

C.N.E.A. Biblioteca	
ARCHIVO PUBLICACIONES	
Nº 2	AÑO 1958

REPUBLICA ARGENTINA

COMISION NACIONAL DE ENERGIA ATOMICA

CURSO DE APLICACION DE RADIOISOTOPOS

INTERACION DE LA RADIACION CON LA MATERIA

María Cristina Palcos de Enquin

R I - 22 h

INTERACCION DE LAS RADIACIONES CON LA MATERIA

Interacción de las partículas alfa

Las partículas alfa, al atravesar la materia, pueden interaccionar con los núcleos atómicos o con los electrones.

Al interaccionar con los núcleos pueden tener lugar fenómenos de dispersión y reacciones nucleares.

La interacción con electrones puede conducir a la disociación de las moléculas o la excitación o ionización de átomos y moléculas. El efecto que se produce con mayor probabilidad, más fácilmente medible y más a menudo usado para la detección de las partículas alfa, es la ionización.

Alcance de las partículas alfa

Cuando se emite una partícula alfa, ésta recorre un cierto camino en la materia y luego se detiene, debido a la pérdida de su energía. El camino recorrido recibe el nombre de alcance de la partícula alfa en ese material.

La pérdida de energía de una partícula alfa en una colisión con un electrón es muy pequeña, por lo tanto se necesitan muchos choques para que una partícula alfa de algunos MeV se detenga. Por esta razón los alcances de las partículas alfa de la misma energía inicial son los mismos dentro de límites estrechos. Además en el choque con un electrón no resulta mayormente desviada, por lo cual las partículas alfa presentan trayectorias que se aproximan a líneas rectas.

En el gráfico se ha indicado el número de partículas alfa encontradas en un gas a la distancia r de la fuente, para el caso de una que emite partículas de una sola energía. La variación en los alcances máximos, llamada straggling, es del 3 al 4 %.

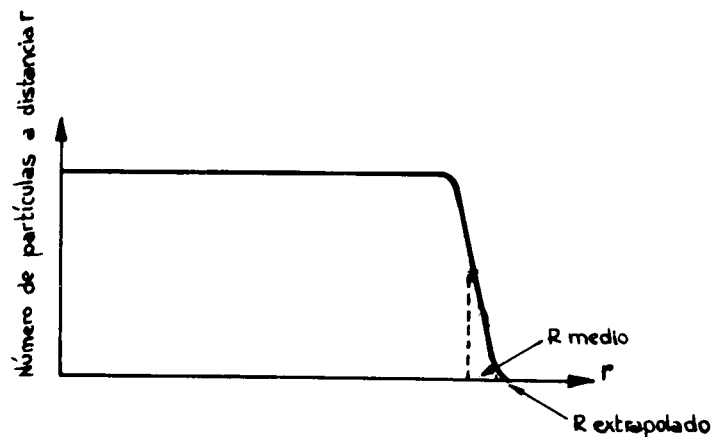


FIGURA 1

Por lo tanto se pueden determinar tres alcances: R máximo, R extrapolado y R medio, que es el que aparece en las tablas.

Los valores de alcance se dan para partículas alfa en aire a 15° C y 760 mm de presión. El alcance de una partícula en un gas disminuye a medida que aumenta la densidad del mismo.

Se han hallado fórmulas empíricas que permiten relacionar la energía de la partícula con el R en un determinado gas.

Para R comprendido entre 3 y 7 cm:

$R = 0,318 E^{3/2}$ expresando R en centímetros de aire a 15° C y 760 mm de presión y E en MeV.

La ley de Bragg-Kleeman permite calcular el alcance en cualquier material, conociendo el alcance en aire Ra:

$$R = 3,2 \cdot 10^{-4} \frac{Ra \sqrt{A}}{\delta}$$

A; número de masa

δ : densidad del absorbente en gr/cm³

R queda expresado en las mismas unidades que Ra. Así se ve que si bien el alcance de partículas en aire es de 6 cm, el alcance en sólidos comunes como Al, papel o tejidos animales, es solamente de 30 a 40 micrones.

Ionización específica

Las partículas alfa pierden la mayor parte de su energía por choque con electrones orbitales produciendo la salida de los mismos; como consecuencia, la sustancia queda ionizada.

Se define como ionización específica el número de pares de iones formados por milímetro de trayectoria.

En promedio la energía necesaria para formar un par de electrones es aproximadamente la misma para partículas alfa y beta = 35 ev en aire.

En la curva de Bragg se puede ver que la ionización específica es mayor cuanto menor es la energía, y por lo tanto, la velocidad de la partícula.

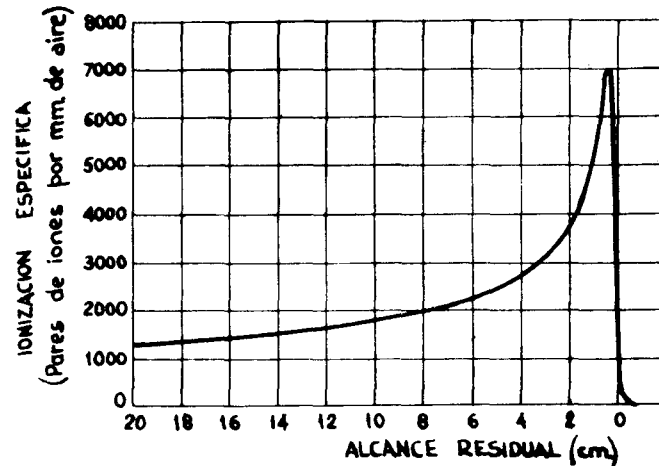


Figura 2 - Curva de Bragg para partículas alfa inicialmente monoenergéticas.

Interacción de la desintegración beta con la materia

Cuando las partículas beta pasan a través de la materia, pueden tener lugar cuatro diferentes tipos de interacción entre las mismas y los átomos del material absorbente, a saber:

- 1º Dispersión por choque elástico con los electrones atómicos.
- 2º Dispersión por choque elástico con los núcleos atómicos.
- 3º Colisiones no elásticas con los electrones atómicos.
- 4º Colisiones no elásticas con los núcleos atómicos.

Se dice que se ha producido un choque elástico entre dos cuerpos cuando no hay variación de la energía cinética total del sistema, es decir no hay pérdida de energía cinética.

Prácticamente tienen gran importancia los casos 2º, 3º y 4º.

La dispersión por choques elásticos con los núcleos, trae como consecuencia que una fracción grande de electrones que chocan sobre la materia sean reflejados, es decir dispersados con un ángulo mayor que 90º.

Este fenómeno, conocido como retrodispersión (backscattering) consiste esencialmente en dispersión nuclear en elementos tales como Al, Cu, Ag y Pd, que se usan como soportes de fuentes beta. Este hecho se traduce en que llegan al detector radiaciones que, de acuerdo con su ángulo sólido, no debieran llegar.

Colisiones no elásticas con electrones atómicos: Esto trae como consecuencia que el electrón sea arrancado del átomo y se produzca ionización.

Es el fenómeno más importante desde el punto de vista de la detección de la radiación beta.

Las colisiones no elásticas con núcleos atómicos: Este fenómeno es de importancia sobre todo con radiación energética. El electrón en movimiento es frenado al acercarse a un núcleo atómico y emite una radiación electromagnética, llamada bremsstrahlung, que adquiere más intensidad cuando el material atravesado es de alto número atómico.

Determinación del alcance de la radiación beta.

Para poder determinar el alcance se estudia la absorción de la radiación beta en la materia.

Se entiende por "absorción" los efectos combinados de colisiones elásticas y no elásticas, entre electrones rápidos y electrones orbitales y núcleos.

La absorción se estudia interponiendo entre la fuente emisora y el detector láminas, generalmente de Al, y se representa en un gráfico donde en abscisas se indican espesores de láminas y en ordenadas, la actividad registrada.

Las unidades utilizadas para medir el espesor son el mg/cm^2 y el $\mu\text{crón}$. La primera unidad es universal y, dentro de cierto error, es independiente del material considerado.

A continuación se han representado las curvas de absorción en escala decimal, para distintas radiaciones.

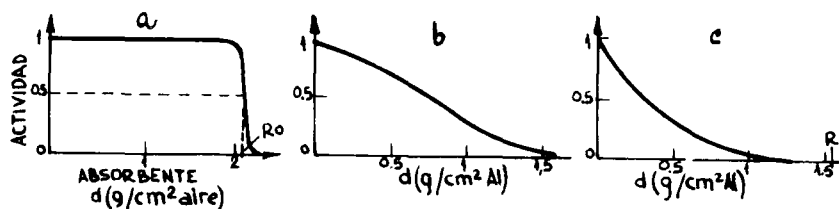


FIGURA 3

- a) partículas alfa de 3 MeV
- b) electrones monoenergéticos de 3 MeV
- c) espectro beta con energía máxima de 3 MeV.

En el caso de electrones monoenergéticos el gráfico debiera ser similar al de partículas alfa. Pero no resulta así ya que debido a su pequeña masa los electrones son muy dispersados.

Se extrapola la parte lineal y se obtiene el alcance extrapolado.

Entre 0,5 y 3 MeV, el alcance extrapolado y la energía de los electrones de conversión están conectados por la siguiente expresión:

$$R_{\text{extrap.}} = 0,52 E - 0,09 \quad E, \text{ en MeV}$$

$$R_{\text{ext.}} \text{ en gr/cm}^2$$

Absorción de electrones de espectro continuo

Si se representa en papel semilogarítmico la actividad en ordenadas y en abscisas los espesores de los absorbentes interpuestos, se obtienen gráficos de este tipo.

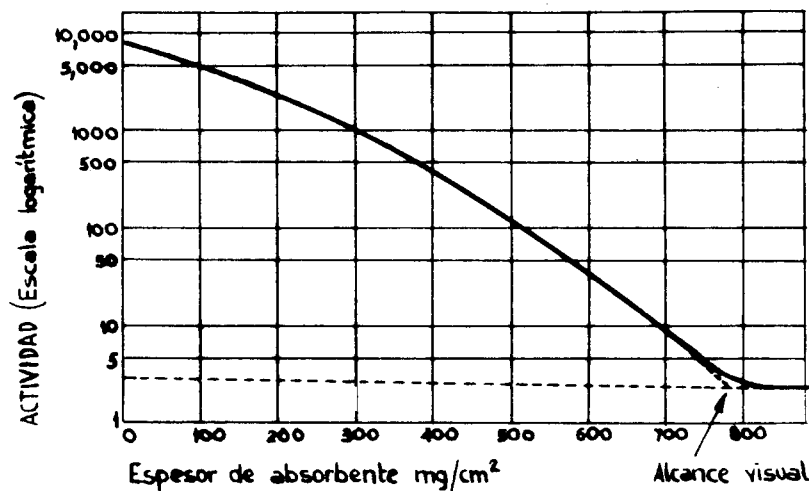


Figura 4 - Curva de absorción beta de fósforo 32

La primera parte de la curva, para determinada geometría, suele ser exponencial y representada aproximadamente por la expresión:

$$I = I_0 e^{-\mu x}$$

I_0 : es la actividad leída sin ningún absorbente; I : la actividad registrada después de atravesar un espesor x .

Si x está expresado en cm, μ tiene como unidad $1/\text{cm}$; si x está expresado en gr/cm^2 , el coeficiente de absorción tendrá otro valor y estará expresado en cm^2/gr . El valor del coeficiente expresado en cm^2/gr es independiente del material.

Existe una fórmula empírica que permite conectar un valor llamado semiespesor ($D_{\frac{1}{2}}$), que es el espesor que reduce la exposición a la mitad, con la energía máxima de la radiación.

$$D_{\frac{1}{2}} = 0,032 E_m^{1,33} \quad \begin{array}{l} E_{\text{máx}} : \text{MeV} \\ D_{\frac{1}{2}} : \text{gr/cm}^2 \end{array}$$

$D_{\frac{1}{2}}$ es el espesor de Al en gr/cm^2 que reduce una exposición beta a la mitad.

El valor se determina en la primera parte de la curva. Resulta del orden de 10 al 20 % del alcance.

Como la forma de la curva de absorción es función de la geometría utilizada se obtienen valores más reproducibles cuando se determina el espesor de absorbente necesario para detener la energía máxima. Es decir el espesor necesario para que no se detecte más actividad. Este espesor mínimo se llama alcance máximo R_m , o límite de penetración. Cuando el emisor beta emita también radiación gamma, en la curva de absorción se notará un fondo poco afectado por los absorbentes del aluminio, que habría que restar para hallar el alcance beta.

Existen varias formulas empíricas que relacionan el alcance con la energía máxima.

Feather ha elaborado, para energías superiores a 0,6 MeV la siguiente expresión,

$$E = 0,543 E_{\text{máx}} - 0,160 \quad \begin{array}{l} R : \text{gr/cm}^2 \\ E_{\text{máx}} : \text{MeV} \end{array}$$

Para $E_{\text{máx}}$ mayor que 0,8 MeV hasta 2 a 3 MeV, Coryell y Glendenin han elaborado la siguiente fórmula:

$$R = 0,542 E_{\text{máx}} - 0,133$$

Para $E_{\text{máx}}$ menor que 0,7, conviene utilizar un gráfico que conecta alcances con $E_{\text{máx}}$ (Friedlander y Kennedy, pág. 164).

Para el caso particular de beta positiva se observa que, cuando ya la radiación se ha frenado totalmente, el positrón choca con un electrón del material absorbente y desaparece dando lugar a dos fotones de 0,5 MeV cada uno.

Esta radiación gamma secundaria, recibe el nombre de radiación de aniquilamiento.

Interacción de la radiación gamma con la materia

La radiación gamma tiene tres formas principales de interaccionar con la materia, que dan origen a tres efectos en competencia:

1º) Efecto fotoeléctrico

En est proceso, toda la energía $E_\gamma = h\nu$ del fotón incidente, es transferida a un electrón unido al átomo, el cual es separado del mismo con una energía cinética $E = h\nu - W$, siendo W la energía de enlace del electrón emitido en su órbita de origen. De esta manera, el rayo γ desaparece y se emite un electrón. Generalmente son emitidos electrones de la capa K o L. Debido a ésto se produce emisión de rayos X característicos.

El electrón puede ser emitido fuera del absorbente o, si el absorbente no es muy delgado, ser reabsorbido casi inmediatamente debido al corto alcance de un electrón en un sólido.

Los electrones se emiten en todas direcciones pero la emisión es nula en la dirección de la radiación incidente. Si colimamos el haz aquellos rayos que sufrieron efecto fotoeléctrico no llegan al detector.

2º) Efecto Compton

Un rayo gamma choca con un electrón y le transfiere parte de su energía. El resultado es la salida de un electrón y un rayo gamma de menor energía que el rayo incidente.

Los electrones salen en todas direcciones con energías variables. El rayo gamma también es desviado de su dirección inicial, por lo tanto, para un haz colimado, no llegan rayos al detector. Se produce aquí también emisión de rayos X característicos.

3º) Formación de pares

Al pasar un rayo gamma cerca de un núcleo, se materializa en un par: un electrón y un positrón, los que salen con una energía en que se cumple:

$$E_\gamma = 2m_0 c^2 + E^+ + E^-$$

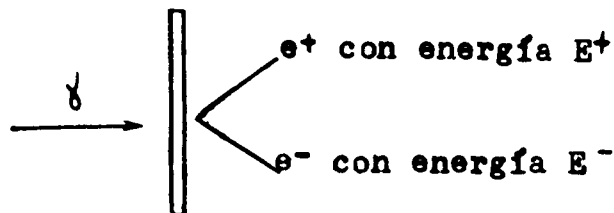


Figura 5 - Formación de pares

Si se tiene un haz constituido por rayos gamma de la misma energía la probabilidad de que se produzca más un efecto que otro dependerá de la energía de la radiación y de la naturaleza del material absorbente.

A bajas energías de fotones, por debajo de 50 Kev en Al y 500 Kev en Pb, el efecto fotoeléctrico es el que tiene mayor proyección.

A más altas energías baja sensiblemente el efecto fotoeléctrico.

Cuando las energías son mayores de 1,02 MeV tiene también importancia la formación de pares. Es decir que si tenemos un cierto haz de rayos gamma de energía mayor que 1,02 MeV, algunos rayos sufrirán efecto fotoeléctrico, otros efecto Compton y otros formación de pares.

Absorción y dispersión de radiación gamma

La interacción de los rayos gamma con la materia, es marcadamente diferente de la interacción de las partículas cargadas.

La diferencia que resulta es el mayor poder de penetración de los rayos gamma.

Presentan, lo mismo que los rayos X, una absorción exponencial característica en la materia y no tienen un alcance definido como el que presentan las partículas cargadas. Las partículas cargadas, especialmente las pesadas, pierden su energía durante el curso de un gran número de colisiones con electrones. La partícula gradualmente se mueve más lentamente hasta que se detiene y es absorbida.

En cambio, en el caso de rayos gamma, cada fotón que sufre un proceso fotoeléctrico es separado del haz por una sola colisión. en el efecto Compton es desviado por un sólo choque y en la formación de pares, las dos partículas formadas salen desviadas respecto de la dirección inicial del rayo gamma.

Si colimamos un haz, la energía de los rayos que logran llegar al detector es la misma que la de los rayos iniciales.

El número de fotones primarios que se pierden por los tres procesos (dN) en una pequeña longitud de trayectoria dx es proporcional al número N presente:

$$\frac{dN}{dx} = -\mu N, \text{ que integrada resulta}$$

$$N = N_0 e^{-\mu x}$$

donde $\mu = \tau + K + \delta$, es el coeficiente de absorción lineal total para la radiación primaria; está expresado en $1/\text{cm}$.

x es el camino recorrido y está expresado en cm .

τ, K, δ , son los coeficientes de absorción lineales para el efecto fotoeléctrico, formación de pares y efecto Compton, respectivamente.

Cuando escribimos:

$$\frac{dN}{dx} = -\tau N - K N - \delta N \quad (a)$$

indicamos la disminución que sufre el haz en un cm de su trayectoria. Ese valor N que aparece en la expresión se refiere al haz primario, pero se producen otras radiaciones secundarias: al fenómeno fotoeléctrico siguen rayos X; al de pares, la radiación de aniquilamiento y el Compton da lugar a electrones y fotones dispersos.

De ahí que para comprobar la validez de (a) hay que colimar también el haz.

Eliminar rayos del haz inicial equivale a que éste pierda energía, la que es entregada al material absorbente.

Las magnitudes de los coeficientes de absorción τ, K , y δ , dependen de la energía de las radiaciones y de la naturaleza del absorbente. (figuras 6 y 7).

Un valor bastante utilizado es el llamado semi-espesor.

Es común hallar gráficos, en los que en ordenadas se indica la energía de los fotones y en abscisas los espesores de Al o Pb que reducen la exposición a la mitad.

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

$$I_d = I_0 e^{-\mu d}$$

Esta fórmula también puede escribirse

$$I = I_0 e^{-\left(\frac{\mu}{\rho}\right) d}$$

Siendo $\frac{\mu}{\rho}$ el coeficiente de absorción másico, expresado en cm^2/g y d la densidad superficial del absorbente en g/cm^2 .

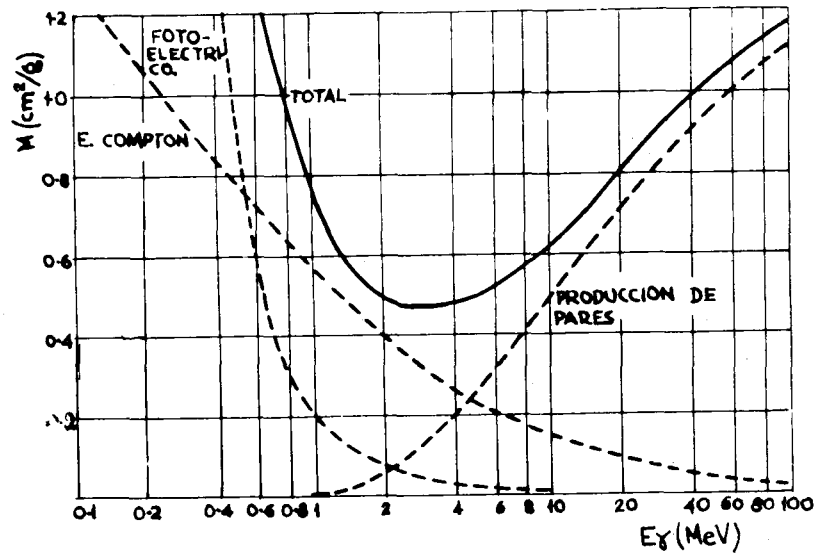


FIGURA 6

Figura 6 - Coeficiente de absorción másico en polvo, en función de la energía de los rayos gamma.

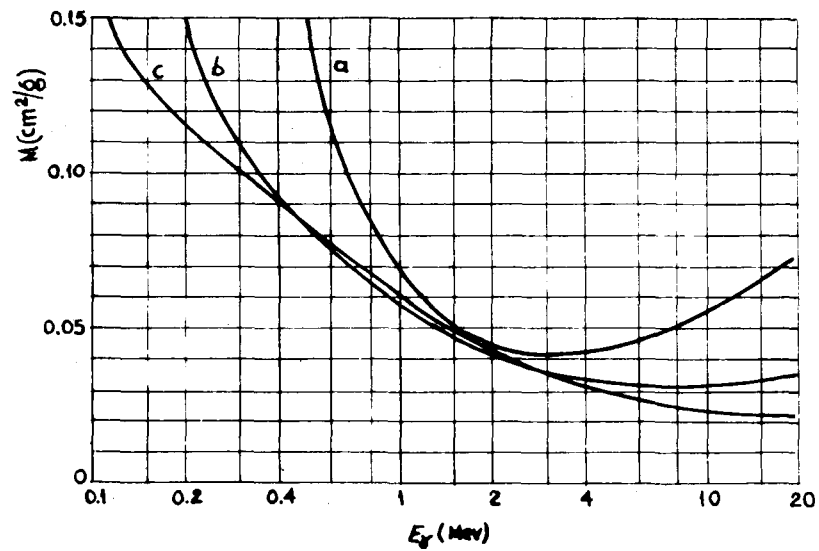


Figura 7 - Coeficiente de absorción másicos para rayos gamma

- a) plomo
- b) cobre
- c) aluminio

Interacción de los neutrones

Los neutrones se obtienen como resultado de reacciones nucleares. La fuente más intensa y generalmente usada es la fisión producida en reactores. Se presentan en una amplia gama de energías, que van desde fracciones de ev hasta muchos MeV, si son producidos en grandes aceleradores.

Como son partículas sin carga, su interacción con los electrones es muy débil; por esta razón no producen ionización primaria.

La interacción se produce con los núcleos y puede ser de dos tipos:

- 1°) Colisiones elásticas: pierden su energía por choques elásticos con núcleos. La fracción de energía perdida es mayor cuando la colisión se produce con núcleos livianos. Los moderadores más utilizados son las sustancias ricas en hidrógeno o deuterio, como la parafina, el agua, el agua pesada, o el grafito.
- 2°) Reacciones nucleares: chocan con un núcleo y producen transmuciones. Las reacciones nucleares más comunes son (n, γ) , (n, p) , (n, α) , $(n, 2n)$ y fisión. Para la detección de neutrones se aprovecha la ionización producida por las partículas emitidas en estas reacciones o por el retroceso de los núcleos afectados.