

Estudio de la radiación del ^{137}Cs y la radiación natural de fondo mediante espectroscopía gamma.

N. Romero, R. Cárdenas & P. Casali

27 de Febrero de 2012

1. Introducción

El decaimiento radiactivo ocurre cuando el núcleo atómico de un átomo inestable pierde energía espontáneamente emitiendo radiación ionizante. Esta pérdida de energía se puede deber al decaimiento desde un estado excitado (en el caso del decaimiento γ en la emisión de neutrón), o a la transformación del átomo en un nuevo elemento químico (en el caso de los decaimientos β^+ , β^- , α en la emisión de protón, o en la captura electrónica). Generalmente en este último caso el nuevo elemento queda en un estado excitado, del cual decae al estado final emitiendo radiación γ . Esta interactúa con la materia mediante tres mecanismos principales: absorción fotoeléctrica, scattering de Compton o producción de pares.

La absorción fotoeléctrica domina cuando los rayos gamma son de baja energía (algunos cientos de KeV) y cuando el material absorbente tiene un elevado número atómico. En esta el rayo gamma incidente desaparece y un fotoelectrón es emitido del átomo absorbente con una energía cinética igual a la diferencia entre la energía del rayo gamma incidente ($h\nu$) y la energía de unión del electrón al átomo (que es despreciable frente a la energía del gamma incidente). Por la conservación del momento lineal el átomo absorbente debe tener una velocidad no nula luego de la interacción, pero esta es en general despreciable [1]. Debido a la emisión del electrón ocurre un reordenamiento de los electrones del átomo que resulta en la emisión de rayos X o, en menor medida (aproximadamente en el 12% de los casos para un centellador de NaI(Tl)), en la emisión de un segundo electrón (electrón de Auger) como resultado de la diferencia de energía entre el nivel original del fotoelectrón y el nivel del electrón que caiga a esta vacante. Sin embargo, el electrón de Auger tiene poca energía y su rango de acción es pequeño. Los rayos X pueden viajar cierta distancia antes de ser reabsorbidos mediante absorción fotoeléctrica dentro del material, aunque a veces pueden escapar de este.

El scattering de Compton se ilustra en la figura 1.

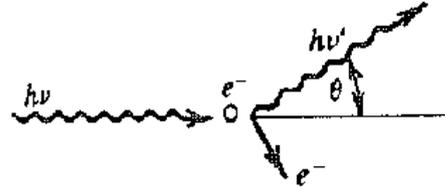


Fig.1: Diagrama del efecto Compton.

Como resultado de esta interacción se libera un electrón del átomo, quedando este ionizado, y se dispersa el rayo gamma. La energía de este último es

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + (h\nu/m_0c^2)(1 - \cos\theta)} \quad (1)$$

donde se supuso que la energía inicial del electrón era su energía en reposo m_0c^2 . Como consecuencia, la energía del electrón es

$$E_{e^-} = h\nu \left(\frac{(h\nu/m_0c^2)(1 - \cos\theta)}{1 + (h\nu/m_0c^2)(1 - \cos\theta)} \right) \quad (2)$$

Se puede ver que a diferencia de la absorción fotoeléctrica el electrón puede adoptar un rango continuo de energías, siendo el caso en que $\theta = 0$ (ver figura 1) el valor mínimo. En este caso la energía del electrón es cero y el rayo gamma no se ve afectado. Si $\theta = \pi$ el rayo gamma se ve retrodispersado en su dirección original y se obtiene la máxima energía posible para el electrón. La diferencia entre la energía del rayo gamma incidente ($h\nu$) y esta máxima energía del electrón para esta interacción es

$$E_c = \frac{h\nu}{1 + 2h\nu/m_0c^2} \quad (3)$$

la cual obviamente coincide con la energía del rayo retrodispersado por conservación de energía.

La producción de pares domina cuando las energías de los rayos gamma son altas (por encima de los 5-10 MeV), siendo el efecto Compton el que predomina en el rango intermedio entre estas energías y las características de la absorción fotoeléctrica. En esta interacción el rayo gamma también desaparece, produciéndose la creación de un par electrón-positrón. La mínima energía requerida para que esto ocurra es $2m_0c^2 \approx 1,02\text{MeV}$. Cualquier exceso pasa a formar parte de la energía cinética del par, por lo que se tiene

$$E_{e^-} + E_{e^+} = h\nu - 2m_0c^2 \quad (4)$$

siendo, E_+ y E_- las energías cinéticas del positrón y electrón respectivamente. Típicamente el par viaja unos pocos milímetros antes de ser absorbido en el medio. El positrón es muy inestable si su energía cinética es comparable a la energía térmica de los electrones del material, en cuyo caso se combina con un electrón del medio y ambos desaparecen formando dos fotones con una energía de $m_0c^2 \approx 0,51\text{Mev}$ cada uno. En general esto ocurre casi en simultáneo con la producción del par.

2. Método experimental

2.1. Fuentes radioactivas

Se contó con muestras radioactivas de ^{137}Cs , ^{60}Co , ^{22}Na y ^{241}Am , además de sal de mesa de bajo sodio (con contenido de ^{40}K). Se efectuó la espectroscopía gamma de estas muestras y de la radiación de fondo de ambiente.

2.2. Arreglo experimental

2.2.1. Fototubo

La medición de los espectros se hizo con un fototubo. Éste consiste de un cristal centellador de NaI con trazas de Tl que ante la incidencia de fotones puede liberar electrones del cristal principalmente por efecto fotoeléctrico y Compton [1]. Éstos electrones excitan otros en el cristal que luego decaen emitiendo fotones de luz visible. La cantidad de fotones emitidos será proporcional a la energía del fotón original incidente. Los fotones que salen del cristal inciden en un cátodo fotomultiplicador donde el flujo de electrones es multiplicado para lograr una mayor intensidad de la señal.

2.2.2. Electrónica

Los pulsos de electrones pasan por un pre-amplificador y un amplificador que aumenta la intensidad de la señal para poder ser medida al orden del voltio. Éstos procesos mantienen la proporcionalidad de la señal con la energía de los fotones gamma incidentes. La señal luego es enviada a un multicanal que tiene la función de contar los pulsos de un determinado rango de energía. De esta manera se puede confeccionar un histograma de la cantidad de pulsos de una energía determinada (con una cierta resolución dada por el rango del multicanal) en función de la energía obteniendo así la espectroscopía gamma.

2.2.3. Adquisición

La señal del multicanal fue enviada a una PC donde los datos eran guardados en forma de pares de datos

que eran el número de canal y la cantidad de cuentas.

En la figura 2 se muestra un esquema del sistema de medición.

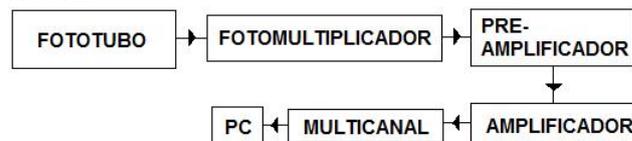


Fig. 2: Esquema del dispositivo experimental.

2.3. Proceso de medición

2.3.1. Medición de muestras radioactivas

Para realizar las mediciones de las muestras radioactivas se colocaron éstas en frente del fototubo y se midió entre 5 a 10 minutos.

2.3.2. Análisis del ^{137}Cs

Se efectuaron varias mediciones con la fuente de ^{137}Cs para estudiar su poder de penetración y efectos de back-scattering (estos efectos se explican en la sección de discusión). Una medición se hizo como se menciona en la sección 2.3.1. durante 16:11 minutos. Para estudiar el poder de penetración se colocó un tabique de Pb (5 ± 1) cm de espesor entre el detector y la fuente de ^{137}Cs y se comparó con una medición del fondo de radiación con el tabique pero sin la fuente. Un esquema del arreglo experimental se muestra en la figura 3a. Para estudiar el back-scattering se colocó la fuente entre el detector y un tabique de Pb y se midió durante aproximadamente 9 minutos. Un esquema de este arreglo experimental se muestra en la figura 3b. La justificación de estos arreglos se dá en la sección de discusión.

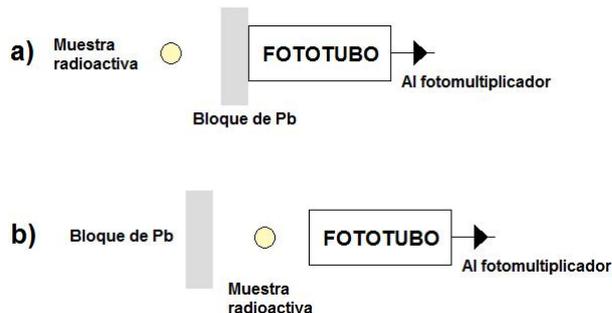


Fig. 3: a) Configuración para medir atenuación. b) Configuración para estudiar back-scattering.

2.3.3. Medición de radiación de fondo

En ausencia de fuentes cercanas se midió durante aproximadamente 8 minutos con el detector libre de obstáculos.

2.4. Mediciones efectuadas

2.4.1. Calibración

Para poder obtener gráficos de intensidad de la señal en función de la energía debe calibrarse el multicanal. Para esto se utilizaron las fuentes de ^{137}Cs , ^{60}Co , ^{22}Na , ^{241}Am y ^{40}K y se identificaron sus picos de intensidad característicos. Sabiendo los valores de energía tabulados a los que corresponden se puede calibrar el multicanal y expresar las mediciones en cantidad de cuentas en función de la energía.

2.4.2. Análisis de la fuente de ^{137}Cs

Se realizaron mediciones para estudiar la intensidad energética de la fuente de ^{137}Cs y los efectos de back-scattering.

2.4.3. Medición de radiación de fondo

Se realizó una medición sin fuentes radioactivas cercanas para medir el fondo de radiación natural.

3. Resultados y Discusión

3.1. Calibración

Para obtener la relación entre el número de canal y la energía asociada se utilizaron los espectros obtenidos utilizando las fuentes de radiación de ^{241}Am , ^{22}Na , ^{137}Cs , ^{60}Co y ^{40}K . En cada uno de ellos se estimó el canal del pico asociado a la absorción fotoeléctrica con su error. De este modo se contó con siete puntos para realizar la calibración, pues se identificaron dos picos en el ^{60}Co y además se agregó el valor esperado de energía cero en el canal 1. Los valores de energía de los rayos gamma emitidos por estas fuentes se obtuvieron de [2].

Finalmente se realizó un ajuste lineal a los pares de datos canal-energía obteniéndose lo mostrado en la figura 4.

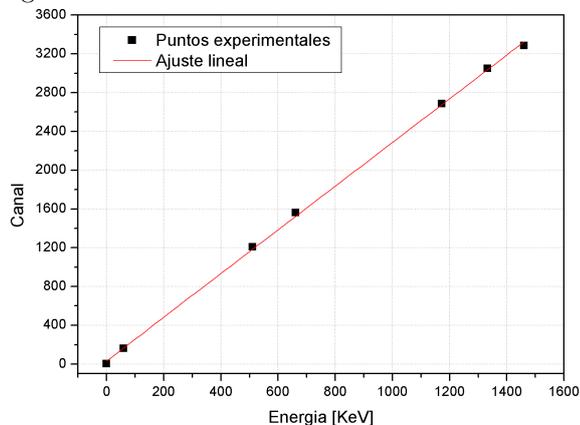


Fig. 4: Calibración del multicanal.

El valor de la pendiente obtenido fue de $(2,25 \pm 0,02)\text{KeV}^{-1}$ el de la ordenada de (30 ± 20) . Con esto se obtuvo la equivalencia entre canal y energía según $E = (C - o)/p$, donde E es la energía del canal C, p y o la pendiente y ordenada respectivamente.

Resolución:

Una vez calibrado el equipo se puede definir la resolución R como $R = \Delta c/E$ donde Δc es el rango de un canal y E es la energía correspondiente al canal. Este parámetro dá una idea de en qué regiones del multicanal se pueden determinar y resolver mejor los picos de intensidad. El gráfico de R vs E obtenido se muestra en la figura 5.

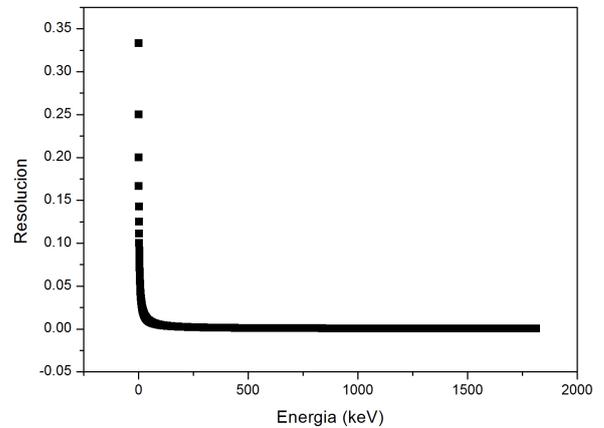


Fig. 5: Resolución del multicanal en función de la energía.

Se nota que la resolución es mejor a energías altas. Como el rango de cada canal es constante se espera el comportamiento hiperbólico de la figura 5.

3.2. Estructuras del histograma

En los histogramas a presentar existen estructuras que se corresponden con efectos de interacción de radiación con la materia. A continuación se explican los más importantes que serán necesarios para la posterior caracterización de las mediciones.

Picos de intensidad de fotones gamma: La incidencia de fotones gamma se visualiza en el histograma como un pico de intensidad en torno de la energía característica del fotón. Un esquema de esto se muestra en la figura 6.

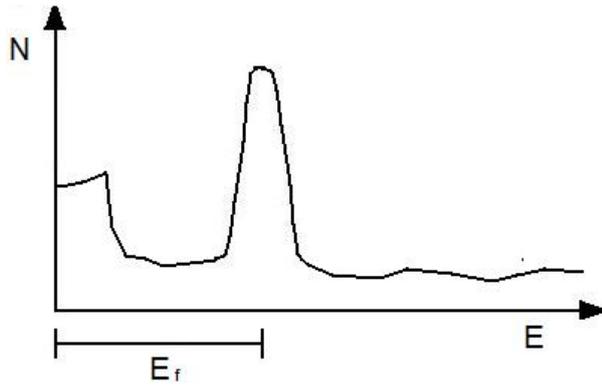


Fig. 6: Esquema un pico correspondiente a un fotón γ con energía E_f .

Picos de back-scattering: Por scattering Compton hay fotones que pueden salir retro-dispersados. Si estos fotones inciden en un material con alta sección eficaz de scattering Compton, puede ocurrir que sean nuevamente retrodispersados e incidan en el detector. Esto puede verse en el histograma como un pico de intensidad de energía [1].

Escalón Compton: Dado que la dispersión de Compton puede darse en cualquier ángulo, entonces los electrones dispersados tendrán diferentes energías. Según (2) el rango de energías del electrón dispersado puede ser de 0 a el valor correspondiente a la máxima dispersión angular (180°). Estas energías transferidas siempre serán menores que la energía de un foto-electrón ya que, en este caso, el fotón es completamente absorbido por el electrón. Todo este espectro de energías transferidas se distribuye de energía nula al máximo posible por dispersión Compton y se observa en el histograma como un “escalón de intensidad” [1]. Un esquema del escalón Compton se muestra en la figura 7.

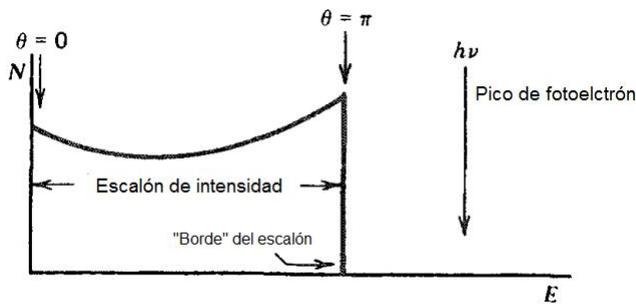


Fig. 7: Esquema del escalón Compton (adaptado de [1]).

Emisión de rayos X del Tl: La incidencia de rayos gamma en el cristal centellador puede excitar electrones del Tl (componente del cristal de NaI como se mencionó en 2.2.1) que decaen emitiendo un fotón de las energías que se muestran en la tabla 1. De modo

que aproximadamente en estos valores pueden verse picos de emisión característicos del Tl.

Tl[keV]	Pb[keV]
72,9	75
70,8	72,8
82,6	84,9
10,3	10,5
10,2	10,4
12,2	12,61
12,3	12,62
14,3	14,8
2,3	2,3

Tabla 1: Energías de los rayos X correspondientes a las emisiones del Pb y Tl.

Picos de doble intensidad: El multicanal tiene un tiempo de adquisición de datos controlado por un reloj interno el cual determina el período en el cual se recibe un pulso[1]. Los pulsos recibidos en este período de tiempo serán procesados por el pre-amplificador y el amplificador como se describió anteriormente. Si en ese período de tiempo se recibieron dos pulsos, esto dará una lectura del doble de intensidad en el multicanal. Un esquema de esto se muestra en la figura 8.

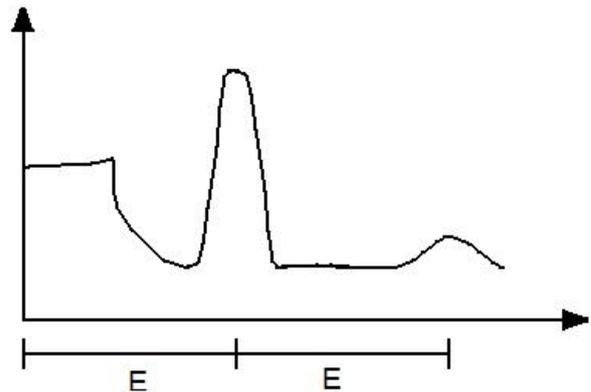


Fig. 8: Esquema de la aparición del doble pico.

3.3. Análisis de la fuente del ^{137}Cs :

En la figura 10 se nota que en ≈ 200 keV aparece un pico mayor que en la figura 9. Este se debe a que detrás de la muestra de ^{137}Cs se colocó un ladrillo de plomo y los fotones que pudieron haber salido retro-dispersados se reflejan en el mismo y vuelven al detector incrementando el número de cuentas en dicha energía. Además se observa que la energía de este pico (200 keV) es aproximadamente igual a la diferencia de energías que existe entre el pico asociado a la absorción fotoeléctrica (660 keV) y el valor máximo del continuo de Compton (450 keV), según predice la ecuación (3).

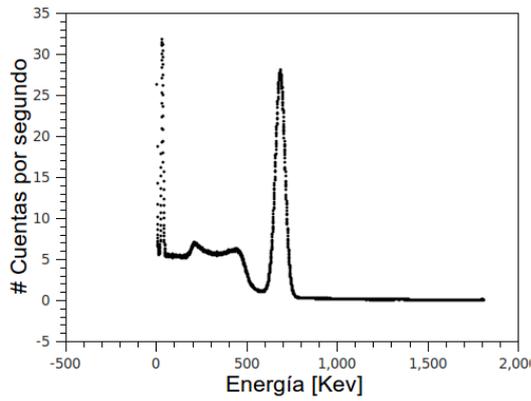


Fig. 9: Espectroscopía gamma del Cesio.

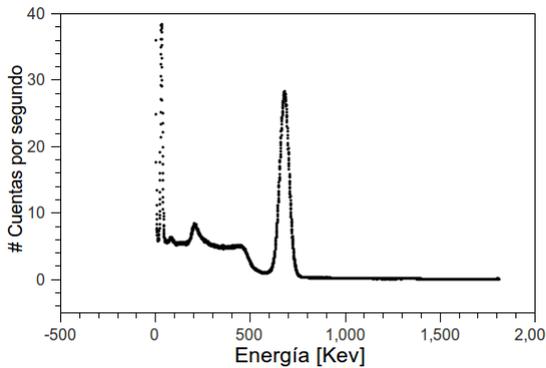


Fig. 10: Esquema de la aparición del pico de back-scattering (≈ 200 Kev).

En la figura 11 se muestra la disminución del pico de la fuente de ^{137}Cs con respecto con la medición de la figura 9 debido a la obstrucción provocada por el bloque de plomo. Se tomó también una medición del fondo de radiación (figura 12) en la misma configuración. Esto muestra que a pesar de que la radiación provocada por el cesio disminuye ésta no desaparece completamente.

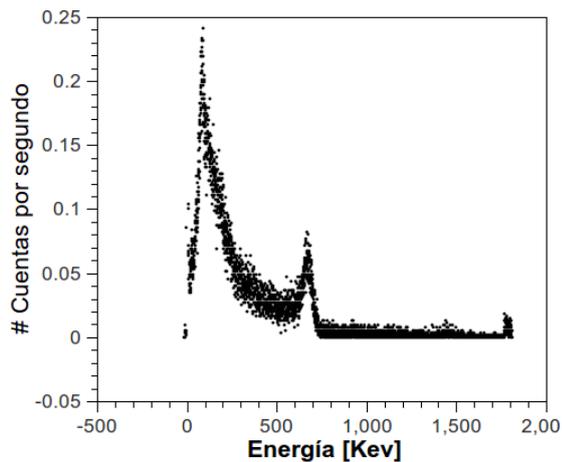


Fig. 11: Espectroscopía gamma del Cesio, en la cual se interpuso un bloque de plomo para ver su atenuación.

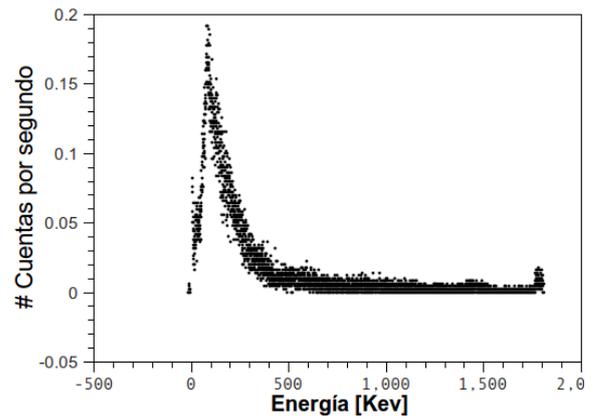


Fig. 12: Medición del fondo de radiación, en la cual se interpuso un bloque de plomo para ver su atenuación.

3.4. Análisis de la radiación de fondo

De la figura 13 se nota que existe un pico de intensidad cerca de los 1400keV. A esa energía (1461keV)[2] se tiene la emisión de de fotones gamma para el ^{40}K . De manera que se identifica el pico con dicho isótopo. Cerca de 1600keV se nota otro pico pero que es producto de una acumulación de pulsos hacia el final de los canales del multicanal. Por lo tanto no es un pico real. Entre 0 y 500keV se nota una gran cantidad de conteos, esto es porque el cristal de NaI tiene una eficiencia que disminuye con la energía lo que provoca una acumulación artificial de cuentas provocando el pico de intensidad que se aprecia.

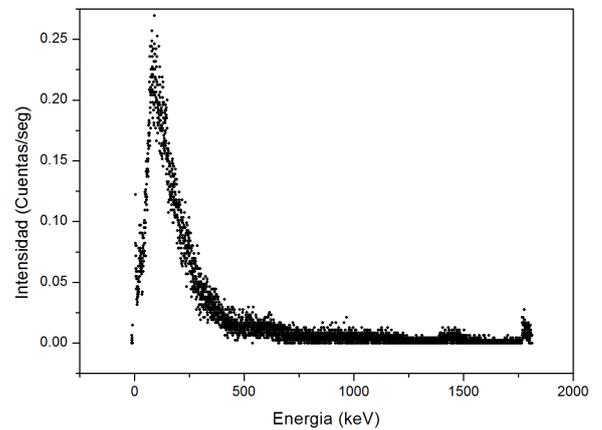


Fig. 13: Espectrometría gamma del fondo de la radiación natural.

Según la tabla 1 las emisiones de rayos X del Tl están en el rango de 2-85 keV. Como se dijo en el párrafo anterior en esta zona disminuye la eficiencia de conteo del detector y segenera un falso pico que puede ocultar a los picos de emisión de rayos X del Tl.

Referencias

- [1] G.F. Knoll-*Radiation Detection and Measurement* 3rd Edition.
- [2] <http://www.csupomona.edu/pbsiegel/bio431/genergies.html>