

# Espectroscopía Gamma de media resolución

E. Tosi,<sup>1</sup> P. Soubelet,<sup>1</sup> and V. Villafañe<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Introducción a Partículas y Física Nuclear - Instituto Balseiro,  
Comisión Nacional de Energía Atómica, Bariloche, Argentina

(Dated: 26 de Febrero de 2012)

Utilizando un detector por centelleo se registraron los espectros de emisión gamma ( $\gamma$ ) de diferentes isótopos y, a partir de la identificación de los “picos característicos” de cada sustancia, se calibró el dispositivo detector. Se estudió el espectro del  $^{137}\text{Cs}$ , en el cual se identificó el escalón Compton y el pico de retrodispersión, luego se colocó un blindaje de plomo detrás de la muestra y entre el detector y la muestra, analizando los cambios generados en el espectro de emisión  $\gamma$ . Se resolvió el espectro del  $^{133}\text{Ba}$  y se comparó con resultados obtenidos en mediciones espectroscópicas de alta resolución. Finalmente se compararon los espectros de la radiación de fondo y de la sal de cloruro de potasio, a la vez que se identificaron los picos de radiación correspondientes a isótopos presentes en la atmósfera.

El estudio de la interacción de la radiación gamma ( $\gamma$ ) con la materia resulta de gran interés no sólo en el ámbito científico, sino también en la industria y en la medicina. Se utilizan rayos de esta naturaleza, por ejemplo, en la irradiación de alimentos para su esterilización, o en terapias contra tumores cancerígenos, como el BNCT.

En este trabajo se caracterizaron los mecanismos de interacción de la radiación  $\gamma$ , proveniente de fuentes radioactivas controladas, con la materia.

## I. INTERACCIÓN DE LA RADIACIÓN $\gamma$ CON LA MATERIA

La radiación  $\gamma$  es un tipo de radiación electromagnética de origen nuclear de alta frecuencia, con energía umbral de 100 KeV. De las múltiples formas de interacción que tiene con la materia, las tres más relevantes a fines de su detección son: *Efecto Fotoeléctrico*, *Dispersión Compton* y *Creación de Pares*. [1]

La probabilidad de que un fotón  $\gamma$  incidente interactúe por alguno de estos mecanismos depende tanto de la energía de incidencia como del número atómico del elemento irradiado. Como puede observarse en la Fig. (1) a bajas energías predomina el efecto fotoeléctrico, luego hay una zona intermedia donde predomina la dispersión Compton y, a mayores energías (algunos MeV's en adelante) predomina la creación de pares.

### A. Efecto Fotoeléctrico

El efecto fotoeléctrico constituye la principal forma de interacción de la radiación  $\gamma$  con la materia hasta energías de 1 MeV, siendo su sección eficaz proporcional a  $Z^4$ . Se produce cuando un fotón es absorbido por un electrón ligado, que luego de la interacción pasa a un estado continuo (ver Fig (2)).

La energía con la que el electrón es emitido es

$$E_{e^-} = E_\gamma - B = h\nu - B \approx h\nu; \quad (1)$$

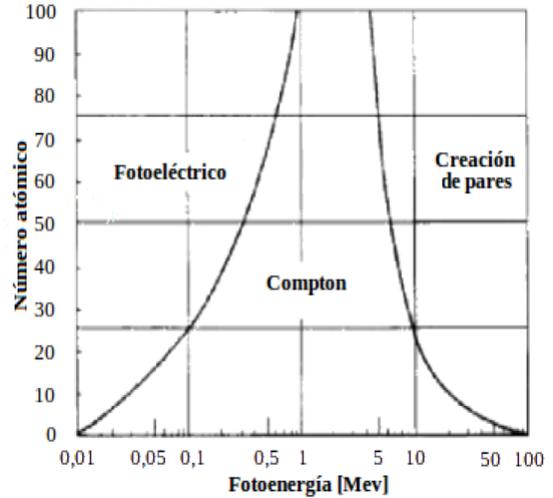


Figura 1. Dominio de ocurrencia de cada uno de los mecanismos de interacción de la radiación con la materia según sea la energía del rayo  $\gamma$  incidente y el número atómico del material irradiado.

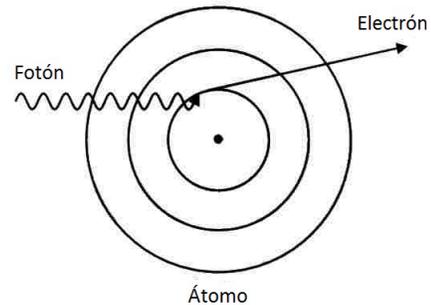


Figura 2. Esquema de interacción por efecto fotoeléctrico.

siendo  $h$  la constante de Planck,  $\nu$  la frecuencia del fotón incidente y  $B$  la energía de ligadura del electrón en el átomo, que puede despreciarse frente a la energía de la radiación incidente por ser aproximadamente tres órdenes de magnitud menor.

Dado que el electrón es una partícula cargada, al pasar al estado continuo interactúa electromagnéticamente con las otras partículas cargadas presentes en el medio, cediendo eventualmente toda su energía al mismo. De allí su poca capacidad de penetración en un material cualquiera.

Si se deseara medir la energía depositada en un sistema por efecto fotoeléctrico, producido por una fuente  $\gamma$  monoenergética, realizando un histograma de energía depositada en un dispositivo detector, idealmente, se obtendría como resultado una función  $\delta$  de Dirac centrada en la energía del fotón incidente.

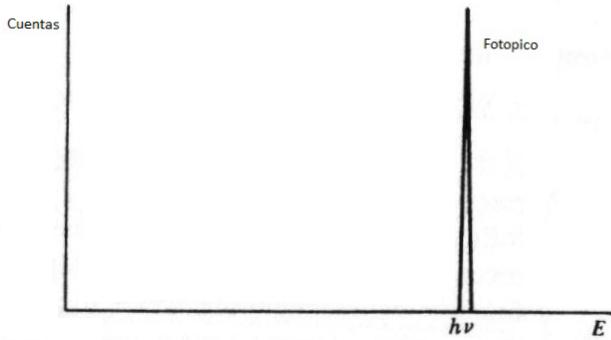


Figura 3. Histograma de energía depositada por efecto fotoeléctrico con una fuente de radiación  $\gamma$  monoenergética en un sistema ideal.

No obstante, en la práctica, los fotoelectrones producidos por efecto fotoeléctrico pueden no depositar toda su energía en el medio donde se realiza la medición, porque pueden escaparse del mismo. Esto genera un defecto en la energía final detectada y el histograma medido se asemeja al que puede observarse en la Fig. (3), donde la  $\delta$  teórica se transforma en un “fotopico” que abarca un rango de energías alrededor de la esperada (la del fotón incidente).

### B. Dispersión Compton

La dispersión Compton es la interacción dominante para energías de incidencia entre 1 MeV y 5 MeV, y su sección eficaz es proporcional a  $Z$ . Se produce cuando un fotón es dispersado por un electrón del medio, transfiriendo al mismo parte de su momento lineal y energía. Como resultado, el fotón se desvía un ángulo  $\theta$  respecto de su dirección de incidencia (ver esquema en la Fig. (4)).

Planteando la conservación del impulso y la energía relativistas puede encontrarse que la energía del fotón emergente luego de la dispersión depende de  $\theta$  según:

$$E'_\gamma = h\nu' = \frac{h\nu}{1 + (h\nu/mc^2)(1 - \cos\theta)}; \quad (2)$$

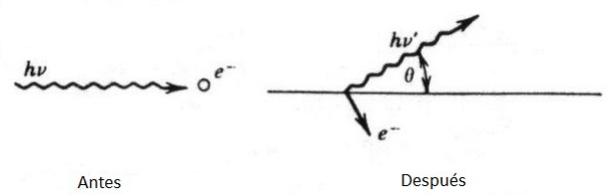


Figura 4. Desviación de un fotón por dispersión Compton al colisionar con un electrón del medio.

siendo  $\nu$  y  $\nu'$  la frecuencia del fotón antes y después de la dispersión, respectivamente,  $m$  la masa en reposo del electrón y  $c$  la velocidad de la luz en el vacío. La energía transferida al electrón es entonces:

$$E_{e^-} = h\nu - h\nu'. \quad (3)$$

Se observa entonces que la energía cinética del electrón puede tomar un valor entre 0 (cuando  $\theta = 0$ ) y un valor máximo dado por el mínimo de  $h\nu'$ . Este efecto se denomina “retrodispersión”. Puede verse que el mínimo de  $h\nu'$  ocurre para  $\theta = \pi$ , siendo entonces la energía cinética del electrón:

$$E_{max e^-} = h\nu \frac{2h\nu/mc^2}{1 + 2h\nu/mc^2} < h\nu. \quad (4)$$

Como en la sección anterior, si se deseara medir la energía depositada en un sistema dado debido a la dispersión Compton, generada por una fuente  $\gamma$  monoenergética, realizando un histograma de energías, se observaría según la Ec. (3) la existencia de valores máximo y mínimo para la energía transferida al electrón luego de la dispersión.

De esta forma, se observará un espectro de energía en forma de meseta, conocida como “talón Compton” entre los valores de mínima y máxima energía de dispersión. Dado que la probabilidad de dispersiones sucesivas del electrón es considerablemente menor que la de una única dispersión, no se deberían observar cuentas en la zona entre el talón Compton y el valor de energía correspondiente al fotopico generado por efecto fotoeléctrico.

### C. Creación de Pares

La creación de pares se produce cuando la radiación  $\gamma$  incidente es mayor que la energía en reposo de dos electrones (1022 KeV). En este proceso, el rayo  $\gamma$  da lugar a la creación de un electrón y su correspondiente antipartícula, el positrón. La energía cinética de las partículas creadas es:

$$E_{e^-} + E_{e^+} = h\nu - 2mc^2, \quad (5)$$

donde se ha despreciado la energía transferida a los átomos que forman el medio.

Por ser partículas cargadas, el electrón y el positrón interactúan con el medio hasta cederle toda su energía. Cuando la energía cinética del positrón es pequeña, éste se aniquila con un electrón del medio, emitiendo dos fotones de energía  $mc^2$  cada uno. Estos fotones pueden o no interactuar con el medio a través de dispersión Compton, hasta ser finalmente absorbidos por efecto fotoeléctrico.

Por último se puede analizar el espectro energético generado por la producción de pares. Si uno de los dos fotones generados luego de la aniquilación del positrón con el electrón, cada uno de energía  $mc^2$ , escapa del medio, se observaría en el espectro un pico en una energía igual a la del fotopico menos  $mc^2$ . Si ambos escapan, el pico se encontraría a una energía igual a la del fotopico menos  $2mc^2$ .

En resumen, el espectro típico generado por la interacción de la radiación  $\gamma$  con la materia contiene los tres efectos antes presentados como se observa en la Fig. (5):

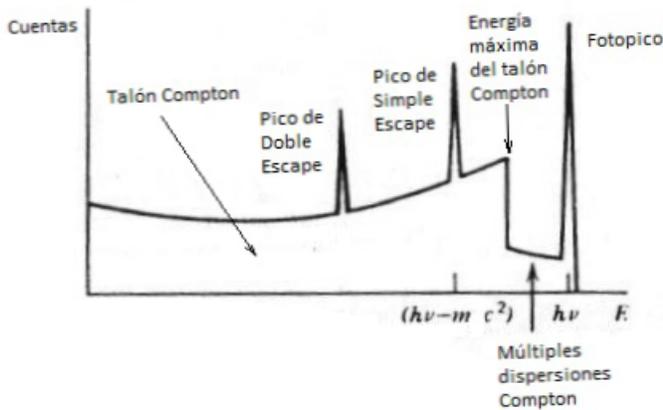


Figura 5. Esquema del histograma de energía en un espectro de radiación  $\gamma$  en la que se encuentran presentes los tres mecanismos descritos de interacción con la materia.

En el presente trabajo se estudian los espectros de radiación  $\gamma$  de diferentes isótopos activados detectados mediante un cristal centellador y un fotomultiplicador.

## II. DISPOSITIVO EXPERIMENTAL

En la Fig. (6) se presenta la configuración experimental utilizada para medir y caracterizar la radiación  $\gamma$  proveniente de diferentes muestras radioactivas.

Se colocó la fuente de radiación  $\gamma$  frente a un centellador inorgánico de NaI (Tl), que se hallaba a la entrada de un fotomultiplicador con un preamplificador integrado a su salida. El preamplificador se conectó a un amplificador, desde el cual las señales generadas en el detector se dirigían a un sistema multicanal MCA, cuyos datos eran

adquiridos por una computadora.

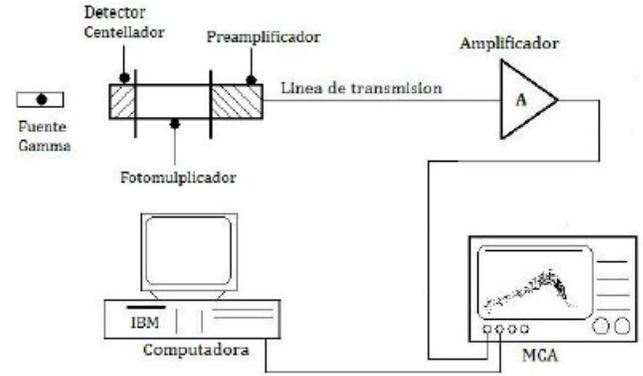


Figura 6. Dispositivo experimental para la adquisición de los espectros gamma de los elementos.

### A. Centellador de NaI (Tl)

El componente principal de todo el sistema de detección es el centellador puesto que, dado que se compone de materiales de  $Z$  elevado y alta densidad, son eficientes en la detección de fotones  $\gamma$ . Su mecanismo de funcionamiento consiste en la absorción de un fotón, el cual excita un electrón desde la banda de valencia hacia la banda de conducción.

Para aumentar la probabilidad de que se emita un fotón en el rango visible durante el proceso de desexcitación se agregan pequeñas cantidades de impurezas, denominadas activadores, los cuales crean estados de energía dentro del intervalo prohibido a través de los cuales el electrón puede desexcitarse hacia la banda de valencia (ver Fig.(7)) [2]. Debido a que esta energía es menor que la del intervalo completo, esta transición puede dar como resultado un fotón visible que constituye la base del detector centellador.

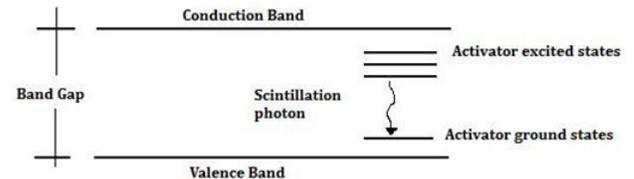


Figura 7. Diagrama de bandas de energía para el centellador.

El centellador utilizado es de álcalis halogenado que emplea yoduro de talio como activador en una fracción molar del orden de  $10^{-3}$ .

## B. Fotomultiplicador - PMT

Los electrones visibles generados en el centellador constituyen una señal demasiado débil para ser analizada sin un sistema acorde de multiplicación. Para ello se utiliza un fototubo consistente en un fotocátodo y una estructura compuesta por dínodos conectados a un divisor de tensiones, como se muestra en la Fig (8).

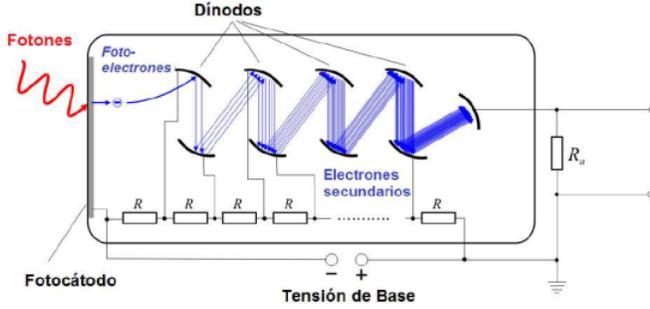


Figura 8. Diagrama del interior del fototubo, donde se observa la estructura de dínodos utilizados para la amplificación de las señales provenientes del centellador.

Su funcionamiento es relativamente sencillo: los fotones que inciden sobre la cúpula de vidrio de cuarzo del fototubo arrancan, por efecto fotoeléctrico, un electrón de los átomos de sodio-potasio presentes en la misma. Estos electrones son acelerados por una diferencia de potencial hacia el arreglo de dínodos. Dado que el choque de un electrón contra cada dínodo desprende una cantidad  $d$  de electrones, y considerando que el fototubo tiene  $n$  dínodos, por cada electrón generado en la cúpula, se colectaban alrededor de  $d^n$  electrones en el ánodo (último dínodo) [2].

## C. Multicanal - MCA

Las señales generadas en el centellador y amplificadas por el fototubo finalmente se colectaban en un sistema multicanal desde donde eran digitalizadas y enviadas a una computadora para su posterior análisis. El principio del funcionamiento de un analizador multicanal (MCA del inglés Multi-Channel Analyzer) consiste en clasificar pulsos de entrada según su amplitud en diferentes categorías, llamadas canales, y acumular separadamente el número de pulsos generados en cada canal. Se configuró en 1024 canales, donde cada canal representa la 1/1024 avas parte de una tensión inicial de 10 V, con un tiempo muerto de procesamiento de aproximadamente el 6%.

## III. CALIBRACIÓN DEL DETECTOR

Al analizar los espectros de emisión  $\gamma$  de los diferentes isótopos, se obtienen histogramas en unidades de "canal",

debidos al procesamiento con el MCA. Para poder transformar dichos resultados a una escala de energía propiamente dicha es necesario calibrar el detector. Para ello se construyó el espectro de ciertos isótopos con picos energéticos bien definidos, cuyos valores se buscaron en la bibliografía (ver Cuadro (I)) [3].

Isótopo	Pico Característico [KeV]
$^{60}\text{Co}$	1173
$^{60}\text{Co}$	1332
$^{137}\text{Cs}$	661.7
$^{22}\text{Na}$	511
$^{40}\text{K}$	1460

Cuadro I. Energías de los picos característicos del espectro de emisión  $\gamma$  para los isótopos estudiados

Con valores se construyó la curva de calibración de la Fig. (9) del detector.

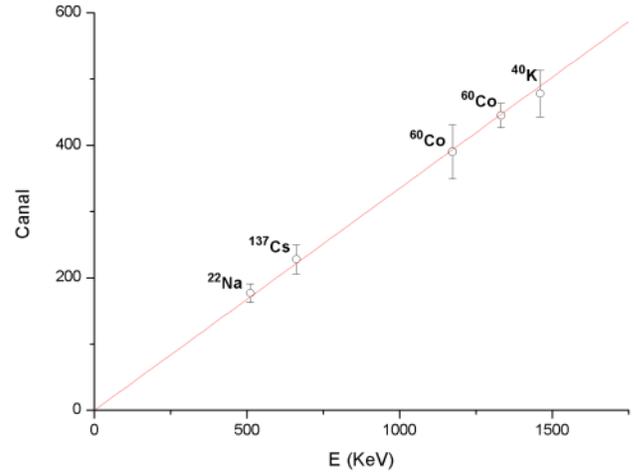


Figura 9. Recta de calibración para la conversión de los espectros a unidades de energía, construida a partir de la identificación de los picos característicos en cada isótopo.

Se realizó un ajuste por regresión lineal, del cual se obtuvo la relación de conversión de unidades de canal a unidades de energía:

$$\text{Canal} = (0,32 \pm 0,02) E. \quad (6)$$

## IV. ESPECTROS GAMMA

Con el sistema calibrado, se construyó el espectro de radiación  $\gamma$  de los isótopos  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{22}\text{Na}$ ,  $^{133}\text{Ba}$ , para la sal de cloruro de potasio  $^{40}\text{K}$  y el espectro de energía de la radiación de fondo (ver Fig. (10))

A continuación se analizan algunos de los espectros.

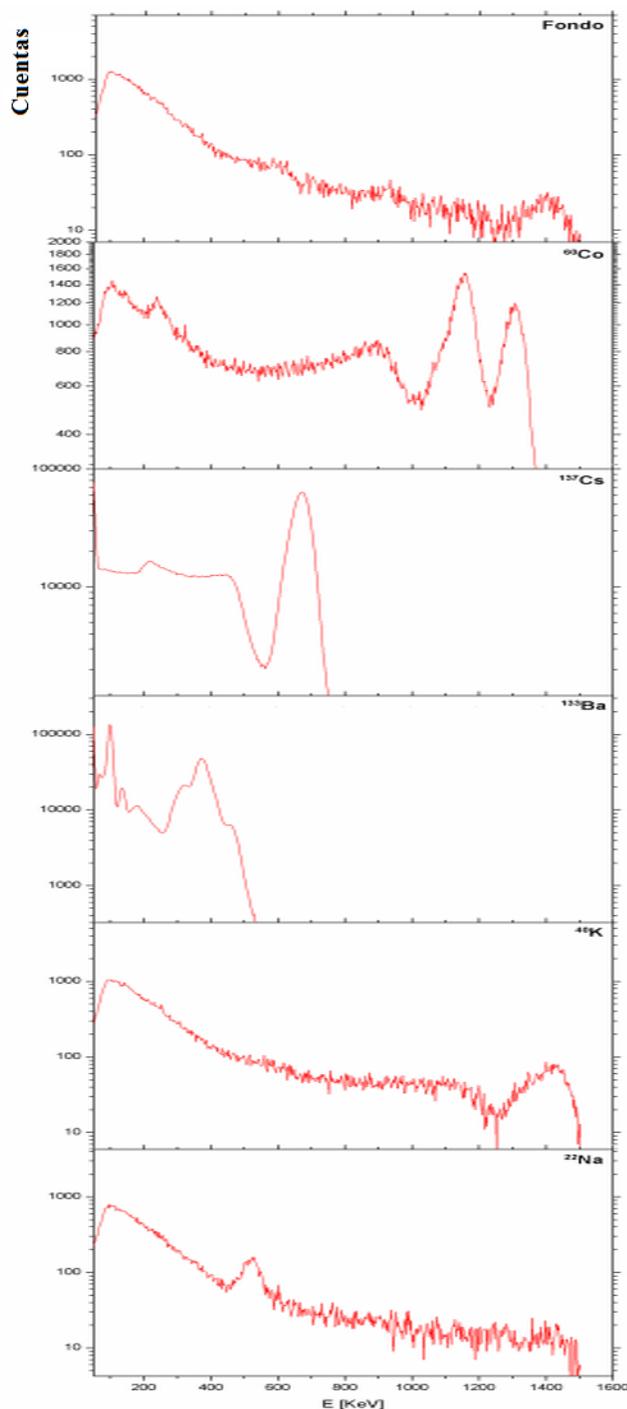


Figura 10. Espectros  $\gamma$  de los isótopos estudiados, la sal de potasio y del fondo.

#### A. Espectro de radiación $\gamma$ del $^{137}\text{Cs}$

Se realizaron mediciones del espectro de emisión  $\gamma$  del isótopo  $^{137}\text{Cs}$  y luego se colocó un blindaje de Pb en distintas posiciones (como se observa en la Fig. (11)) para estudiar los cambios en el espectro.

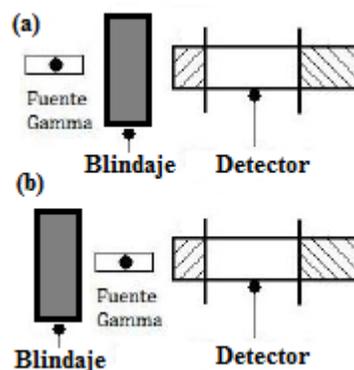


Figura 11. Disposición del blindaje de Pb: (a) Entre el detector y la muestra; (b) Detrás de la muestra.

En la Fig. (12) se muestran las mediciones obtenidas para el  $^{137}\text{Cs}$  sin blindaje y con el blindaje de Pb detrás de la fuente.

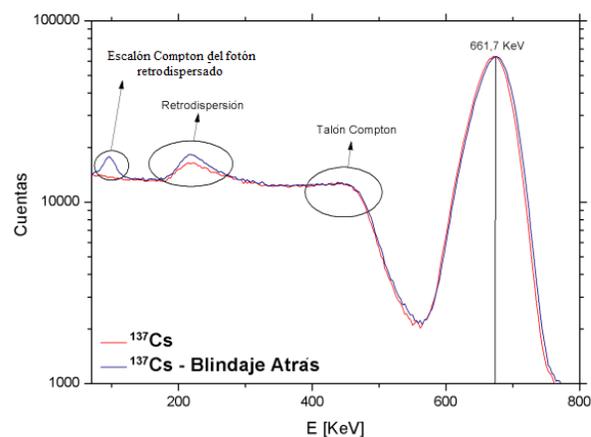


Figura 12. Espectro  $\gamma$  del  $^{137}\text{Cs}$  sin blindaje y con el blindaje de Pb situado detrás de la fuente. Pueden identificarse los componentes característicos del espectro de energía de la radiación  $\gamma$  y el pico de retrodispersión con su escalaón Compton.

En estos espectros no se observa la creación de pares, pues como se explicó anteriormente, para que ocurra tal efecto se necesitan como mínimo 1022 KeV, energía que no se alcanza con la fuente de  $^{137}\text{Cs}$ .

Tanto para el espectro tomado sin blindaje, como para el medido con el Pb detrás de la muestra se observa la presencia del fotopico característico del  $^{137}\text{Cs}$  en 661.7 KeV. A continuación, recorriendo el espectro en el sentido de las energías decrecientes, se observa el talón Compton. En la introducción teórica se explicó que en el valle del talón Compton no deberían registrarse cuentas. No obstante, experimentalmente se observa que las cuentas no se anulan, debido a que algunos fotones se “escapan” del centellador provocando que tanto el fotopico como el talón se ensanchen creando cuentas en el valle Compton.

Para bajas energías, menores a 200 KeV se observa un pico para el  $^{137}\text{Cs}$  sin blindar, y dos picos para el  $^{137}\text{Cs}$  blindado. En el primer caso, el pico puede deberse a la denominada “retrodispersión”. Este efecto es producido por un rayo  $\gamma$  que escapa del material e interactúa por efecto Compton con materiales cercanos, y vuelve al centellador. Por este motivo, su energía debería ser  $h\nu' = h\nu/(1 + 2h\nu/mc^2) = 184,3 \text{ KeV}$  (Ec. (2)). Experimentalmente, encontramos que la energía de dicho pico es  $(230 \pm 20) \text{ KeV}$ , un 25 % más que lo esperado.

En el caso del espectro realizado con la fuente de  $^{137}\text{Cs}$  blindada por detrás, se observa un refuerzo en el pico de retrodispersión. Eso es así pues el Pb tiene un valor de  $Z$  elevado, lo que implica mayor sección eficaz, beneficiando la dispersión Compton de los rayos  $\gamma$  que escapan del centellador. Asimismo, se observa la aparición de un segundo pico en el espectro, que puede deberse al talón Compton correspondiente a la radiación retrodispersada.

Por último, en la Fig. (13) se presenta la medición realizada para la fuente de  $^{137}\text{Cs}$  con un blindaje de plomo delante de la muestra.

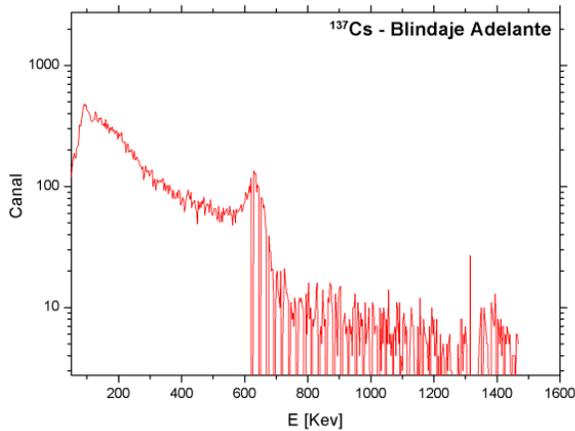


Figura 13. Espectro  $\gamma$  del  $^{137}\text{Cs}$  con el blindaje de Pb ubicado entre el detector y la muestra. Se observa una notable atenuación de la intensidad del pico característico del isótopo.

Se observa una disminución considerable de las cuentas obtenidas, dado que el plomo es un blindaje eficiente de la radiación  $\gamma$  por su elevado número atómico (alta sección eficaz para la interacción).

### B. Resolución del espectro $\gamma$ del isótopo $^{133}\text{Ba}$

Se midió el espectro de radiación  $\gamma$  de la fuente  $^{133}\text{Ba}$ , donde se observaron múltiples picos. Se buscó resolver los valores de energía en dicho espectro como se muestra en la Fig. (14), obteniendo resultados similares a los correspondientes a los decaimientos  $\gamma$  del isótopo  $^{133}\text{Ba}$  que se muestran en la Fig. (15).

Al comparar con los resultados obtenidos con un detector semiconductor de GeLi de alta resolución (ver Fig.

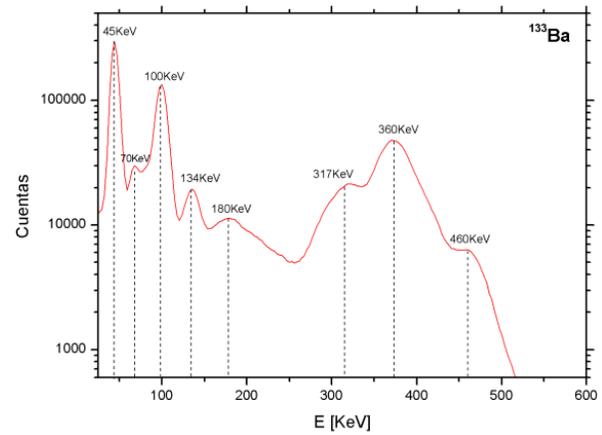


Figura 14. Espectro  $\gamma$  del  $^{133}\text{Ba}$  con los picos determinados con la resolución del detector de NaI.

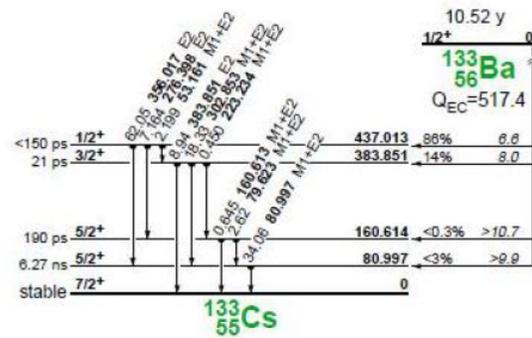


Figura 15. Esquema de los niveles excitados del isótopo  $^{133}\text{Cs}$ .

(16)) [4], puede notarse que muchos de los picos observados resultan de la “convolución” de otros picos. Esto evidencia la incapacidad resolutoria del dispositivo centellador de NaI para espectros complejos como los del  $^{133}\text{Ba}$ .

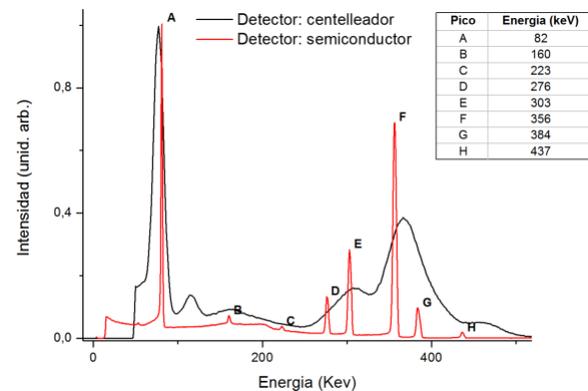


Figura 16. Espectro  $\gamma$  del  $^{133}\text{Ba}$  resuelto con un detector de GeLi de alta precisión [4].

### C. Radiación de fondo y sal de KCl ( $^{40}\text{K}$ )

La Fig. (17) presenta el espectro de radiación de fondo junto con el espectro  $\gamma$  de la sal de cloruro de potasio (KCl) utilizada comúnmente. Las mismas se encuentran normalizadas por el tiempo de medición para permitir su comparación. Como puede observarse, en ambos espectros se encuentra el mismo pico en torno a los 1500 KeV correspondiente al isótopo  $^{40}\text{K}$ , sólo que en la sal de KCl se presenta con mayor intensidad y con mejor definición en el talón Compton. La explicación a dicho resultado se encuentra en la existencia de  $^{40}\text{K}$  en el ambiente.

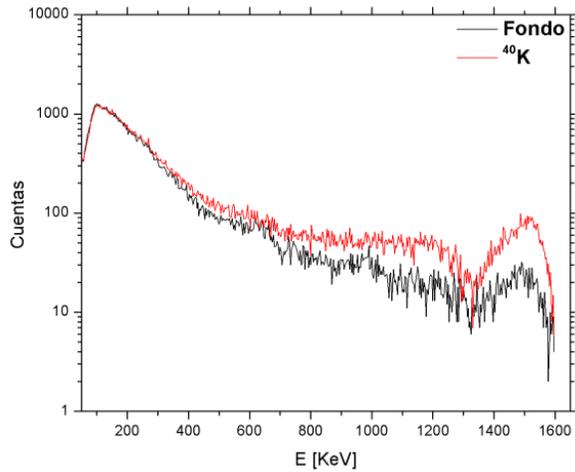


Figura 17. Espectro de energía correspondiente a la radiación de fondo y a la del isótopo  $^{40}\text{K}$  presente en la sal de cloruro de potasio.

Finalmente, sobre una medición extensa ( $\sim 15$  min) del fondo de radiación, se identificaron los picos presentes y se les asoció, en los casos en los que fue posible, el isótopo del cuál correspondía dicho pico. Los resultados se presentan en la Fig. (18). La presencia de radiación del  $^{137}\text{Cs}$  en la atmósfera es un fenómeno que puede atribuirse a las pruebas nucleares llevadas a cabo durante y tras finalizar la 2da Guerra Mundial.

### V. CONCLUSIONES

A partir de la identificación de los picos característicos de los isótopos  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{22}\text{Na}$ ,  $^{133}\text{Ba}$  y  $^{40}\text{K}$  se calibró un detector de radiación  $\gamma$  por centelleo. Se analizó el espectro del  $^{137}\text{Cs}$  a partir del cual se identificaron los componentes característicos de la interacción de la radiación  $\gamma$  con la materia (efecto fotoeléctrico y dispersión de Compton). Colocando un blindaje de Pb en distintas configuraciones, se estudiaron las modificaciones al espectro del  $^{137}\text{Cs}$ , y se identificó el pico de retrodispersión con su talón Compton correspondiente.

Del estudio del espectro del  $^{133}\text{Ba}$  se evidenció el límite en la resolución del instrumento pues, al comparar con los

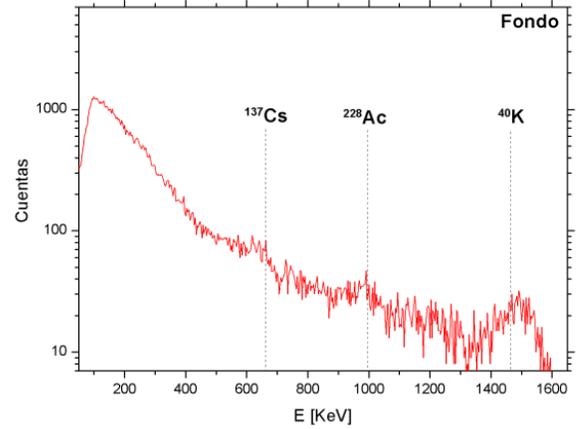


Figura 18. Espectro de energía del fondo de radiación con la identificación de picos de diferentes isótopos.

resultados de un detector de alta resolución [4], se encontró la existencia de múltiples picos antes indistinguibles correspondientes a distintos caminos en el decaimiento del isótopo  $^{133}\text{Ba}$ .

Finalmente se midió el espectro de energía del fondo, y se comparó con los resultados de la sal de cloruro de potasio, encontrando el pico característico del  $^{40}\text{K}$  en ambos casos, lo que permitió evidenciar la presencia de radiación proveniente de este isótopo en la atmósfera, así también la correspondiente al  $^{137}\text{Cs}$  y  $^{228}\text{Ac}$ .

- [1] J. Lilley, Nuclear Physics Principles and Applications 65-74.  
 [2] G. F. Knoll, Radiation Detection and Measurement, Third Edition 232, 312, 354.  
 [3] Gamma Energy (KeV), <http://www.csupomona.edu/~pb-siegel/bio431/genergies.html>

- [4] M. Lourdes Amigó, Iván A. Davidovich, Rodrigo S. Echeveste, Jorge I. Facio, Espectroscopía gamma de alta y mediana resolución, Introducción a Física Nuclear y Partículas, Instituto Balseiro (2010).