

Caracterización de fuentes radiactivas mediante espectroscopía gamma

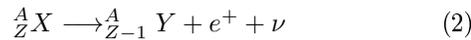
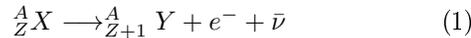
Maximiliano Baldiviezo, César Clauser, Manuel Gonzalez, Nicolás Gigena
Instituto Balseiro-CNEA
 4 de Abril de 2011

Se caracterizaron fuentes radiactivas de ^{60}Co , ^{137}Cs , ^{133}Ba , el fondo de radiación natural y una sal de mesa de KCl . Para ello se utilizó la técnica de espectroscopía γ . Para cada espectro se identificaron las diferentes zonas correspondientes a distintas interacciones de los rayos γ con el detector. En el caso del ^{137}Cs se trabajaron diferentes configuraciones para estudiar las variaciones del espectro con la distancia de la muestra respecto al detector y también cuando se coloca un ladrillo de plomo delante y detrás de la muestra. Para la configuración con el ladrillo de plomo detrás de la muestra, se observó un aumento del pico de *backscatter* y la aparición de otro a una energía menor ($\sim 70 \text{ KeV}$) posiblemente debido a un doble *backscatter*. De los espectro analizados se puede concluir que la captura electrónica no es un evento probable ya que si ello ocurriese, deberían observarse picos en los 511 KeV , lo cual no ocurre.

I. INTRODUCCION

A. Conceptos básicos

Una fuente radiactiva es un material compuesto de isótopos inestables de algún elemento, los cuales al decaer a otros elementos, emiten radiación. Una forma de decaimiento se muestra en las siguientes reacciones



los cuales son dos formas del decaimiento β y la emisión en cada caso es un e^- (decaimiento β^-) o un e^+ (decaimiento β^+). Ocurre para la mayoría de los casos (VER ESTO) que el núcleo hijo, producto del decaimiento β , queda en un estado excitado y luego para alcanzar algún estado de menor energía, decae emitiendo radiación γ . La figura 1 esquematiza el decaimiento para el $^{60}_{27}\text{Co}$, una de las fuentes que se ha caracterizado (ver Resultados).

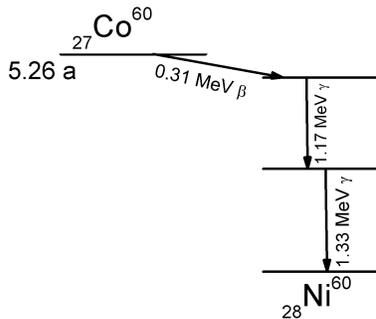


Figura 1. Decaimiento del $^{60}_{27}\text{Co}$.

B. Interacción de radiación γ con la materia

Cuando un γ interactúa con la materia, puede hacerlo de tres formas: efecto foto eléctrico, efecto Compton y

creación de pares e^+e^- , cada uno con diferentes probabilidades asociadas a sus secciones eficaces. La figura 2 muestra estas dependencias para el Al y Pb en función de la energía del γ incidente

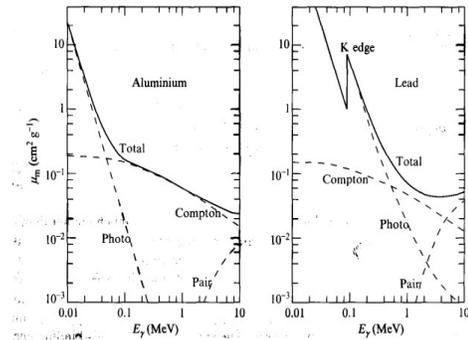


Figura 2. Sección eficaz para el Al y Pb en función de la energía del γ incidente.

Se puede observar que a bajas energías (Menores al MeV), predomina el efecto fotoeléctrico. Luego, hay una zona intermedia en la cual predomina el Compton y, a mayores energías (algunos MeVs en adelante) predomina la creación de pares. Del efecto fotoeléctrico se tiene que el electrón resultante e_{ph} (fotoelectrón), tiene una energía $E_{ph} = E_\gamma - W$, siendo W la función trabajo del material, la cual tiene una energía $W \sim eV$. Dado que $E_\gamma \gg W$ se puede aproximar

$$E_\gamma \simeq E_{ph} \quad (3)$$

En el efecto Compton, a diferencia del fotoeléctrico, los e_c emitidos presentan una distribución continua de energía dada por 4 [1]

$$E_c = E_\gamma - E_{\gamma_c} = \left(1 - \frac{1}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e c^2} (1 - \cos \theta_{\gamma_c})}\right) E_\gamma \quad (4)$$

donde E_{γ_c} es la energía del fotón dispersado en la interacción (γ_c) la cual presenta un máximo para $\theta = 180^\circ$ y es igual a 0. Se puede notar que la energía del e_c es siempre menor a la energía del γ incidente y, por lo tanto, es menor a la energía de los e_{ph} . Por otro lado, conviene notar que la sección eficaz diferencial $\frac{d\sigma_c}{d\Omega}$, que viene dada por 5 [2] donde $r_e = \frac{e^2}{m}$ (en unidades atómicas) y ω y ω_c son las frecuencias del γ incidente y dispersado, respectivamente, toma valores máximos para $\theta = 0$ y 180°

$$\frac{d\sigma_c}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2} \left(\frac{\omega_c}{\omega}\right)^2 \left(\frac{\omega_c}{\omega} + \frac{\omega}{\omega_c} - \sin^2 \theta\right) \quad (5)$$

los cuales coinciden con los valores extremos de la energía del E_c . De esto, se concluye que la energía más probable para el e_c es la energía máxima.

Cuando la energía del γ incidente supera $2m_e c^2 = 1,022 MeV$ puede producirse la creación de pares $e^- e^+$ ambos con energía $E_p = E_\gamma/2$, dada por la conservación de la energía y el impulso. Este mecanismo no puede ocurrir en el vacío, dado que es necesaria la interacción con la materia para que el impulso se conserve.

C. Espectroscopía γ

Con los resultados anteriores es posible caracterizar fuentes radiactivas, como se expondrá y desarrollará a continuación en el método experimental. Esta técnica de análisis se denomina *espectroscopía γ* y consiste, en medir el espectro de energía de la radiación γ producto del decaimiento de la fuente radiactiva. El objetivo de este trabajo es caracterizar distintas fuentes de radiación interpretando los espectros de cada una.

II. MÉTODO EXPERIMENTAL

Para realizar estudios de espectroscopía γ es común utilizar detectores de centelleo que transforman la energía de la radiación γ en luz que puede ser detectada por un tubo fotomultiplicador (PMT). Ésta conversión debería ser lineal, es decir que la cantidad de luz emitida debe ser proporcional a la energía depositada en el centellador por el γ incidente. Existen centelladores de materiales orgánicos e inorgánicos. Para esta práctica se utilizó un centellador inorgánico de NaI que es uno de los centelladores más utilizados en espectroscopía γ y es suficientemente lineal en la conversión de energía por encima de los $100 KeV$. Un tubo fotomultiplicador (PMT) es un detector de luz ultrasensible.

La estructura simplificada de un tubo fotomultiplicador puede verse en la figura 3. Los principales componentes del PMT son el fotocátodo y la estructura de multiplicación de electrones. El fotocátodo sirve para convertir la señal de luz en electrones de baja energía mediante procesos de efecto fotoeléctrico y emisión secundaria. Los electrones así generados son acelerados por un

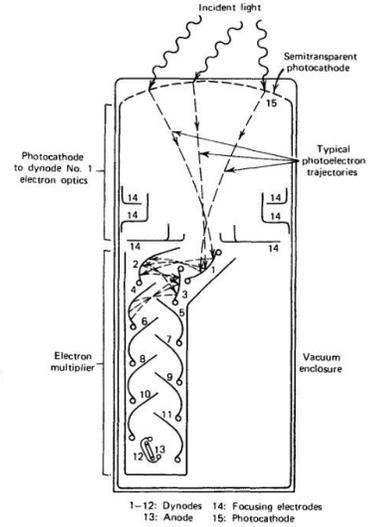


Figura 3. Estructura interna del PMT

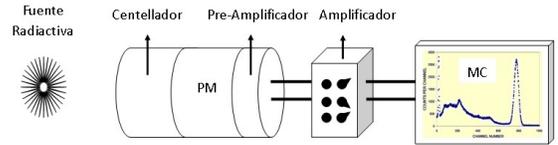


Figura 4. Esquema del dispositivo experimental utilizado

campo eléctrico hacia el primer dínodo. El choque contra el dínodo genera más electrones (de baja energía) que son nuevamente acelerados hacia los siguientes dínodos repitiendo el ciclo, el último dínodo es llamado ánodo [3]. La tensión de aceleración entre cada dínodo será la tensión de polarización del PMT dividida por la cantidad de dínodos.

En la figura 4 puede observarse un esquema del dispositivo experimental utilizado. La radiación γ proveniente de la fuente incide en el centellador. Éste emite luz (en el rango de luz visible y UV) que es detectada por el PMT cuya señal de salida es amplificada y conformada electrónicamente y luego analizada en un multicanal (MC) que hace un histograma de altura de las señales recibidas del PMT. Si el *gamma* deposita toda su energía en el centellador y dado que la altura de la señal de salida del PMT es proporcional a la cantidad de luz incidente y que la amplificación es también lineal, se puede concluir que los canales del MC se corresponden de manera proporcional con la energía del γ incidente.

Cuando la radiación proveniente de la fuente radiactiva interactúa con el centellador se puede producir alguno de los efectos mencionados en el primer apartado (efecto fotoeléctrico, Compton y creación de pares). Si ocurre el efecto fotoeléctrico toda la energía del γ es transmitida al fotoelectrón que se frena dentro del material excitando átomos que luego decaen emitiendo fotones que son detectados en el PMT. En este caso se puede asegurar que el canal correspondiente a estos eventos es lineal con la

energía del γ .

Si se produce efecto Compton pueden ocurrir dos cosas: que el γ producto del Compton produzca efecto fotoeléctrico en el centellador y de esta manera toda la E_γ es depositada y se obtiene el mismo resultado que en un efecto fotoeléctrico; o que el γ producto del Compton no interactúe dentro del centellador con lo cual la energía depositada es $E_d = E_\gamma - E_{\gamma_c}$, como se explicó en la introducción esta energía tendrá un espectro continuo hasta un valor máximo para el cual $\theta_{\gamma_c} = 180^\circ$. Debido a que $\theta_{\gamma_c} = 180^\circ$ es el ángulo más probable para el efecto Compton, va a haber un máximo en el espectro de energías en la energía máxima de Compton.

En general, si $E_\gamma > 1,022 \text{ Mev}$ se puede producir la creación de pares. El electrón y el positrón resultantes transfieren su energía al detector y luego el positrón se aniquila con un electrón resultando en dos γ de 511 KeV . Si la creación de pares es significativa se observarán en el espectro dos picos adicionales llamados escape doble y escape simple. Estos picos se deben, respectivamente, a los casos en los que ambos o uno de los γ de la aniquilación se escapan del cristal. Estos picos se encuentran $1,022 \text{ Mev}$ y $0,511 \text{ Mev}$ por debajo de E_γ .

A. Mediciones

Se midieron espectros de energía de rayos γ emitidos por fuentes de ^{60}Co , ^{137}Cs , ^{133}Ba , el fondo natural y sal de mesa de KCl , ya que el K natural posee un $0,0117\%$ de ^{40}K . Los espectros se tomaron con un tiempo vivo de 120 s . Con la fuente de ^{137}Cs se midieron 5 espectros en distintas configuraciones: con la fuente apoyada sobre el detector (137C), la fuente separada 15 cm del detector (137L) y luego una con un ladrillo de plomo al costado del detector (137pb1), otra con la muestra entre el detector y un ladrillo de plomo (137pb2) y por último una medición con el ladrillo de plomo entre la muestra y el detector (137pb3).

III. RESULTADOS

Con las mediciones de los espectros de ^{60}Co , ^{137}Cs , ^{133}Ba y conociendo las energías de los γ emitidos por estas fuentes [4] se realizó una calibración en energía de los canales del analizador multicanal. En la figura 5 pueden verse los datos y el ajuste correspondiente.

Los datos fueron bien ajustados por una recta que no contiene al origen dentro del error, lo cual podría indicar que existe un *offset*. Una vez obtenida esta calibración se puede hacer una correspondencia entre canales y la energía depositada en el detector.

En las figuras 6, 8, 7, 9, 10 se muestran los espectros de energía obtenidos para las fuentes de ^{60}Co , ^{137}Cs , ^{133}Ba , el fondo natural y la sal de mesa de KCl . En el espectro del ^{60}Co se observan dos picos que corresponden a las

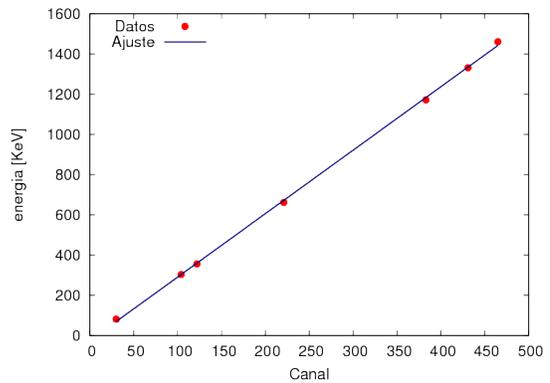


Figura 5. Calibración energía-canal y correspondiente ajuste de una recta $y = ax + b$. se obtuvieron los valores $a = 3,16 \pm 0,03$ y $b = -25 \pm 9$

energías de 1172 KeV y 1332 KeV , el talon de Compton hasta una energía de aproximadamente 900 KeV .

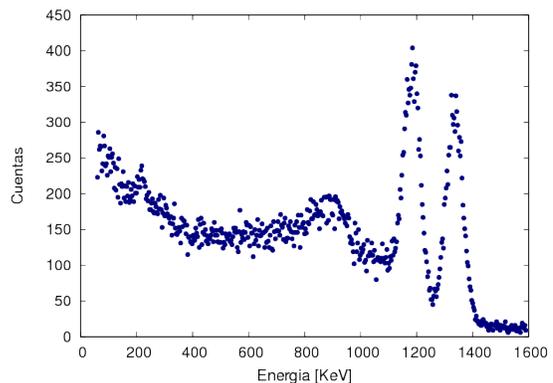


Figura 6. Espectro de energía de la fuente de ^{60}Co

Para el ^{137}Cs se observa un marcado pico en 662 KeV que se corresponde a la energía del γ emitido. Puede verse el talón Compton a los 440 KeV y un pico a los 200 KeV . Este pico lleva el nombre de pico de *backscatter* y será explicado posteriormente.

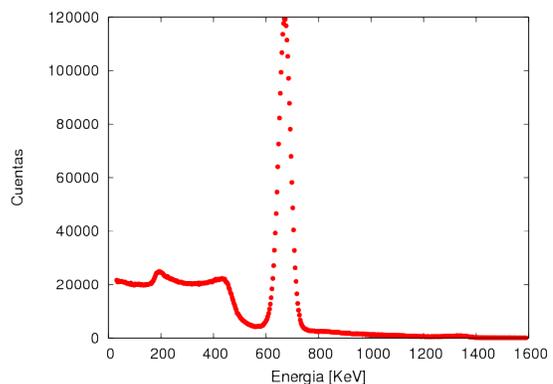


Figura 7. Espectro de energía de la fuente de ^{137}Cs

El espectro del ^{133}Ba presenta picos que se corresponden con las energías de los γ de 81 KeV , 303 KeV y 356 KeV . En este caso no se observa un talón Compton bien definido ya que hay uno correspondiente a cada γ y se producen superposición de estos.

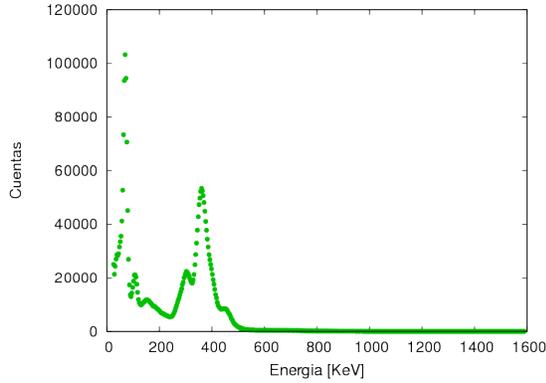


Figura 8. Espectro de energía de la fuente de ^{133}Ba

Tanto el espectro del fondo de radiación natural como el de la sal de mesa poseen un pico alrededor de 1460 KeV . Este pico se corresponde al decaimiento del ^{40}K por lo tanto se confirma que el ^{40}K es una de las contribuciones más importantes a la radiación natural. En el espectro del fondo (figura 9) se observa que el número de fotones crece a medida que la energía disminuye.

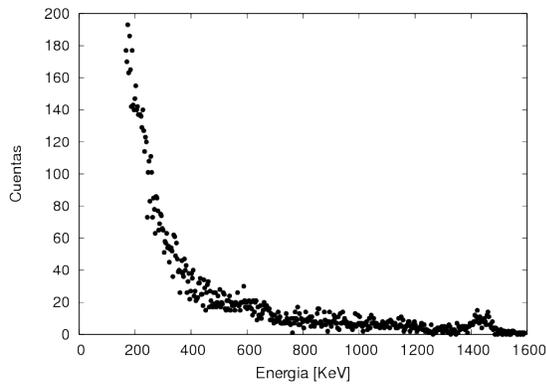


Figura 9. Espectro de energía del fondo de radiación natural

Las mediciones con la fuente de Cesio en las distintas configuraciones se exponen en la figura 11. La medición 137pb3 tiene un espectro muy parecido al del fondo con muy pocas cuentas en la energía del γ emitido por el cesio lo cual indica que el plomo atenúa en gran medida a los γ si se la compara con la medición 137L en la cual la fuente se encuentra a una distancia parecida del detector pero sin el ladrillo de plomo. Los espectros de las mediciones 137L y 137C tienen formas muy similares pero se ve una clara disminución de cuentas en la medición 137L lo cual es esperable ya que al estar la muestra ubicada a mayor distancia el ángulo sólido cubierto por el detector es menor. Comparando los espectros obtenidos en

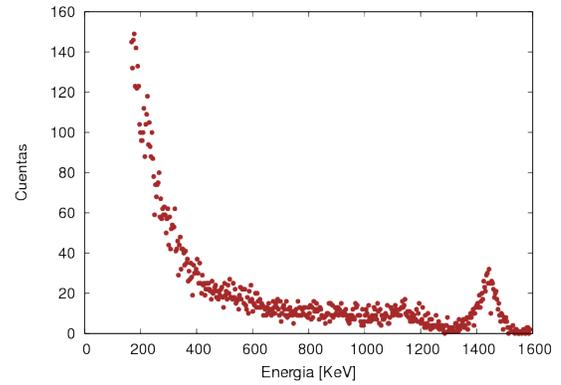


Figura 10. Espectro de energía de la sal de mesa

las mediciones 137pb1 y 137pb2, se ve en la ampliación de la figura 11 que el pico de *backscatter* es mayor en la medición con el ladrillo de plomo ubicado detrás de la muestra. Este pico se corresponde con aquellos fotones γ que salen en dirección opuesta al detector, hacen Compton (con $\theta_c = 180^\circ$) y luego se detecta al fotón producto de esta interacción al producir efecto fotoeléctrico en el detector. Esto es coherente con que la energía de este pico es del orden de la resta entre la energía del γ inicial y la energía máxima de Compton. En la misma ampliación de dicha figura, se observa en la medición 137pb2 otro pico a aproximadamente 70 KeV . Esto puede deberse a fotones que hacen *backscatter* en el ladrillo de plomo y luego en el detector (doble *backscatter*). No se está seguro de esto, pero se corresponde con la energía resultante dentro del error. Este razonamiento puede contrastarse utilizando la ec. (4) la cual da una energía para el talón Compton de 475 KeV , de 187 KeV para un fotón de *backscatter* y, para un fotón que realiza un doble *backscatter*, una energía de 107 KeV . Esto último da una energía de 80 KeV para el electrón Compton en el segundo *backscatter*, la cual es del orden de la observada en la figura.

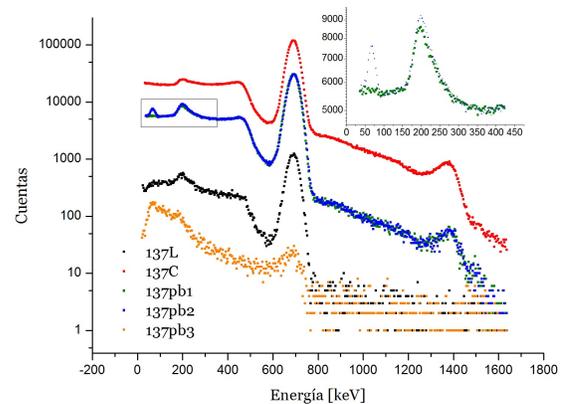


Figura 11. Espectros de energía obtenidos en las mediciones de Cs con distintas configuraciones.

IV. CONCLUSIONES

Se caracterizaron fuentes radiactivas de ^{60}Co , ^{137}Cs , ^{133}Ba , el fondo de radiación natural y una sal de mesa de KCl . Para ello se realizó la calibración del equipo utilizado valiéndose de la proporcionalidad entre la energía depositada en el detector (que es proporcional a la energía del γ en caso de efecto fotoeléctrico) y los canales del analizador multicanal, utilizando los datos tabulados para algunas de las fuentes medidas. Para cada espectro se identificaron las diferentes zonas correspondientes

a la energía del γ incidente, el talón Compton asociado, y el pico de *backscatter*. En el caso del ^{137}Cs se trabajaron diferentes configuraciones, en particular, una con la muestra ubicada entre un ladrillo de plomo y el detector. Para dicha configuración se observó un aumento del pico de *backscatter* y la aparición de otro a una energía menor ($\sim 70 \text{ KeV}$) posiblemente debido a un doble *backscatter*. De los espectro analizados se puede concluir que la captura electrónica no es un evento probable ya que si ello ocurriese, deberían observarse picos en los 511 KeV .

V. REFERENCIAS

- [1] , *John Lilley* Nuclear Physics principles and applications, John Wiley & Sons, chap 5 (2001).
- [2] , *L. D. Landau & E. M. Lifshitz* Teoría Cuántica Relativista, 2da edición Ed. Reverté, cap 10 p. 379 (1975).
- [3] Glenn F. Knoll, Radiation Detection and Measurement 4th edition J Wiley & Sons, caps 8 y 9 (2010).
- [4] National Nuclear Data Center, <http://www.nndc.bnl.gov>.