

Curso de Radioquímica

Interacción de las Radiaciones con la Materia

La interacción de las radiaciones ionizantes con la materia comprende los procesos que ocurren sobre la materia y sobre las propias radiaciones cuando estas últimas inciden sobre la primera. En la interacción de las radiaciones ionizantes con la materia está el fundamento de la mayor parte del trabajo con radiaciones, así como de sus muy variadas aplicaciones. La interacción de las radiaciones con la materia determina, entre otras cosas:

- ◆ la selección del detector a utilizar para cada tipo de radiación y para cada aplicación
- ◆ el proceso de detección, cualquiera sea el detector
- ◆ las condiciones de medida de la actividad de esa radiación
- ◆ el blindaje de las diferentes radiaciones
- ◆ la correspondiente protección radiológica de cada tipo de radiación
- ◆ la selección del dosímetro a utilizar para controlar dosis ambientales y personales
- ◆ las aplicaciones en el área de la salud
- ◆ las aplicaciones industriales de las radiaciones

Para explicar la interacción de cada radiación con la materia, se dividirán las radiaciones en dos grandes grupos: las partículas cargadas y las partículas no cargadas. Dentro de las primeras están englobadas las partículas alfa y los electrones (dentro de los cuales están las partículas beta). Justamente por tener carga, interaccionarán con la materia por medio de fuerzas coulómbicas con los electrones presentes en el medio por el que pasan. Las partículas no cargadas incluyen la radiación gamma, los rayos X y los neutrones. Este tipo de radiación sufre una interacción que involucra los núcleos de los átomos del medio transfiriendo toda o parte de su energía a los electrones o núcleos de los átomos o a las partículas cargadas producto de reacciones nucleares. Los electrones secundarios resultantes sufren los mismos procesos que las partículas beta.

Interacción de partículas alfa

Las partículas alfa son partículas pesadas cargadas positivamente, monoenergéticas, cuya su energía puede variar aproximadamente entre 3 y 8 MeV. Debido a su carga positiva interaccionan con los electrones del medio que atraviesan por fuerzas coulómbicas. Cuando entra al medio absorbente, la partícula cargada interacciona con muchos electrones simultáneamente, disminuyendo su velocidad.

La interacción puede resultar en:

- excitación del electrón
- remoción del electrón del átomo (ionización)

Por tener una masa considerable se frenan en una corta distancia en el medio, con una trayectoria aproximadamente recta porque las partículas no son deflectadas por ningún encuentro. El número de colisiones por partícula y la energía perdida por colisión fluctúa y por tanto no se puede definir un rango exacto. Se habla entonces de un rango o alcance medio (aproximadamente igual al recorrido total) que, en aire a 15°C y a 1 atm, tiene valores en centímetros del mismo orden que la energía de las partículas en MeV. O sea que las partículas α son absorbidas por 3 - 8 cm de aire y por aún menos espesor de prácticamente cualquier material de mayor Z. En la Figura 1 se ve un gráfico del rango de partículas alfa versus la energía de las partículas en aire.

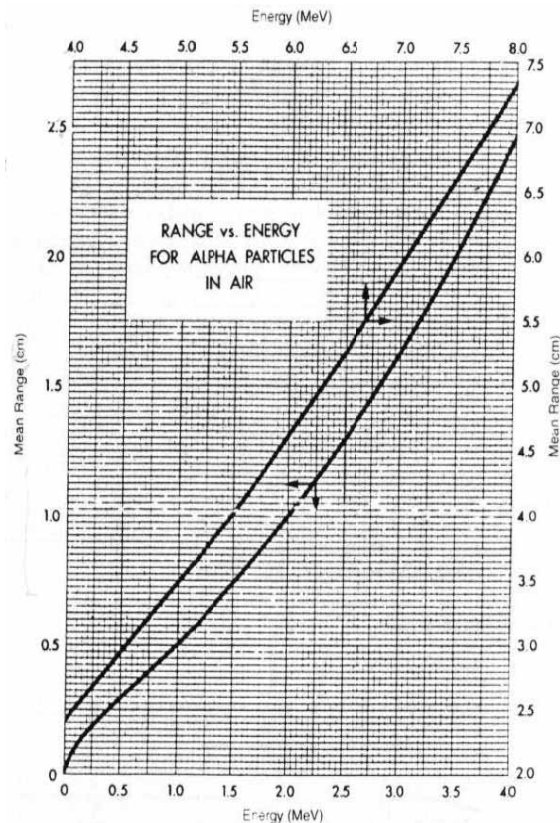


Figura 1: rango para partículas alfa en aire

En interacciones muy cercanas, un electrón puede sufrir un impulso lo suficientemente grande como para crear más iones. Estos electrones energéticos son llamados rayos delta, y representan un modo indirecto por el cual la energía de la partícula cargada se transfiere al medio absorbente.

Poder de frenado de las partículas alfa

El poder de frenado lineal (S), o pérdida específica de energía se define como la pérdida de energía de la partícula por unidad de trayectoria, y se incrementa al disminuir la velocidad de dicha partícula.

$$S = -dE/dx$$

La expresión clásica que describe el poder de frenado lineal es conocida como la fórmula de Bethe:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 z^2}{m_0 v^2} NB \quad B \equiv Z \left[\ln \frac{2m_0 v^2}{I} - \ln \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right) - \frac{v^2}{c^2} \right]$$

Siendo N la densidad del medio, z la carga de la partícula, v la velocidad de la partícula, Z el número atómico del medio, E la energía de la partícula, I un parámetro experimental, m_0 la masa del electrón en reposo y e la carga del electrón.

Al comparar diferentes materiales como absorbentes, materiales con alta densidad y alto número atómico de sus elementos tendrán mayores poderes de frenado.

En la Figura 2 se ve la llamada curva de Bragg, que es un gráfico del poder de frenado de la partícula cargada a lo largo de su trayectoria.

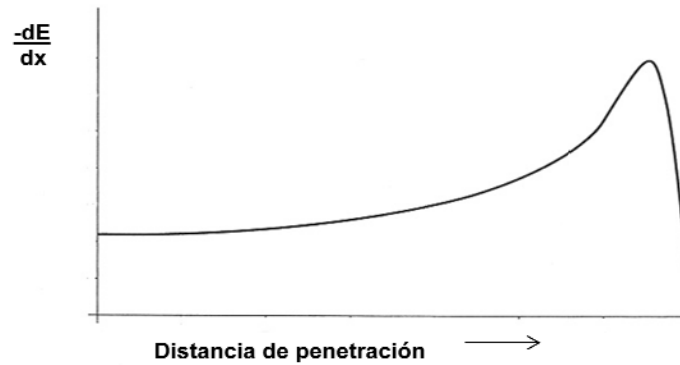


Figura 2: curva de Bragg

Para la mayor parte de la trayectoria, la carga de la partícula (alfa para este caso), es de dos, y el poder de frenado se incrementa según $1/E$. Cerca del final de la trayectoria, la carga se reduce por la toma de un electrón y la curva cae.

Interacción de electrones

Los electrones pierden su energía a una velocidad menor que las partículas alfa, y siguen un camino más tortuoso (las partículas alfa siguen una trayectoria aproximadamente recta). Dentro de los electrones se pueden diferenciar los electrones monoenergéticos y las partículas beta, siendo la energía de las partículas beta un continuo, con una forma como la de la Figura 3.

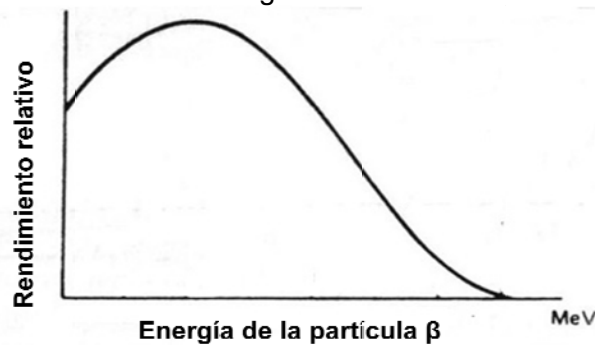


Figura 3: energía de las partículas β

Los electrones pueden sufrir interacciones por fuerzas coulómbicas debido a su carga, excitando o ionizando a los átomos del medio, y, a diferencia de las partículas alfa, también por emisión radiación.

Absorción de partículas beta

Si se coloca una fuente de partículas beta y se mide su actividad luego de pasar a través de un material absorbente cuyo espesor se va aumentando, se verá que la curva tendrá una forma casi exponencial, y por lo tanto casi lineal en un gráfico semi logarítmico, como se observa en la Figura 4.

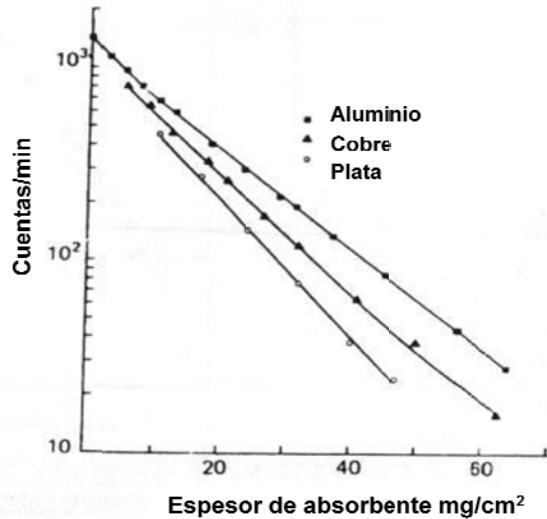


Figura 4: Curvas de transmisión para partículas β de ^{185}W

Debido al espectro continuo de energías, este comportamiento exponencial es una aproximación empírica, y no tiene una base física como en el caso de la atenuación de la radiación gamma. Se puede definir un coeficiente de absorción según

$$I = I_0 e^{-nt}$$

Donde I_0 es la actividad sin absorbente, I la actividad con absorbente y t el espesor del absorbente en g/cm^2 .

Absorción de electrones monoenergéticos

Incluso pequeños espesores de absorbente causan dispersión de los electrones, removiéndolos del flujo original. Un gráfico del número de electrones detectados versus el espesor de absorbente comienza a caer inmediatamente y gradualmente se aproxima a cero para grandes espesores de absorbente (ver Figura 5).

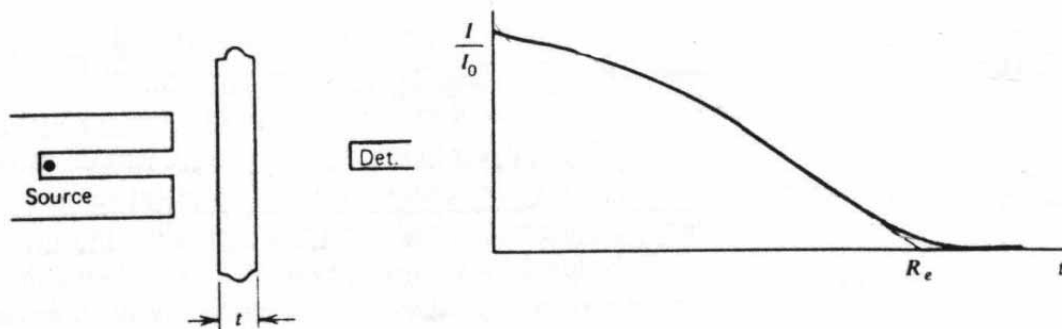


Figura 5: Curva de transmisión para electrones monoenergéticos

Su rango se determina extrapolando la parte lineal de la curva a cero, se llama rango extrapolado, y R_e representa el espesor requerido para que no penetren electrones (R_e en la Figura 5).

Backscattering

Como los electrones sufren deflexiones de gran ángulo a lo largo de su trayectoria, producen un fenómeno llamado backscattering o retrodispersión. Cuando el electrón entra a la superficie de un material puede sufrir una deflexión tal que re-emerge de la

superficie a la que entró. Estos electrones no depositan toda su energía en el medio absorbente, por lo que pueden tener un efecto significativo en la respuesta de los detectores. El efecto es más pronunciado para electrones con baja energía incidente y materiales absorbentes con alto número atómico.

Autoabsorción

Como los electrones son absorbidos en pequeños espesores, una fracción de las partículas emitidas es absorbida por la propia muestra. El fenómeno depende de la densidad del medio absorbente, del número atómico del medio absorbente y de la energía de las partículas incidentes.

Mecanismos de emisión de radiación

Como ya se mencionó anteriormente, los electrones difieren de las partículas alfa en que pueden perder energía por radiación. Existen dos mecanismos para esa radiación, la emisión de rayos X característicos y el bremsstrahlung, que se explicarán a continuación.

Emisión de rayos X característicos

La interacción de electrones excita electrones de los átomos del medio a un nivel energético superior y éste se desexcita en un tiempo del orden de nanosegundos pasando a un nivel inferior, emitiendo rayos X cuya energía corresponde a la energía de dicho nivel energético.

Según los niveles de la vacante y del que procede el electrón se tienen series de rayos X característicos: $K\alpha$, $K\beta$, etc. Estos rayos X son característicos de cada material, y se pueden buscar en tablas, por ejemplo en www.amptek.com/xray_chart.html.

Bremsstrahlung

El bremsstrahlung (radiación de frenado en alemán) es un proceso por el cual un electrón se acerca al núcleo, por atracción se desvía, se frena y una carga al frenarse irradia energía.

Esta energía es del orden de rayos X. Estos rayos X pueden ser absorbidos o escapar. El bremsstrahlung es un espectro continuo hasta la energía del electrón.

Cuando un electrón interacciona con la materia los rayos X característicos y el Bremsstrahlung se superponen.

Un caso particular de la interacción de los electrones con la materia: el tubo de rayos X

Un tubo de rayos X consta de un tubo al vacío con un cátodo que emite electrones y un ánodo que por lo general es de cobre, tungsteno o molibdeno. Los electrones chocan contra el ánodo, que emite rayos X característicos del material con el que está fabricado. A su vez, los electrones emiten radiación de frenado, por lo que del tubo saldrán rayos X que incluyen la radiación de frenado y los rayos X característicos. Para obtener rayos X de una determinada energía se colocan filtros de un material que absorba la radiación no deseada. En la Figura 6 se ven los espectros que componen el tubo de rayos X y el espectro total.

Figura 6: espectros del tubo de rayos X (arriba: rayos X característicos del ánodo, medio: bremsstrahlung, abajo: espectro total del tubo de rayos X)

Poder de frenado de partículas beta

Como las partículas beta pierden energía tanto por excitación e ionización como por radiación, el poder de frenado debe describirse como la suma de ambos poderes de frenado:

$$S_{total} = \left(\frac{dE}{dx} \right)_{int} + \left(\frac{dE}{dx} \right)_{rad}$$

Aplicando una ecuación derivada de la ecuación de Bethe se describe el poder de frenado o pérdida específica de energía debida a la ionización y a la excitación de los átomos:

$$-\left(\frac{dE}{dx} \right)_{int} = \frac{2\pi e^4 NZ}{mv^2} \left[\ln \left(\frac{mv^2 E}{2I^{2(1-\beta^2)}} - (\ln 2) (2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2) + (1-\beta^2) + \frac{1}{8} (1 - \sqrt{1-\beta^2})^2 \right) \right]$$

Siendo N la densidad del medio, Z el número atómico del medio absorbente, v la velocidad de la partícula β , E la energía de la partícula β , I un parámetro experimental y m la masa del electrón en reposo.

Utilizando la teoría clásica, cualquier carga debe radiar energía cuando se acelera y las deflexiones del electrón en su interacción con el absorbente corresponden a tal aceleración. Entonces, el poder de frenado por radiación puede describirse mediante la ecuación:

$$-\left(\frac{dE}{dx} \right)_{rad} = \frac{NEZ(Z+1)e^4}{137m^2c^4} \left(4 \ln \frac{2E}{mc^2} - \frac{4}{3} \right)$$

Como puede deducirse de las ecuaciones anteriores, los mayores poderes de frenado corresponden a materiales con alto Z y alta densidad.

La relación de los poderes de frenado mencionados anteriormente está dada por:

$$\frac{S_{rad}}{S_{int}} \cong \frac{EZ}{700} \quad (E \text{ en MeV})$$

Para los electrones de interés aquí, las energías típicas son de unos pocos MeV, por lo que las pérdidas por radiación siempre son una fracción menor que las pérdidas debidas a ionización y excitación.

Los poderes de frenado pueden buscarse en

<http://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/ESTAR.html>. En la Figura 7 se muestran ejemplos de poderes de frenado para el aluminio y el vidrio pyrex.

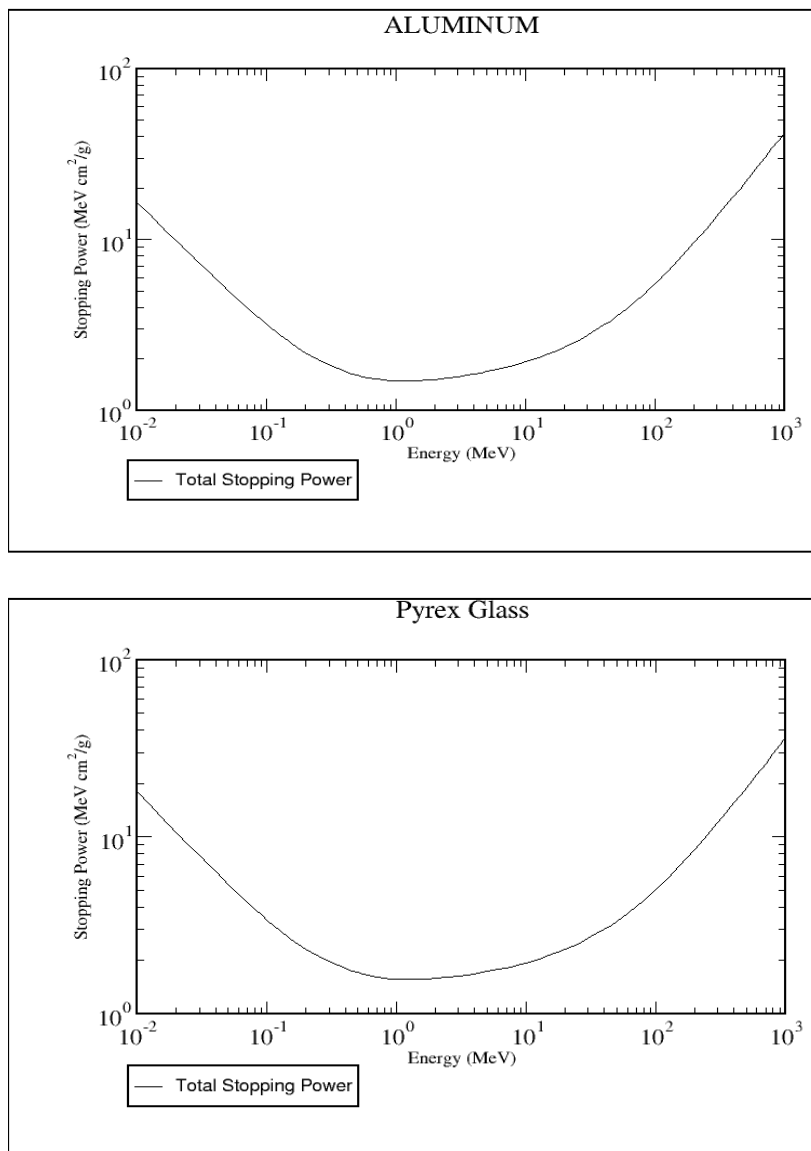


Figura 7: poderes de frenado para el aluminio (arriba) y el vidrio pyrex (abajo)

Interacción de positrones

La trayectoria, el poder de frenado y el rango de los positrones en un material absorbente es similar a la de los electrones. Sin embargo, hay un proceso que pueden sufrir exclusivamente los positrones: la aniquilación. Cuando su energía es baja, se combinan con un electrón y se generan dos fotones opuestos de 0.511 MeV.

Interacción de radiación gamma

La radiación gamma transfiere toda o parte de su energía a un electrón del material absorbente, desapareciendo o siendo dispersada un cierto ángulo. Este comportamiento es marcadamente diferente al de las partículas cargadas, que pierden velocidad gradualmente a través de una interacción continua y simultánea con muchos átomos de material absorbente.

Es necesario aclarar que en esta parte se hablará de radiación gamma, pero los mismos tipos de interacción se aplican a los rayos X ya que ambos son radiación electromagnética. La única diferencia entre rayos X y radiación gamma es su origen; los rayos X se generan a nivel electrónico, y la radiación gamma se genera a nivel nuclear.

Se detallarán tres mecanismos principales de interacción de radiación gamma con la materia: el efecto fotoeléctrico, el efecto Compton y la producción de pares.

Efecto fotoeléctrico

En el efecto fotoeléctrico un fotón gamma (radiación gamma) sufre una interacción con un material absorbente en la cual el fotón desaparece completamente. En su lugar, se eyecta un fotoelectrón de uno de sus capas. La interacción ocurre con el átomo como un todo, no con electrones libres. El fotoelectrón sale con una energía dada por:

$$E_{e^-} = h\nu - E_b$$

Siendo E_b la energía de unión del fotoelectrón en su capa original y $h\nu$ la energía del fotón.

Además del fotoelectrón, se crea un átomo ionizado con una vacancia. Esta vacancia se llena rápidamente de tres formas posibles: capturando un electrón libre, rearrreglando los electrones del átomo generándose rayos X al bajar de nivel (fluorescencia), o emitiendo un electrón Auger que se lleve la energía de excitación del átomo. Un esquema de estos procesos se muestra en la Figura 8.

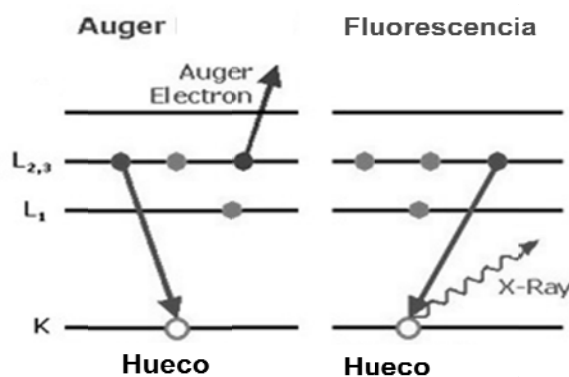


Figura 8: esquema de los procesos posibles en el efecto fotoeléctrico

El efecto fotoeléctrico es el proceso predominante de interacción de la radiación gamma de relativamente baja energía. Este proceso también es importante en

materiales absorbentes de alto número atómico. La probabilidad de ocurrencia del efecto fotoeléctrico puede aproximarse como:

$$\tau \approx Z^3/E_\gamma^3$$

Esta dependencia del número atómico del absorbente es una de las razones primarias para la preponderancia de materiales de alto Z (tales como plomo) en los blindajes de radiación gamma. Muchos detectores utilizados para espectroscopía de radiación gamma se eligen de materiales de alto Z por la misma razón.

Efecto Compton

El efecto Compton tiene lugar entre la radiación gamma incidente y un electrón del material absorbente.

La radiación gamma es deflectada un ángulo θ con respecto a su dirección original, transfiriendo parte de su energía al electrón (que se considera en reposo inicialmente). Este efecto fue observado en 1923 por Arthur H. Compton, y se tomó como la prueba final de la dualidad onda-partícula, estableciendo la legitimidad de la teoría cuántica, ya que el efecto sólo se puede explicar si se considera a la radiación gamma como partícula. Un esquema del efecto Compton se ve en la Figura 9.

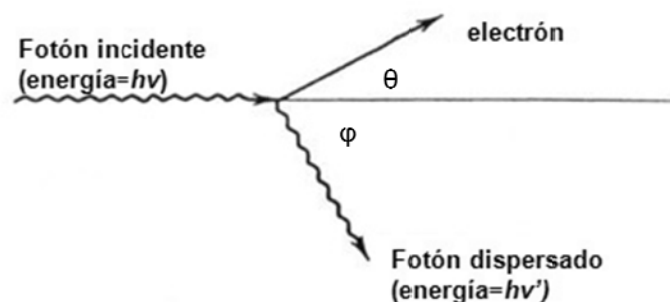


Figura 9: esquema del efecto Compton

La energía de la radiación gamma deflectada puede describirse mediante la ecuación

$$E_\gamma' = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{mc^2}(1 - \cos \phi)}$$

Siendo m_0c^2 la energía en reposo del electrón (0.511 MeV). Para pequeños ángulos de dispersión ϕ se transferirá poca energía.

La probabilidad de efecto Compton depende del número de electrones disponibles, por lo que se incrementa linealmente con Z.

Producción de pares

Si la energía de la radiación gamma excede dos veces la energía del electrón en reposo (1.02 MeV), es energéticamente posible el proceso de producción de pares. En la interacción, que ocurre en la cercanía del núcleo, la radiación gamma desaparece y es reemplazada por un par electrón-positrón. Luego el positrón se aniquilará, dando dos fotones de aniquilación opuestos como productos secundarios de la interacción. No existe una ecuación simple para la probabilidad de producción de

pares, pero aproximadamente varía con el cuadrado del número atómico del absorbente, y se vuelve importante al aumentar la energía de la radiación incidente. Un esquema del proceso de producción de pares de muestra en la Figura 10.

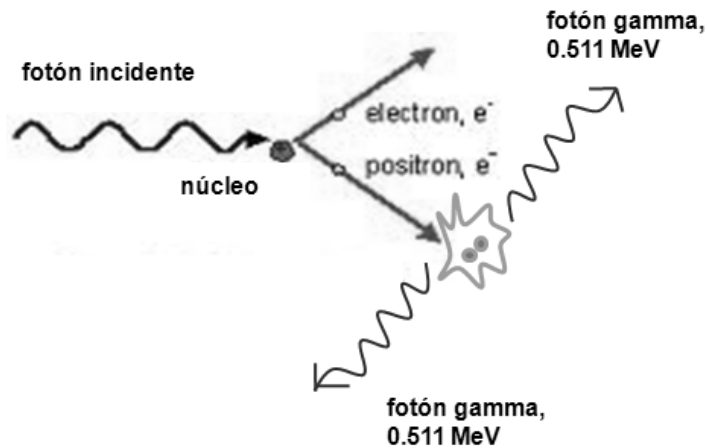


Figura 10: esquema del proceso de producción de pares

En la Figura 11 puede verse un gráfico que muestra la importancia relativa de los tres tipos principales de interacción gamma con la materia: efecto fotoeléctrico, efecto Compton, y producción de pares. La línea a la izquierda representa la energía a la cual el efecto fotoeléctrico y Compton son igualmente probables en función del número atómico. La línea a la derecha representa la energía a la cual el efecto Compton y la producción de pares son igualmente probables. Se definen entonces tres áreas en las cuales predomina cada tipo de interacción.

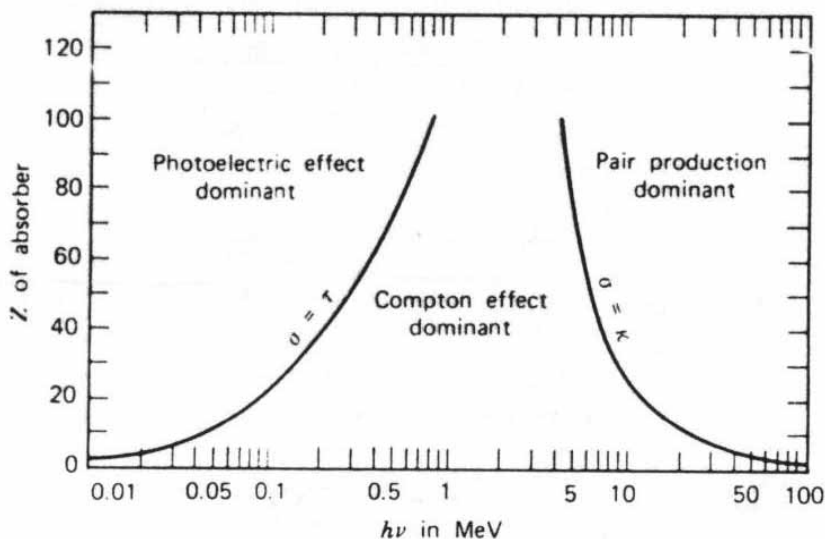


Figura 11: gráfico que muestra la importancia relativa de los tres tipos principales de interacción gamma

Dispersión coherente

Además de la dispersión que ocurre en el efecto Compton, puede tener lugar otro tipo de dispersión en la cual la radiación gamma interacciona coherentemente con los

electrones de un átomo de un material absorbente. En esta dispersión coherente o dispersión de Rayleigh, la radiación gamma retiene su energía original luego de la dispersión, pero cambia su dirección, y el átomo absorbente no se excita ni se ioniza. Como no hay transferencia de energía, no se toma en cuenta en las discusiones de interacción de radiación gamma. Sin embargo, como la dirección de la radiación gamma cambia, debe tenerse en cuenta si se quiere describir completamente la radiación gamma. Su probabilidad es significativa para bajas energías de la radiación gamma (unos pocos keV) y materiales absorbentes de alto Z.

Atenuación de la radiación gamma

Si se hace pasar un haz de radiación gamma a través de un absorbente de espesor variable, y se mide del otro lado su intensidad con un detector, se verá que la atenuación del haz es exponencial (Ver Figura 12).

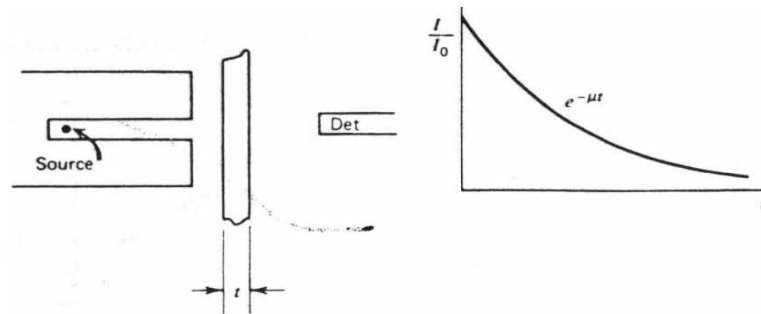


Figura 12: esquema y curva de transmisión de radiación gamma

Cada proceso de interacción removerá parte del haz por absorción o dispersión, y se caracterizará por una cierta probabilidad. La suma de estas probabilidades será la probabilidad de que parte de la radiación gamma sea removida del haz:

$$\mu_{\text{total}} = \mu_{\text{fotoeléctrico}} + \mu_{\text{Compton}} + \mu_{\text{pares}}$$

A se le llama coeficiente de atenuación lineal, depende del Z del material absorbente y de la energía de la radiación y puede calcularse mediante la ecuación:

$$A = A_0 e^{-\mu x}$$

siendo x el espesor del material absorbente, A la actividad de la radiación gamma transmitida a través del material absorbente y A_0 la actividad de la radiación sin absorbente.

Como el coeficiente de atenuación lineal depende de la densidad del material absorbente, es común utilizar el coeficiente de atenuación másico, que se define como

$$\mu_{\text{másico}} = \mu_{\text{lineal}}/\rho$$

donde ρ representa la densidad del material absorbente.

También se define el $D_{1/2}$ como el espesor de material absorbente que reduce la intensidad del haz a la mitad, y se calcula como

$$D_{1/2} = \ln 2/\mu_{\text{másico}}$$

Es necesario aclarar que por lo general se utilizan indistintamente los términos coeficiente de absorción y coeficiente de atenuación. El primer término corresponde a la disminución del haz debido a efecto fotoeléctrico, y coeficiente de atenuación

corresponde al coeficiente que se obtiene de sumar las contribuciones de todos los tipos de interacción. Como el efecto fotoeléctrico es el mayoritario, es común utilizar el término coeficiente de absorción.

El coeficiente de atenuación puede encontrarse en bibliografía, por ejemplo en <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/html/xcom1.html>, y tiene la forma que se ve en la Figura 13.

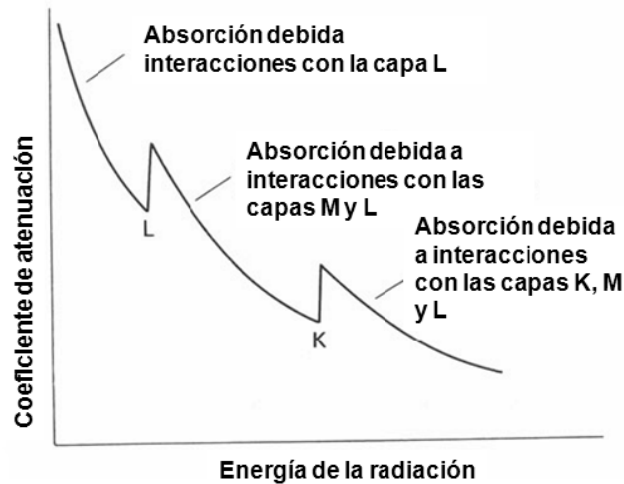


Figura 13: coeficiente de atenuación de la radiación en función de la energía de la radiación

En el gráfico de la Figura 13 puede verse que el coeficiente de atenuación tiene algunas discontinuidades. Estas discontinuidades son los bordes de absorción del material, y corresponden a las energías de unión de los electrones a las diferentes capas del átomo. Cuando la energía de la radiación es igual a la del borde de absorción, hay una alta probabilidad de que la radiación sea absorbida y el coeficiente de atenuación aumenta. En la Figura 14 se muestran gráficos de coeficientes de atenuación para diferentes materiales.

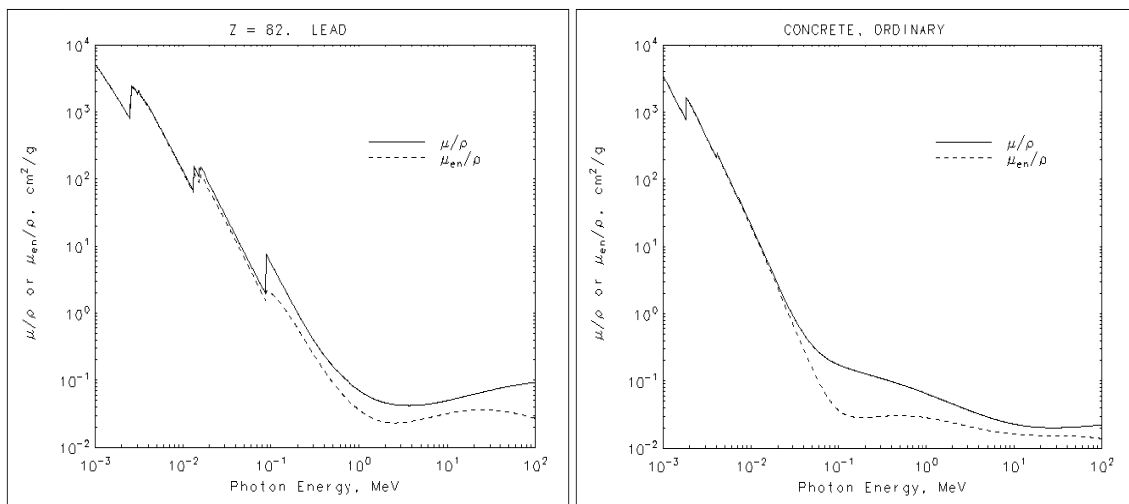


Figura 14: coeficiente de atenuación para plomo (izquierda) y concreto (derecha)

Interacción de neutrones

Los neutrones interactúan con los núcleos de los átomos absorbentes. Como resultado de la interacción, los neutrones pueden desaparecer totalmente siendo reemplazados por una o varias radiaciones secundarias, o puede cambiar su energía o su dirección. A diferencia de la radiación gamma, el resultado de la interacción de neutrones son casi siempre partículas pesadas cargadas.

Existen variadas fuentes de neutrones, como el ^{252}Cf , o reactores de fusión o fisión nuclear, y la mayoría de los detectores de neutrones utilizan algún tipo de conversión de neutrones incidentes en partículas secundarias cargadas que pueden ser detectadas directamente.

Como la probabilidad de los varios tipos de interacción de neutrones cambia con la energía de dichos neutrones, éstos se dividen en neutrones rápidos y lentos, siendo el límite entre ellos aproximadamente 0.5 eV.

Neutrones lentos

Las interacciones más importantes que tienen lugar son la dispersión elástica y las reacciones inducidas por neutrones. A causa de la baja energía cinética de los neutrones incidentes, muy poca energía se puede transferir en la dispersión elástica. Este tipo de colisiones son muy probables, y sirven para llevar a los neutrones lentos a equilibrio térmico con el medio absorbente. Muchos de estos neutrones están en el rango de neutrones térmicos, con un promedio de 0.025 eV.

Neutrones rápidos

Los neutrones rápidos en general son neutrones de más de 0.5 eV. Como la probabilidad de las reacciones inducidas por neutrones cae al incrementarse la energía de los mismos, la dispersión se vuelve relevante porque los neutrones pueden transferir una apreciable cantidad de energía en la colisión. En este caso la radiación secundaria son núcleos que han ganado una cierta cantidad de energía del neutrón en la colisión. En cada sitio de dispersión el neutrón pierde energía, por lo que se dice que es moderado. El moderador más eficiente es el hidrógeno porque el neutrón puede perder toda su energía en una sola colisión con un núcleo de hidrógeno.

Si la energía del neutrón es suficientemente alta, se da dispersión inelástica y el núcleo se excita. Cuando se desexcita emite un fotón gamma.

Bibliografía

- Radiation Detection and Measurement, Glen F. Knoll, Third edition, 2000.
- Interaction of radiation with matter, Dr Santam Chakraborty, Junior resident, Department of radiotherapy, PGIMER.
<http://www.slideshare.net/santam/interaction-of-radiation-with-matter>
- Detección de las radiaciones ionizantes, Laura Fornaro, curso de Química Nuclear de Facultad de Química, Universidad de la República.