Espectroscopía gamma en fuentes de ²²Na,⁶⁰Co,¹³³Ba, ¹³⁷Cs y ¹⁵²Eu.

S. Graiff, P. Machain, M. Mayo, O. Velarde.¹

¹Física Nuclear y de Partículas - Instituto Balseiro, Bariloche, Argentina.

5 de marzo de 2014.

Se estudió el espectro de radiación del $^{137}\mathrm{Cs}$ identificando en el mismo el número de eventos asociados al efecto fotoeléctrico y Compton, así como también la influencia de materiales tales como el Pb y el Polietileno Borado como atenuadores de la radiación. A tales efectos, se realizó una correcta calibración del dispositivo experimental mediante la utilización de fuentes de $^{22}\mathrm{Na},^{60}\mathrm{Co},^{133}\mathrm{Ba}$ y $^{137}\mathrm{Cs}$. Se midió la radiación de ambiente (fondo) de modo a restar su influencia en las mediciones.

I. INTRODUCCIÓN TEÓRICA.

Un tipo de radiación electromagnética son los denominados rayos gamma. Estos están constituidos por fotones de alta energía, la cual se mide en MeV (energía correspondiente a fotones de longitud de onda 10^{-11} m). Los rayos X pertenecen también al mismo rango energético; sin embargo, los rayos gamma se generan a nivel nuclear. Además, como la energía de fotones emitida por un núcleo es característico del mismo, permite identificarlo. Este procedimiento se denomina Espectroscopía Gamma.

Pasando a través de la materia, la radiación gamma ioniza principalmente de tres maneras: efecto fotoeléctrico, efecto Compton y creación de pares. La forma de interacción dominante depende de la energía de los fotones y del número másico del material, dicha dependencia se muestra en la Fig.1.



Figura 1. Dependencia de las interacciones en función de la energía del fotón incidente [1].

Uno de los posibles mecanismos de interacción es el Efecto Fotoeléctrico. En el, un fotón interactúa con un electrón atómico y es capaz de expulsarlo fuera del átomo (Ver Fig.2). La energía cinética del electrón expulsado resulta:

$$E_e = \hbar \nu - E_b,\tag{1}$$

donde la $\hbar \nu$ es la energía del fotón incidente y E_b la energía de ligadura del electrón.



Figura 2. Interacción de la radiación gamma con la materia por efecto fotoeléctrico [1].

Un reordenamiento electrónico dentro del átomo permite llenar rápidamente el hueco resultante. Para elementos de bajo número atómico, el efecto fotoeléctrico es despreciable a energías del fotón que exceden los 100 KeV. Sin embargo, varía con la cuarta o quinta potencia del número atómico; así, para elementos de alto número atómico, el efecto es apreciable aunque la energía incidente sea mayor a 2MeV.

Por otro lado, se entiende como efecto Compton a la interacción donde un fotón gamma incidente aumenta la energía de un electrón atómico lo suficiente para provocar su expulsión. La energía restante del fotón original emite un nuevo fotón gamma de baja energía con dirección de emisión diferente a la del fotón gamma incidente (Ver Fig.3). En el efecto Compton el fotón sufre una dispersión elástica. Parte de la energía del fotón incidente es llevada afuera por el electrón y el resto aparece en la forma de un fotón de mayor longitud de onda. La energía del electrón resulta:

$$E_e = \hbar \nu \frac{(1 - \cos\Theta) \frac{\hbar \nu}{mc^2}}{1 + (1 - \cos\Theta) \frac{\hbar \nu}{mc^2}},\tag{2}$$

donde $\hbar\nu$ es la energía del fotón incidente, m la masa del electrón y Θ el ángulo de desviación del electrón respecto a la dirección de incidencia.

La dispersión Compton varía directamente con el número atómico del elemento dispersor y, se aproxima inversamente con la energía del fotón en el rango de



Figura 3. Interacción de la radiación con la materia por efecto Compton [1].

energía que es de mayor interés.

Finalmente, respecto a la creación de pares como su nombre lo indica, un fotón de radiación electromagnética incidente es utilizado en crear un par electrón-positrón que luego es lanzado de un átomo. Este efecto es posible solamente en fotones cuya energía excede 1,02 MeV pues 0,511 MeV son utilizados en la creación de la masa de cada partícula, electrón o positrón y el resto imparte energía cinética al par de partículas. El positrón creacion en la producción de pares se aniquila por la interacción con otro electrón después de un corto periodo de tiempo (Ver Fig.4).



Figura 4. Interacción de la radiación con la materia por creación de pares [1].

La producción de pares es mas importante para elementos pesados; el efecto varía con el número atómico, aproximadamente como Z(Z+1). El efecto también varía aproximadamente de manera logarítmica con la energía del fotón.

Una vez detallado los mecanismos es posible describir como se observa cada tipo de interacción en un espectro radiación en una gráfica de distribución diferencial en función de la energía (Ver Fig.5).

Como en el efecto fotoeléctrico se absorbe toda la energía del rayo gamma, produce un pico en el espectro. Luego, debido a que en la interacción Compton, el electrón se lleva parte de la energía dependiente del ángulo de dispersión, la radiación deposita una porción



Figura 5. Distribución del número de cuentas en función de la energía del electrón dispersado [1].

de la energía en el detector y esto da lugar en el espectro a una gran zona de energia menor al fotopico. Por último, el fenómeno de creación de pares se observa en el espectro como un pico de menor energía que el rayo gama incidente.

El objetivo de este trabajo es caracterizar el 137 Cs mediante espectroscopía gamma tras realizar una calibración de un detector Centellador de NaI(Tl) con otras fuentes conocidas.

II. MÉTODO EXPERIMENTAL.

Para la detección de radiación gamma se utilizó un monocristal de tipo centellador de Yoduro de Sodio dopado con Talio (NaI(Tl)), un fotomultiplicador y un pre-amplificador (Fig.6).



Figura 6. Detector de radiación gamma consistente en un centellador, un fotomultiplicador y un preamplificador [2].

El monocristal emite fotones cuando es atravesado por radiación ionizante. La radiación incide sobre el material excitando a los electrones desde la banda de valencia hacia la banda de conducción, con lo cual, en el proceso de desexcitación de los mismos se emiten fotones. Estos fotones pasan a un fotomultiplicador colocado a continuación del monocristal.

El fotomultiplicador a su vez consta de un fotocátodo (primer dínodo), un sistema de focalización, una cadena de amplificación y el ánodo. Los fotones inciden en el fotocátodo y por efecto fotoeléctrico, se producen electrones o fotoelectrones. Considerando despreciable la energía de ligadura del electrón al átomo, la cantidad de electrones emitidos es proporcional a la cantidad de fotones incidentes en el fotocátodo. El electrón resultante es focalizado mediante un campo eléctrico hacia el sistema de amplificación formado por varios dínodos. La cadena de dínodos se encarga de amplificar el número de electrones y permite obtener un pulso eléctrico cuya altura es directamente proporcional a la energía de la radiación. Por su parte el ánodo recoge la carga acumulada al final de la cadena de amplificación para extraerla del fotomultiplicador como una señal eléctrica.

El pre-amplificador conectado a la salida del fotomultiplicador amplifica los pulsos y devuelve una senãl proporcional a la intensidad de los mismos.

El detector se encuentra conectado a un amplificador y éste a un multicanal que finalmente se conecta a una PC (Fig.7). El amplificador entrega una senãl digital al multicanal, que asigna a la altura de cada pulso uno de sus canales. A la cantidad de pulsos recibidos en cada canal se denomina *número de cuentas*. La adquisición de datos se realizó por medio de un programa llamado MAESTRO.



Figura 7. Esquema general del sistema de detección de rayos gamma. El detector se conecta a un amplificador, que se conecta a un multicanal y luego éste último a una PC.

Suponiendo que los rayos gamma depositan toda su energía en el centellador, que la altura de la señal obtenida a la salida del fotomultiplicador es proporcional a la radiación incidente y que la amplificación es lineal, el número de canal debería ser lineal con la energía de la radiación . Con el objeto de corroborar la linealidad del sistema se procedió a una calibración mediante fuentes de rayos gamma conocidas 137 Cs, 60 Co y 133 Ba. Las fuentes radiactivas fueron montadas en sobre la parte inferior de un vaso invertido frente al detector (Fig.8).

Una vez calibrado el sistema se procedió al estudio del espectro de radiación gamma del ¹³⁷Cs, identificando la influencia del los fenómenos fotoeléctrico, dispersión Compton y el efecto de los fotones retrodispersados. Se utilizó la calibración para caracterizar los gammas

emitidos por la fuente de 152 Eu. Se realizó una medición de la radiación contenida en el ambiente (radiación de fondo) y de KCl (sal de mesa) durante 300 s.

Para la obtención de los espectros de radiación de las fuentes se realizaron mediciones 300 s, a las cuales se les restó la influencia de la radiación de fondo y se procedió a su normalización.

Para verificar la influencia de los materiales como atenuadores de la radiación gamma, se repitió la medición del espectro del 137 Cs utilizando un ladrillo de Pb y otro de Polietieno Borado ambos de 5 cm de espesor, los cuales fueron colocados entre la fuente y el detector (Fig. 8). Finalmente, se realizó una última medición de la muestra en la configuración detector-muestra- ladrillo de Pb.



Figura 8. Configuración detector-atenuador-¹³⁷Cs. La muestra fue montada sobre un vaso invertido.

III. RESULTADOS Y DISCUSIÓN

1. Medición de la radiación de ambiente y del KCl.

Se realizó en primer instancia, una medición de la radiación de fondo Fig.9. En ésta se distingue un pico de poca dispersión, el cual se sabe que corresponde al isótopo $^{40}{\rm K}$ disperso en el medio ambiente.

A. Calibración del dispositivo experimental.

La Fig.10 muestra los espectros obtenidos para las fuentes de 137 Cs, 60 Co y 22 Na, 133 Ba. Puede observarse en cada espectro un pico (en el caso del 60 Co dos picos) característico de las muestras utilizadas que se corresponden con las energías de sus decaimientos. Estos picos son debidos al efecto fotoeléctrico. A cada uno de éstos, se les ajustó una función gaussiana con el fin de obtener la posición de los mismos.

Es interesante notar que el pico del 22 Na corresponde a aproximadamente 511 KeV. Esto puede entenderse sabiendo que el 22 Na decae por beta-, y por lo tanto emite un positrón. Este último se aniquila en el ambiente produciendo gammas detectados de 511



Figura 9. Medición de la radiación de ambiente (fondo). Se indica el pico correspondiente a la radiación emitidaa por el isótopo $^{40}{\rm K}.$



Figura 10. Espectros de radiación correspondientes a $^{137}\mathrm{Cs},$ $^{60}\mathrm{Co}$ y $^{22}\mathrm{Na},$ $^{133}\mathrm{Ba}$

KeV. El decaimiento del resto de las fuentes es por beta+.

Utilizando los datos de la Nuclear Wallet Card para las energías gamma de las fuentes utilizadas, se asignó a cada pico de colección su valor de energía correspondiente. Dicha asignación es observada en la Fig11. Luego, realizando un ajuste lineal, se obtuvo la equivalencia energía vs. canal la cual resultó $(0,382\pm0,006)$ KeV/canal con una ordenada al origen de 7,52 KeV.

Usando la calibración se procedió a caracterizar los gammas emitidos por la fuente 152 Eu (Fig.12). Se observan 7 de los 21 gammas emitidos por esta fuente. Lo anterior se debe al rango de energías en el cual se midió y a la resolución del equipo.



Figura 11. Calibración del dispositivo experimental. Utilizando la NWC se asignaron las energías gammas a las fuentes utilizadas en función del canal en el cual aparecen los picos debido al efecto fotoeléctrico.



Figura 12. Espectro de radiación del $^{152}{\rm Eu}.$ Se indican las energías de los gammas emitidos caracterizados según la calibración.

B. Espectroscopía del ¹³⁷Cs.

La Fig. 13 muestra el espectro obtenido para el ¹³⁷Cs. Para energías menores a la del pico característico, se observa un "gap" de energía luego del cual el conteo se incrementa abruptamente. Dicho efecto es señalado en la Fig. 13 y se lo denomina talón Compton. Para explicar este fenómeno se recurre al llamado Efecto Compton ya explicado en la sección Introducción de este trabajo.

Mediante la ecuación 2 se obtiene que la máxima energía transferida a los electrones por los gammas de las fuentes radiactivas viene dada por la siguiente ecuación:

$$E_f = \frac{\hbar\nu}{1 + (2\frac{\hbar\nu}{mc^2})}.$$
(3)

Tal energía corresponde a un rebote del fotón de



Figura 13. Espectro de radiación del ¹³⁷Cs. Se indican los picos asociados a los efectos fotoeléctrico, Compton y Back-Scattering.

180°, la energía del resto de los posibles ángulos de rebote resulta menor y es por ello que el conteo se mantiene aproximadamente constante formando un continuo de Compton. En la Fig.13. También se observa un pequeño pico montado sobre el continuo de Compton localizado en aproximadamente 214 KeV. Este fenómeno puede entenderse de la siguiente manera: Los fotones dispersados por efecto Compton pueden ser reflejados y luego resultar absorbidos por efecto fotoeléctrico en el detector. Por lo tanto éstos producen un pico (conocido como Back-Scattering) centrado en una energía correspondiente a la diferencia E_f - Máximo fotoeléctrico, i.e. , la posición del pico correspondiente a los fotones que sufrieron Compton y luego fotoeléctrico debe ser igual al "gap" entre el talón Compton y el pico característico de la fuente. Como muestra la Fig. 13. tal efecto coincide con lo observado experimentalmente.

Como la radiación de la fuente de ¹³⁷Cs resulta isotrópica, el medio ambiente también contribuye al pico de Back-Scattering. La Fig.14 muestra el espectro obtenido en la configuración detector-muestra-ladrillo Pb. No se observó un aumento del conteo en el pico de Back-Scattering a pesar de que la alta densidad del Pb (en comparación con la del aire) aumenta la probabilidad de que los fotones emitidos por la fuente se reflejen en éste y lleguen al detector.

Otros resultados cualitativos obtenidos fue el hecho de que el conteo para el efecto Compton es mucho menor al pico de gamma característico de la fuente y la atenuación de la intensidad de la radiacón en la configuración detector-ladrillo-fuente (Fig.15). Es⁴⁰Kto se debe a que resulta mucho mas probable que se produzca efecto fotoeléctrico que el Compton. En la configuración detector-material atenuador-fuente vemos que la atenuación resultó mucho mayor para el

ladrillo de Pb que para el de Polietileno borado (Fig. 15).



Figura 14. Espectro de radiación del $^{137}\mathrm{Cs}$ y en la configuración detector-Fuente-ladrillo de Pb.



Figura 15. Espectro de radiación del $^{137}\mathrm{Cs}$ en la configuración detector-ladrillo de Pb-fuente, y detector-ladrillo de Polietieno Borado-fuente.

IV. CONCLUSIONES.

Se pudo realizar la calibración de un centellador de NaI (Yoduro de Sodio) dopado con Tl (Talio) utilizando como fuentes radiación gamma a muestras de ²²Na, ⁶⁰Co, ¹³³Ba y ¹³⁷Cs. Se obtuvo una relación lineal entre canal y energía y mediante esto, se pudo caracterizar gammas emitidos por la fuente de ¹⁵²Eu. Además realizando una medida del fondo de radiación pudo identificarse el pico de radiación del ⁴⁰K disperso en el medio ambiente. Se realizó un análisis más profundo del espectro de radiación para la fuente de ¹³⁷Cs. Se pudo identificar y comprender en el mismo el talón Compton y el pico de Back-Scattering (o correspondiente a fotones retrodispersados). Además no se pudo corroborar la influencia de un ladrillo de Pb en el pico de Back-Scattering debido a un posible error de medición. Para finalizar se observó el efecto de atenuación cualitativo de un ladrillo de Pb y uno de Polietileno Borado observándose un mayor poder de atenuación en el caso del Pb.

[1] Open Course Web, Unidad Didáctica 2 "Interacción de la Radiación con la materia", Universidad de Andalucía, España.

[2] http://www.fotosimagenes.org/fotomultiplicador