

Bases físicas de la Medicina Nuclear

(Parte II)



R. de la Fuente**
L. Villares**
P. Gely**
P. La Banda*
P. Gálvez**
J.L. Pérez Piqueras*

RESUMEN

En esta segunda parte sobre las bases físicas de la Medicina Nuclear, publicada así por intervenir en su confección algunos autores que no colaboraron en la 1. parte, se hace un estudio más detenido sobre la radiación gamma porque, como bien dicen los autores, constituye con frecuencia el soporte de la información diagnóstica que caracteriza la Medicina Nuclear.

SUMMARY

In this second part on the physical bases of Nuclear Medicine, published in this way because of the contributions by some authors who did radiation because, as these authors so rightly state, it is the foundation for diagnostic information that characterises Nuclear Medicine.

3. RADIACION GAMMA

Un estudio más detenido merece la radiación gamma, por ser con frecuencia el soporte de la información diagnóstica que caracteriza a la Medicina Nuclear.

La emisión gamma es el tercer componente de la radiactividad natural, que no se modificaba por el campo magnético en la experiencia de Rutherford y que penetraba en la materia más profundamente que la α y β . De este comportamiento se pueden deducir dos de sus más importantes características: ausencia de carga y masa.

Se trata de una radiación electromagnética que comparte con la X parte del espectro, por encima de 10^{-10} m de longitud de onda, 10^3 eV de energía y 10^{18} c/s de frecuencia. El origen de esta radiación es múltiple, procede de la aniquilación de positrones o la transmisión isométrica, en el caso de la Gamma y de la captura electrónica o la conversión interna en el caso de la X. Aparte de su origen, las radiaciones electromagnéticas no tienen más diferen-

cias que las que le confieren las distintas energías de sus fotones.

EMISION GAMMA: No es mas que una de las formas que tiene un núcleo excitado para ceder energía y tender al estado fundamental. Esta energía fotónica se encuentra generalmente entre 1 KeV y 1 MeV.

El espectro gamma es discontinuo, formado por una serie de energías características de cada radionúcleo, que dependen de las condiciones en que se realiza el salto de electrones entre distintos niveles cuando el núcleo pierde energía.

Todo el proceso de desintegración que sufre un radioisótopo, los tipos, frecuencia y energía de emisión, niveles energéticos y período de semidesintegración son sistematizados en el Esquema de Desintegración. (fig. 7). Elemento insustituible en la comprensión global del proceso.

INTERACCIONES DE LOS FOTONES CON LA MATERIA:

ATENUACION

Cuando la radiación electromagnética choca con la materia, parte de su energía se absorbe y parte es desviada sin depositar energía: es difundida. La suma de ambos procesos for-

man la Atenuación, que es la pérdida de energía total del haz incidente.

$$E \text{ at.} = E \text{ abs.} + E \text{ dif.}$$

Por lo tanto la energía absorbida es la diferencia entre la inicial y la difundida.

La atenuación electromagnética está determinada por una Ley probabilística similar a la de desintegración radiactiva:

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

Siendo N el número de fotones resultante a un espesor x del absorbente, N_0 el número de fotones incidente y μ el **Coefficiente de Atenuación** lineal. La misma fórmula puede relacionar la intensidad fotónica incidente y resultante.

Del mismo modo que de la constante de desintegración se deduce el tiempo de semirreducción, del coeficiente de atenuación lineal se deduce la capa hemirreductora $d^{1/2}$:

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

Si x se da en cm, μ en cm^{-1} . Pero si deseamos saber la atenuación por unidad de masa, habremos de definir un nuevo Espesor Másico (xm):

$$xm \text{ (g/cm}^2\text{)} = x \text{ (cm)} \cdot \rho \text{ (g/cm}^3\text{)}$$

Siendo ρ (rho) la densidad.

** Cap. de San. (Med).

* TCol. de San. (Med).

Servicio de Medicina Nuclear
Hospital Militar Central "Gómez Ulla"

El Coeficiente de Atenuación Másico (μ_m) será:

$$\mu_m = \mu / \rho \text{ (cm}^2/\text{gr)}$$

Del mismo modo, se pueden definir el Coeficiente de Atenuación Atómico (μ_a) y el Espesor Atómico (x_a):

$$x_a \text{ (atom/cm}^2\text{)} = x \text{ (cm)} \cdot \rho_a \text{ (atom/cm}^3\text{)}$$

$$\mu_a = \mu / \rho_a$$

Siendo ρ_a la Densidad Atómica.

El Coeficiente de Atenuación Electrónica (μ_e) y el Espesor Electrónico (x_e):

$$x_e \text{ (elect/cm}^2\text{)} = x \text{ (cm)} \cdot \rho_e \text{ (elect/cm}^3\text{)}$$

$$\mu_e = \mu \rho_e$$

Siendo la ρ_e Densidad Electrónica. Los coeficientes se relacionan entre si de la siguiente manera:

$$\mu_a = \mu / \rho_a = A/N \cdot \mu_m = Z \cdot \mu_e$$

Siendo N el número de Avogadro.

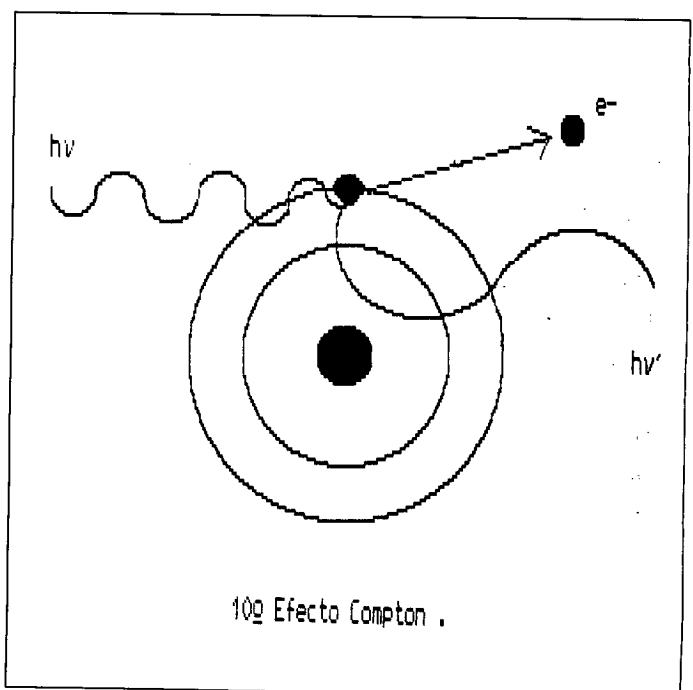
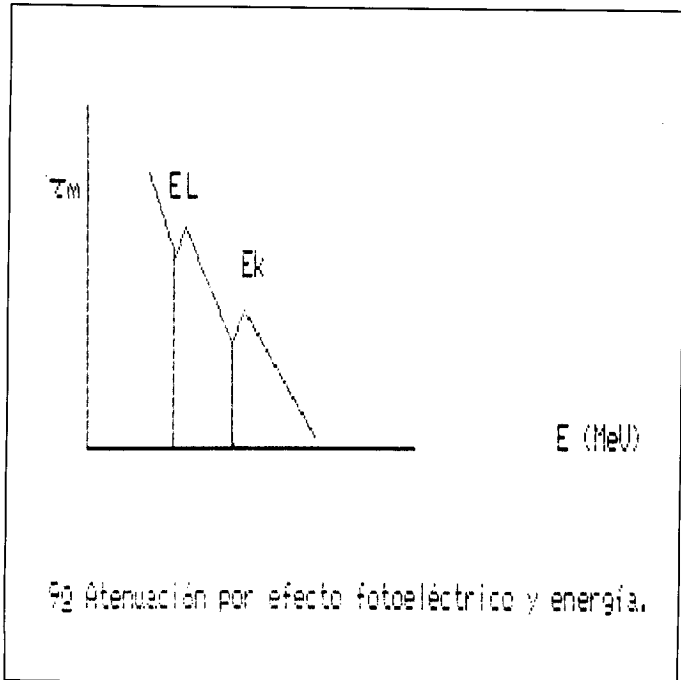
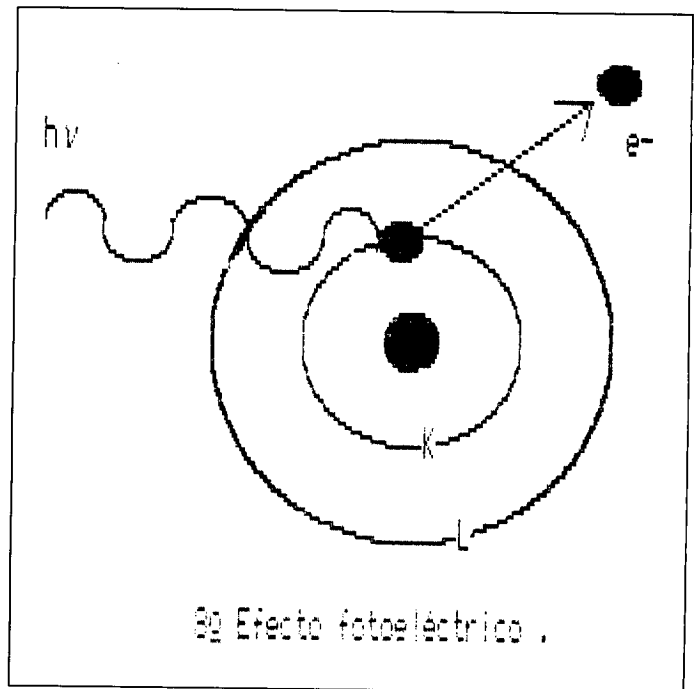
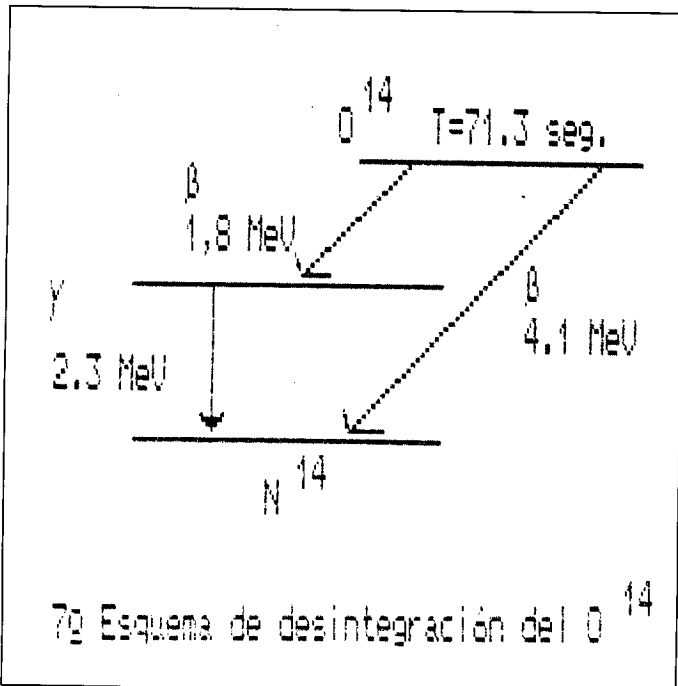
MECANISMOS DE ATENUACION

Los fotones interaccionan con los átomos del material irradiado, cada

tipo de interacción con los electrones o los nucleones da lugar a una forma determinada de atenuación, cuya probabilidad y frecuencia depende de las características de la radiación incidente y del átomo irradiado, generalmente la energía de la primera y el tamaño del segundo.

La interacción de los fotones con electrones da lugar a los tres fenómenos clásicos: Efecto Fotoeléctrico, Efecto Compton y Difusión Rayleigh. La interacción con los núcleos produce: Difusión Thomson, Creación de pares y Efecto Fotonuclear.

Los efectos Rayleigh y Thomson son interacciones elásticas con el



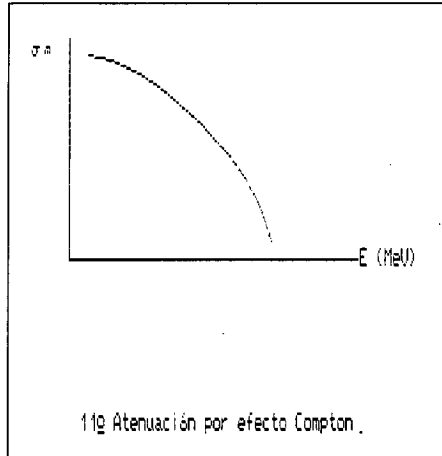
material sin cesión de energía, por lo que su contribución a la atenuación es muy pequeña. El efecto Fotonuclear se produce cuando un fotón de alta energía (8-10 MeV) produce la desintegración del núcleo y la emisión de una partícula (neutrón...); incluso para energías superiores a 30 MeV es un proceso de baja probabilidad en los tejidos biológicos.

A continuación comentamos los procesos de interacción fotón-materia más importantes.

Efecto Fotoeléctrico

Cuando un fotón incide sobre un electrón de un átomo y cediéndole toda su energía, le "arranca" de su órbita, la energía sobrante se comunica al electrón en forma de Energía Cinética (Fig. 8). Es decir:

$$T = h\nu - E_n$$



Siendo T la energía cinética del Electrón Emitido, $h\nu$ la energía del fotón incidente y E_n la energía de ionización de la capa.

El lugar libre dejado en su capa por el electrón emitido, es ocupado por otro procedente de una capa exterior con mayor energía, emitiéndose la diferencia en forma de radiación electromagnética difusa.

La emisión electrónica (fotoeléctrica) así producida, sale proyectada en un ángulo que depende de la energía del haz incidente, tendiendo

a ser perpendicular a este cuando la energía es baja y se alinea con él cuando es alta. Las sucesivas interacciones de los fotoelectrones con otros átomos da lugar a ionizaciones y radiación de frenado difusa.

El efecto fotoeléctrico se producirá cuando la energía del fotón incidente sea algo superior a la energía de ionización de cada capa. Si representamos la relación entre el Coeficiente de Atenuación Másico por efecto fotoeléctrico, τ_m y el valor de la energía incidente (fig. 9), obtenemos una gráfica descendente que muestra como la probabilidad de interacción disminuye al aumentar la energía, debido a que con altas energías incidentes la interacción es más frecuente en las capas de mayor energía (K y L), que tienen menos electrones. Los picos corresponden a las energías de extracción de cada capa.

El Coeficiente Electrónico de Atenuación por efecto fotoeléctrico (τ_e) puede determinarse mediante la Ley de Bragg-Pierce, que se concreta en la siguiente expresión:

$$\tau_e = K \cdot \lambda^3 \cdot Z^3$$

Siendo λ la longitud de onda de la radiación incidente, Z el número atómico de la materia absorbente y K una constante diferente para cada capa.

Resumiendo, podemos concluir que la atenuación por efecto fotoeléctrico es máxima a bajas energías, aunque a una energía dada, varía para cada material absorbente.

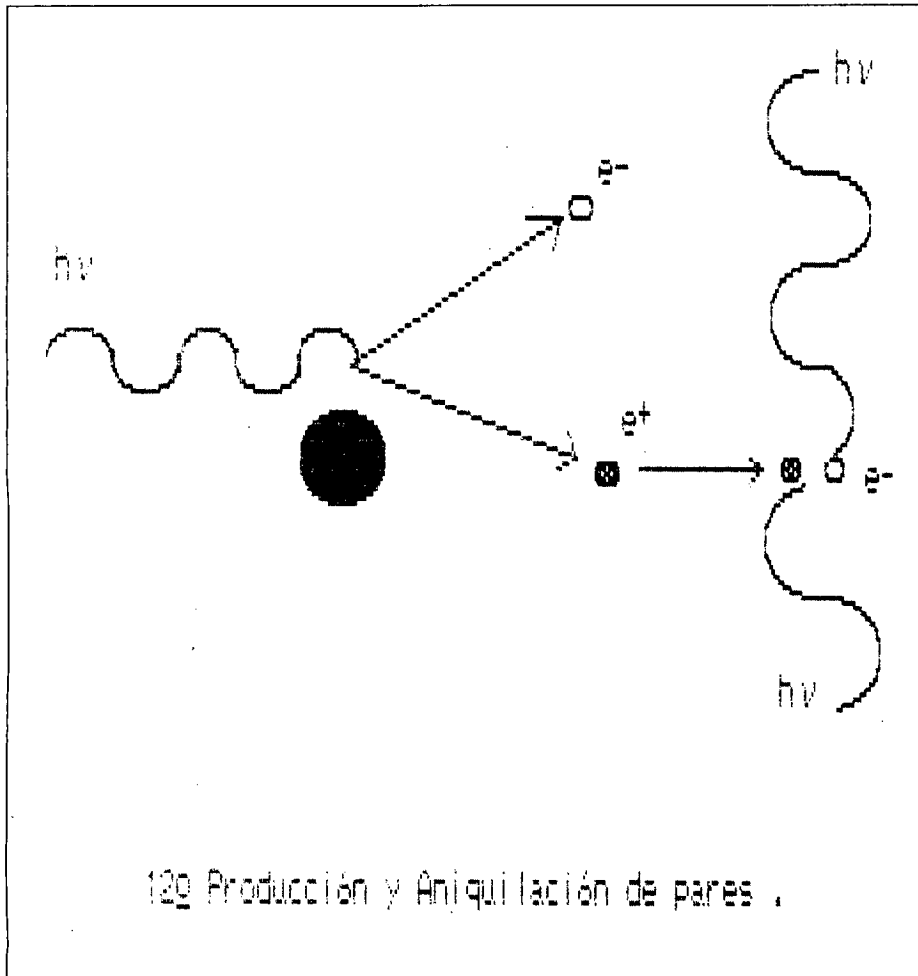
Efecto Compton

Si el fotón incidente interacciona con un electrón de capas superficiales (poco ligado), cediéndole parte de su energía ($h\nu$), este es arrancado de su órbita, mientras que el fotón se ve desviado de su trayectoria (fig. 10) y disminuida su energía ($h\nu'$). El electrón resultante posee una energía cinética (T) aproximadamente igual a la diferencia entre los dos fotones, despreciando la energía de ionización de la capa implicada.

$$T = h\nu - h\nu'$$

El electrón desprendido (comptoelectrón) surge proyectado hacia delante, con un ángulo menor de 90° , mientras que la radiación dispersa (fotón desviado) puede surgir en cualquier dirección.

La absorción por efecto Compton se produce con mayor frecuencia a energías incidentes de mediana intensidad (de 500 KeV a 5 MeV para el plomo).



120 Producción y Aniquilación de pares .

El Coeficiente de Atenuación Másico por efecto Compton (σ_m) disminuye lentamente según aumenta la energía del fotón (fig. 11), aunque es independiente del material absorbente.

Producción de pares

Cuando un fotón de elevada energía se acerca a las proximidades de un núcleo grande, puede ser influido por su campo y "materializado" en un electrón y en un positrón que surgen proyectados hacia delante (fig. 12). La energía mínima imprescindible del fotón debe ser superior a la equivalente de las masas del electrón y positrón en reposo, es decir: $0,51 + 0,51 = 1,02$ MeV. El "sobrante" de la energía del fotón incidente se transfiere al núcleo con un valor despreciable, o es cedida de manera aleatoria y asimétrica como energía cinética a ambas partículas emergentes.

El electrón y el positrón forman con el fotón un ángulo que será más agudo cuanto mayor sea la energía incidente.

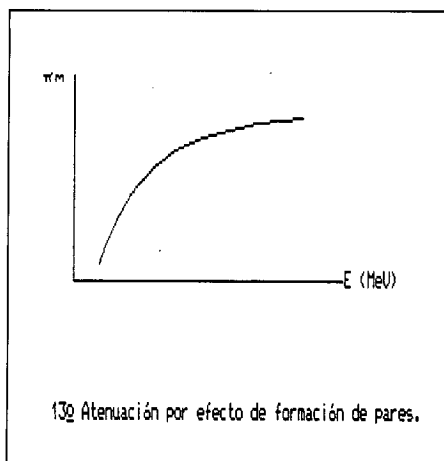
La vida del positrón es efímera, pues tiende a unirse a cualquier electrón próximo y mediante el proceso denominado **Aniquilación** generar dos fotones en direcciones opuestas y de 0,51 MeV cada uno. La aniquilación es el fenómeno inverso a la materialización que forma parte de la radiación difusa en este proceso.

El Coeficiente de Atenuación Másico por efecto de la creación de pares (π_m) aumenta con la energía del fotón incidente y con el Número Atómico (Z) del absorbente (Fig. 13).

Importancia conjunta de los efectos fotoeléctrico Compton y formación de pares

Cuando se produce la interacción de cualquier fotón con la materia, la probabilidad de que se produzca cualquier de los tres fenómenos depende, como hemos visto, de la naturaleza del absorbente y de la energía incidente. En la mayoría de los casos en el fenómeno de la atenuación intervienen los tres factores en mayor o menor proporción.

Comparando las dos variables más determinantes de esta proporción, el número atómico (Z) del



absorbente y la energía (MeV) de la radiación incidente (fig. 14), observamos un predominio del efecto fotoeléctrico hasta los 50 KeV en elementos de bajo Z (componentes orgánicos, C, H, O...) y hasta 500 KeV en elementos de elevado Z (Plomo), mientras que el efecto Compton predomina en los mismos elementos hasta los 20 y 5 MeV respectivamente.

Puesto que la absorción por efecto fotoeléctrico es dependiente del absorbente, las radiaciones que lo

producen son útiles para el diagnóstico al poder diferenciar tejidos de distinta atenuación. Mientras que el efecto Compton, al no depender de la Z en el rango entre 1 y 5 MeV, es usado en radioterapia.

El Coeficiente de Atenuación (másico, lineal, etc.) global de un elemento será la suma de los coeficientes de atenuación debido a cada uno de los Efectos descritos, es decir:

$$\mu = \tau + \sigma + \pi$$

BIBLIOGRAFIA

1. STRETTAN, J.S.: Radiaciones ionizantes. Alhambra. Madrid, 1967.
2. RADVANYI, P.: La Radiactividad artificial. Salvat. Barcelona, 1987.
3. OLDENBERG, Otto: Introducción a la Física atómica y nuclear. Del Castillo. Madrid, 1970.
4. FAYARD, MICHEL: Estructura electrónica de los átomos y de las moléculas simples. Omega. Barcelona, 1973.
5. KAHAN, THEO: Las partículas elementales. Oikos-tau. Barcelona, 1970.
6. BLOCKER, BERNHARD: Atlas de física atómica. Alianza. Madrid, 1988.

