

Espectroscopía gamma de alta resolución mediante la utilización de un detector de Germanio hiperpuro

Matias Grassi, Timoteo Herrera, Franco Pasian, Javier Portillo
Instituto Balseiro, Comisión Nacional de Energía Atómica, (8400) Bariloche, Argentina
 (Dated: 1 de mayo de 2015)

Se midieron los espectros de rayos γ provenientes de fuentes calibradas, con un detector γ de HPGe (semiconductor), de alta resolución. Se utilizaron dichos espectros para la calibración del detector, y para compararlo con un detector de tipo centellador, de baja resolución. También se realizó una calibración a partir de una medición de fondo de larga duración. Además se midió el espectro de emisión de una fuente de $^{241}\text{Am}^9\text{Be}$, identificando las componentes del espectro debidas al efecto fotoeléctrico, Compton y creación de pares.

I. INTRODUCCIÓN

En este trabajo se caracterizaron fuentes emisoras de radiación γ . La detección de los fotones emitidos por las fuentes se realizó aprovechando la interacción de dicha radiación con la materia a través de tres fenómenos característicos: efecto fotoeléctrico, efecto Compton y creación de pares.

El efecto fotoeléctrico es un tipo de interacción entre un fotón γ y un electrón ligado. Si el fotón tiene una energía mayor que la energía de ligadura, es decir $h\nu > E_{lig}$, este será completamente absorbido. El electrón, por su parte, será emitido con una energía correspondiente a $E_e = h\nu - E_{lig}$. Un esquema de este proceso puede verse en la figura 1. Teniendo en cuenta que las energías de ligadura son del orden de los electronvolts (eV) se cumple que $h\nu \gg E_{lig}$, por lo que la energía de ligadura puede aproximarse según $E_{e-} \simeq h\nu$.

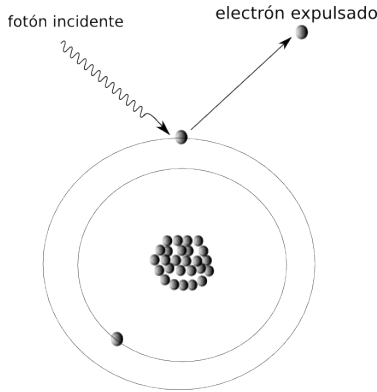


Figura 1. Esquema del efecto fotoeléctrico, el fotón incidente es totalmente absorbido por un electrón ligado.

El efecto Compton es una clase de dispersión en la cual un fotón γ colisiona con un electrón y es dispersado un cierto ángulo θ . Parte de la energía del fotón incidente se transforma en energía cinética del electrón, mientras que el fotón dispersado se lleva la energía restante. Planteando la conservación de impulso y energía se puede llegar a [1] :

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

donde $h\nu'$ es la energía del fotón dispersado y $\alpha = \frac{h\nu}{m_0c^2}$ es el cociente entre la energía del fotón incidente y la energía en reposo del electrón. En base a esto podemos llegar a una expresión para la energía del electrón [2] :

$$E_{e-} = \frac{2h\nu\alpha}{1 + 2\alpha + (1 + \alpha)^2 \tan^2\theta} \quad (2)$$

La energía máxima que puede ser transferida al electrón va a estar dada por [2]:

$$E_{e-(max)} = \frac{2h\nu\alpha}{1 + 2\alpha} \quad (3)$$

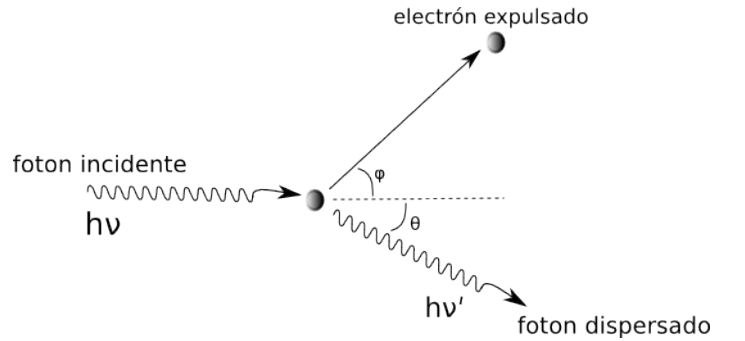


Figura 2. Esquema del efecto Compton, el fotón incidente es deflectado por un electrón

Por último, la creación de pares consiste, como su nombre lo indica, en la creación de un par electrón-positrón a partir de un fotón γ . Para que este proceso sea energéticamente posible, la energía del fotón incidente debe ser mayor a dos veces la energía de la masa en reposo del electrón (1.02MeV). Si existe un exceso de energía del fotón " γ " respecto a este valor mínimo, esta se distribuirá en energía cinética de las partículas creadas.

II. MÉTODO EXPERIMENTAL

A. Espectroscopía γ de alta resolución

Se utilizó un detector de germanio hiperpuro (HPGe) para estudiar la radiación γ de diversas muestras. Dicho

detector está compuesto por un semiconductor de Ge . Al hacer incidir un γ con energía mayor a 3 eV, es posible promover a un e^- de la banda de valencia a la banda de conducción, generando de esta manera un par electrón-hueco. La cantidad de pares generados es proporcional a la energía del fotón incidente.

En el semiconductor se aplica una diferencia de potencial. Esto genera una corriente directa con los e^- de la banda de conducción y una inversa con los huecos de la banda de valencia. La carga del pulso generado resulta proporcional a la energía del fotón.

Debido a la naturaleza del material activo, este tipo de detectores son sensibles a las fluctuaciones térmicas, ya que las mismas pueden generar pares electrón-hueco espúreos. Por lo tanto, al momento de realizar la medición deben ser refrigerados y mantenidos a una temperatura estable. Por otro lado se busca evitar la presencia de electrones libres debido a las impurezas cristalinas. Para ello, se recurre a dopar el material o a generar una juntura. El utilizado en este trabajo, de HPG e , tiene un dopaje muy bajo de Litio y puede almacenarse a temperatura ambiente. Además, se usó un volumen activo grande, lo que aumenta la eficiencia del detector para γ de alta energía.

subsectionEspectroscopía γ de baja resolución

El detector de baja resolución aquí utilizado, consiste en un centellador de Yoduro de Sodio dopado con Talio (NaI(Tl)) junto con un fotomultiplicador, como se muestra en la figura 3.

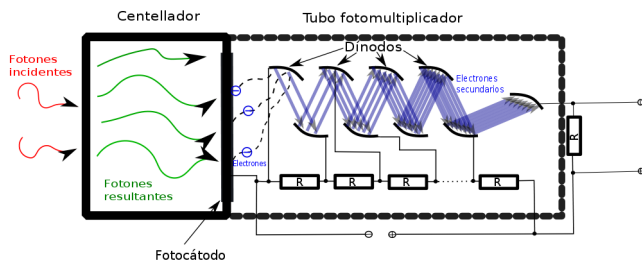


Figura 3. Detector de radiación gamma denominado fototubo. Consiste en un centellador y un fotomultiplicador.

La función del centellador es generar fotones en el espectro visible a partir de los fotones γ incidentes, dado que estos últimos no interactúan con el fotocátodo.

Los fotones generados en el centellador inciden en el fotocátodo que mediante el efecto fotoeléctrico producen e^- . La cantidad de e^- emitidos es proporcional a la cantidad de fotones incidentes. La cadena de dínodos en el fotomultiplicador permite amplificar el número de electrones y obtener una corriente eléctrica proporcional a la energía de radiación.

El fototubo se encuentra conectado a un pre amplificador el cual integra la señal, para luego amplificar la señal mediante un amplificador. El multicanal genera una señal digital. Esta señal es enviada a la PC, procesando los datos mediante el programa MAESTRO.

subsectionComparación entre detectores

Es de interés para este trabajo comparar el detector utilizado con los de tipo centellador. La principal diferencia es el costo energético en la generación de un “portador de información” de la interacción con la radiación ionizante. En los centelladores, dichos portadores son los fotones generados en la excitación y desexcitación del material debidas a su interacción con una partícula cargada proveniente de la interacción de un γ . El costo de generación de un portador es ~ 1000 eV. Como se mencionó antes, para un detector semiconductor es ~ 3 eV. Entonces, para un γ de la misma energía, será mucho mayor la cantidad de portadores generados en el semiconductor que en el centellador. Por eso, la incerteza relativa en la cantidad de portadores N , $\frac{\Delta N}{N}$ será mucho menor para el semiconductor. Esto se traducirá en una mayor resolución en energía. Estos detectores mejoran también en resolución temporal, ya que el tiempo de generación de un pulso es mucho menor.

La corriente generada por el paso de un γ por el semiconductor pasa a un preamplificador, que la integra generando así un pulso. Luego un amplificador aumenta la intensidad de la señal y esta es entregada a un multicanal que genera una señal digital que es procesada por un programa llamado MAESTRO en la PC (fig. 4). Dada la linealidad de los procesos de lectura involucrados la señal digital posee información sobre la energía que el γ cedió al detector, siendo ésta proporcional al “número del canal” de salida designado por el multicanal.

B. Procedimiento experimental

Para la calibración del detector de HPG e se midió el fondo de radiación durante 300 segundos. Luego se midieron los espectros de distintas muestras con energías de emisión conocidas. Estas fueron: ^{137}Cs , ^{241}Am , ^{60}Co , y ^{22}Na . Las mediciones se realizaron durante un tiempo de 300 segundos por cada una de ellas. Obtenidos los espectros, se les sustrajo el fondo medido, y se realizó una calibración energía-canal.

Una vez calibrado el detector se procedió a medir una muestra de $^{241}\text{Am}^9\text{Be}$, y una fuente compuesta de isótopos radiactivos desconocidos.

La fuente de $^{241}\text{Am}^9\text{Be}$ es generalmente utilizada como fuente de neutrones rápidos. El ^{241}Am decae emitiendo una partícula α , que interactúa con el ^9Be dando como resultado un ^{13}C doblemente excitado, el cual tiene varios canales de decaimiento. El más probable de ellos es la emisión de un neutrón y un ^{12}C excitado, con una energía de 5,7 MeV que se reparte entre ambos. Los neutrones emitidos son muy energéticos, por eso se trata de una fuente de neutrones rápidos. Por otro lado, el carbono decae emitiendo un γ con una energía de 4,44 MeV. Este último decaimiento es el que interesa observar para este trabajo.

Cabe destacar que los neutrones son moderados en un volumen grande de parafina que se ubica rodeando a la fuente. Los neutrones son capturados por los átomos de

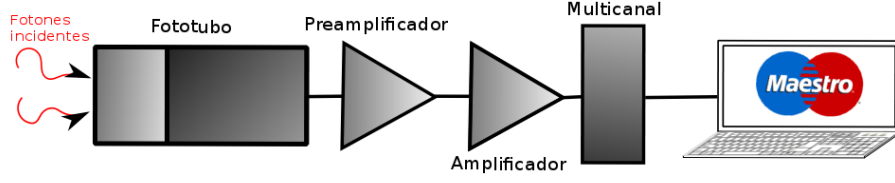


Figura 4. Esquema del sistema de adquisición. El fototubo es conectado a un pre amplificador seguido de un amplificador. Luego el multicanal entrega la señal procesada a la computadora.

hidrógeno de la parafina, dando lugar a deuterio excitado, que decae mediante la emisión de un γ de 2,225 MeV. Debido al gran volumen de parafina utilizado para la moderación y a la alta energía de los neutrones, es de esperarse que se observe una gran cantidad de estos fotones.

Se midió también el espectro de radiación de la muestra de $^{241}\text{Am}^9\text{Be}$ junto con el fondo de radiación con el detector centellador, para así poder realizar una comparación en resolución entre ambos detectores.

III. RESULTADOS Y DISCUSIÓN

A. Calibración con fondo de larga duración

En la figura 5 puede verse el espectro de radiación de fondo obtenido realizando una medición de ~ 1 semana de duración con el detector de alta resolución. Mediante la misma, se buscó realizar una calibración energía-canal, conociendo las fuentes de radiación γ presentes en el ambiente según la IAEA[3]. Este tipo de calibraciones son útiles, por ejemplo, para mediciones de campo en las cuales no se cuenta con fuentes conocidas para calibración.

En primer lugar se seleccionaron 3 picos consecutivos (correspondientes a la creación de pares y al decaimiento γ de ^{208}Tl y ^{214}Bi), se determinó el número de canal (realizando un ajuste gaussiano) y, utilizando los valores de energías correspondientes, se realizó una estimación del valor de la relación energía canal. Esto permitió asignar energías a 13 de los picos presentes en el espectro (Fig. 5). Una vez determinadas las energías se realizó un ajuste lineal, obteniendo como resultado $E = 2,11(2)\text{keV}.n - 21,1(3)\text{keV}$ (Fig. 6) siendo n el número de canal. De esta forma se logró la calibración del detector utilizando exclusivamente la radiación de fondo.

B. Calibración con fuentes de ^{22}Na , ^{137}Cs y ^{60}Co

Mediante la utilización de fuentes radiactivas es posible realizar el mismo tipo de calibración pero con tiempos de medición del orden de minutos. Con este objetivo se midieron los espectros de tres muestras conocidas: ^{22}Na ,

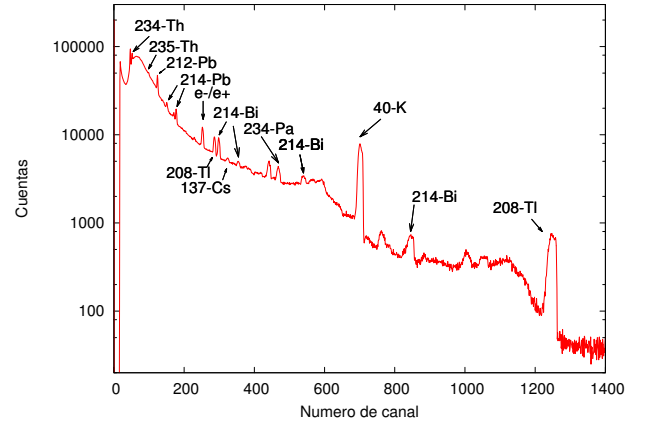


Figura 5. Espectro de radiación de fondo para una medida de una semana, se identificaron 13 picos y se realizó la calibración del detector.

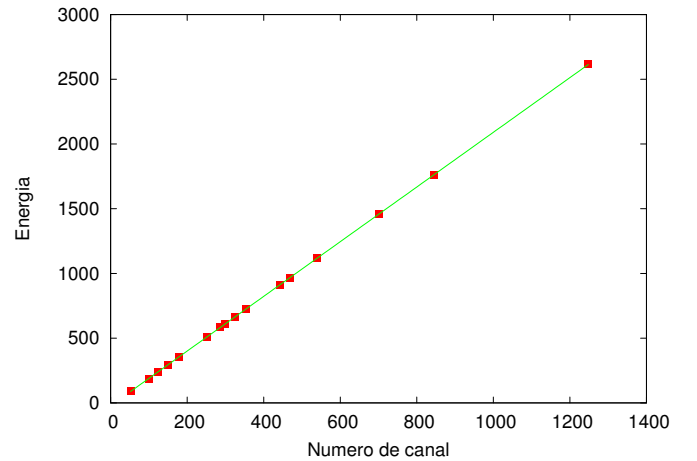


Figura 6. Energía y número de canal correspondiente a los 13 picos identificados. También se muestra el ajuste lineal realizado para obtener la relación energía versus canal

^{137}Cs y ^{60}Co . A modo de ejemplo, en la figura 7 se muestra el espectro obtenido para el ^{60}Co .

Se puede ver que el ancho de los picos no supera los tres canales, por lo que es inmediato asignarles un canal. Para determinar el error se midió el ancho a mitad de pico, obteniendo un error de 1 canal para todos los picos utilizados en la calibración que se muestra en la figura

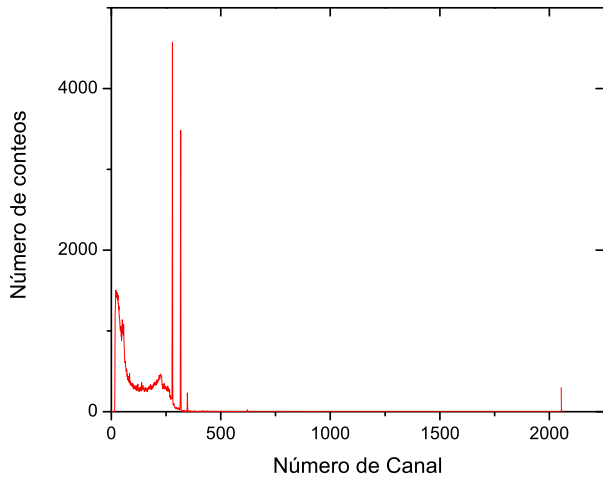


Figura 7. Espectro del ^{60}Co . Se observa la presencia de dos picos.

8. A partir de esta regresión lineal se pudo determinar la energía que le corresponde a cada canal está dada por relación $E = 4,195(4)\text{keV}n + 3,0(1)\text{keV}$, donde n es el número de canal.

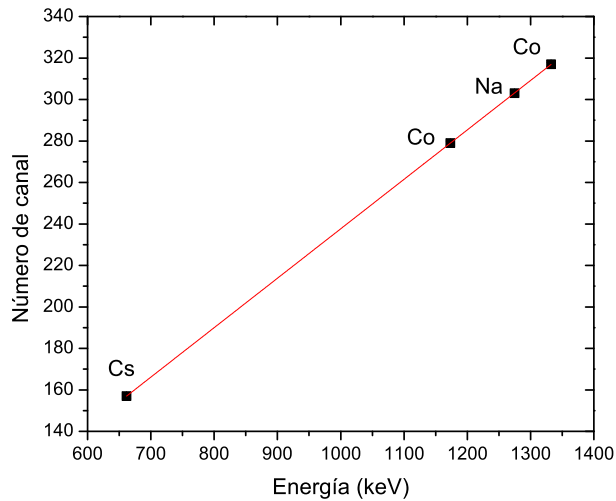


Figura 8. Calibración de la relación energía-canal.

C. Análisis de muestra de $^{241}\text{Am}^9\text{Be}$ y muestra desconocida

Se midió el espectro de la fuente de $^{241}\text{Am}^9\text{Be}$ descrita anteriormente. Este se muestra en la figura 9, donde se utilizó la calibración anteriormente realizada. Es posible distinguir picos en $2,220(5)\text{ MeV}$ $4,43(5)\text{ MeV}$, lo que corresponde con las energías de los rayos gammas

esperados en la cadena de decaimiento del $^{241}\text{Am}^9\text{Be}$. También se observa un pico con una energía asociada de 511 keV producto de la detección de fotones creados en la aniquilación del par electrón positrón explicada en la introducción.

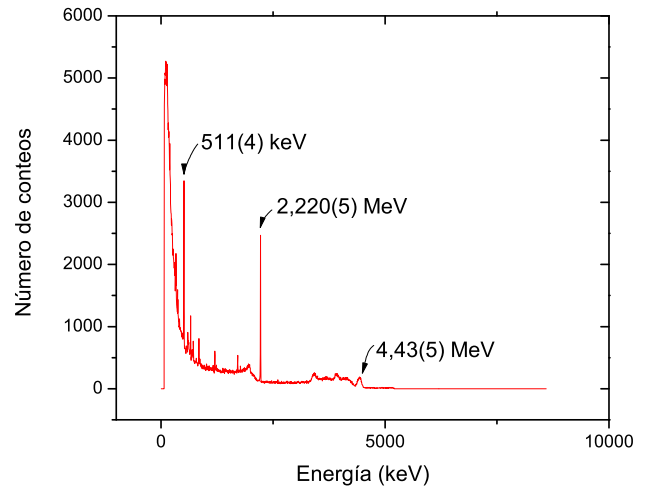


Figura 9. Calibración de la relación energía-canal.

Para calcular el error de los picos se mantuvo el mismo criterio que el utilizado en la calibración. Sin embargo, el pico correspondiente a una energía de $4,44\text{ MeV}$ se ajustó con una gaussiana, como se muestra en la figura 10.

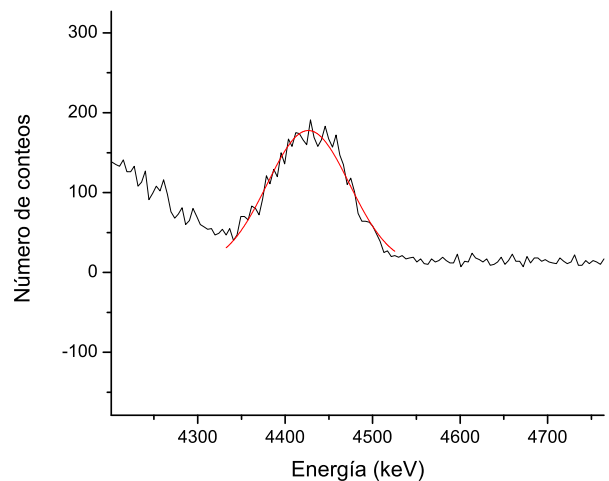


Figura 10. Ajuste del pico de $4,44\text{ MeV}$ mediante una gaussiana.

En la figura 11 se muestra un aumento de la figura 9. Se pueden observar los picos de escape simple ($1,710(4)\text{ MeV}$) y escape doble ($1,198(4)\text{ MeV}$) esperados por la creación de pares de los fotones de $2,220(5)\text{ MeV}$.

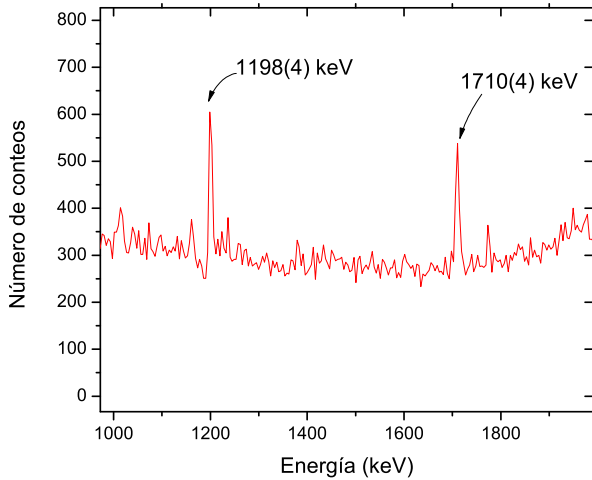


Figura 11. Aumento de la figura 9. Se muestran las energías de los picos de escape simple y doble escape.

En la figura 12 se muestra el espectro obtenido para una muestra de composición desconocida. Cabe destacar que al mismo se le restó el fondo de radiación, con el objetivo de observar solo los picos de la muestra analizada. Sin embargo, al analizar las energías correspondientes a los picos observados, no se pudo determinar la composición de la muestra.

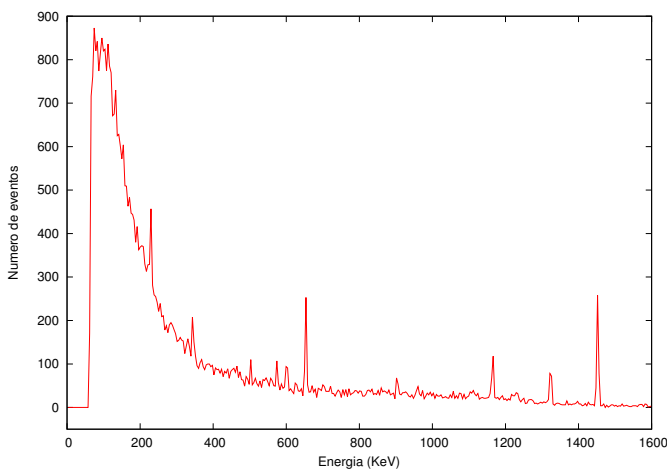


Figura 12. Espectro obtenido para la muestra desconocida.

Con el objetivo de comparar la resolución de los detec-

tores utilizados, se realizó una medición con el detector de yoduro de sodio, el cual fue descrito en el método experimental.

En la figura 13 se puede ver que el pico correspondiente a la energía de 661 keV está determinado con menor error, al ser detectado con el semiconductor.

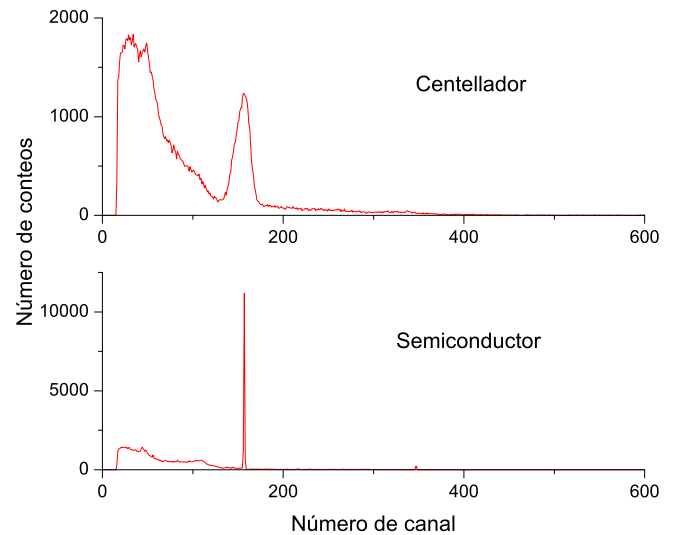


Figura 13. Espectros de energía medidos con dos detectores diferentes: centellador y semiconductor. Se puede observar la mayor resolución del semiconductor.

IV. CONCLUSIONES

Se caracterizaron los espectros obtenidos con un detector γ de alta resolución de HPGe (semiconductor). Se identificaron los picos correspondientes a los isótopos radiactivos presentes en el ambiente, en una medición de fondo de larga duración. A partir de ellos se realizó una calibración del detector.

Para la amplificación utilizada en el trabajo, se realizó una segunda calibración a partir de fuentes conocidas. Teniendo en cuenta la calibración obtenida, se caracterizó el espectro de emisión de una fuente de $^{241}\text{Am}^9\text{Be}$. En dicho espectro se pudieron observar los fotopicos correspondientes a los γ característicos de dicha fuente. También se observaron los de simple y doble escape debidos a producción de pares, y los talones Compton para cada γ . También se identificaron los isótopos presentes en una fuente multinucleidos desconocida,

[1] Rodrigo Bonazzola, Mauricio Montellano Durán, Hernán Saraceni, Alberto Villagrán, "Espectroscopía gamma utilizando un centellador de NaI", Instituto Balseiro - Universidad de Cuyo. Páginas 1-2.

[2] Di Paolo Agustín, Fabre Ignacio, Mangussi Franco, y Sesin Pablo Ezequiel, "Espectroscopía Gamma de baja resolución utilizando un centellador de NaI(Tl)", Instituto Balseiro - Universidad de Cuyo. Páginas 1-2.

[3] <http://ie.lbl.gov/decay.html>