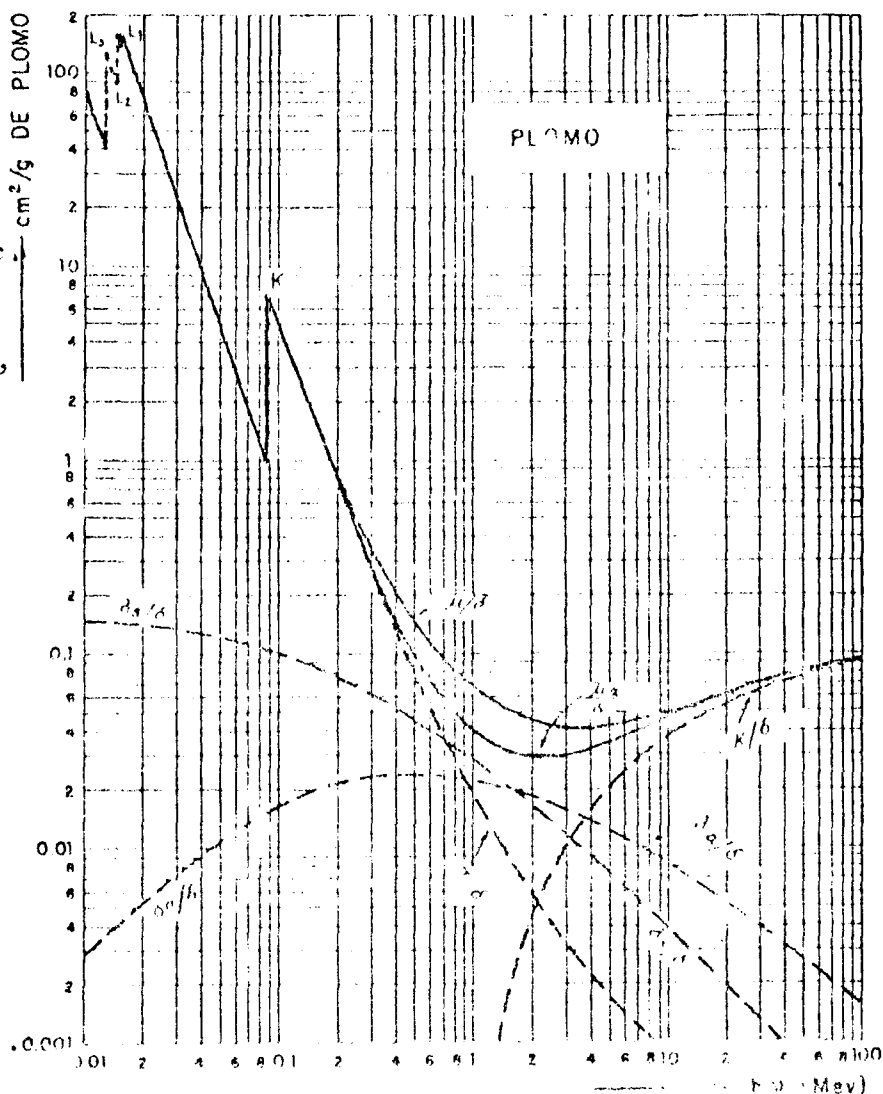


Fig. 17: Coeficientes de atenuación masicos del plomo.

BIBLIOGRAFIA:

- 1- The Atomic Nucleous - Por R.D. Evans - Editorial Mc Graw - Hill Book Company.
- 2- Ingeniería de Reactores Nucleares - Por S. Glasstone y A. Sesonske - Editorial Reverté, S.A.