

Caracterización de la cadena de detección de rayos γ compuesta por un centellador, un fotomultiplicador y un analizador multicanal mediante fuentes radiactivas conocidas.

Julián Ascolani, Sergio Encina, Marcos Agustín Ferreyra
Instituto Balseiro, CNEA _ Marzo de 2011

I. INTRODUCCIÓN.

Este trabajo se centró en la calibración de un sistema de detección de rayos γ cuya cadena de detección está compuesta por un centellador, un fotomultiplicador (PMT) y un analizador multicanal (MCA).

A. Emisión γ .

Los rayos γ son fotones de una energía del orden del MeV . Estos son producto de los decaimientos nucleares que se dan en núcleos energéticamente inestables. En términos generales, la emisión de fotones γ se debe a que un núcleo inestable decae a otro núcleo por decaimiento α o β , mientras el núcleo hijo queda en un estado excitado. Luego este núcleo hijo es el que decae por γ y llega finalmente al estado fundamental. La energía del fotón γ emitido está definida por la diferencia de energías de los niveles entre los cuales decae el núcleo hijo. En la figura 1 se muestra un ejemplo de esquema de energías del decaimiento del ^{60}Co , en el cual se puede ver que primero decae por β hacia ^{60}Ni y luego éste decae al estado fundamental emitiendo γ . También se ve que las diferencias de energías de los niveles nucleares del ^{60}Ni y las energías de los γ emitidos coinciden.

B. Interacción de la radiación γ .

La radiación γ interactúa con la materia mediante tres mecanismos. Éstos son el efecto fotoeléctrico, la dispersión Compton y la creación de pares. A continuación se presentan esquemáticamente los conceptos básicos de éstas interacciones con el fin de poder entender los espectros de energía que se presentan en los resultados.

1. Efecto fotoeléctrico.

El fotón γ interactúa con un electrón ligado del átomo blanco. El electrón absorbe el fotón y convierte así esta energía en energía cinética. Consecuentemente, puede suceder que el electrón pase a un estado no ligado en el cual la energía final es

$$E_f = E_\gamma - E_i, \quad (1)$$

donde E_i es la energía del nivel en que estaba el electrón. Nótese que como las energías de los γ son del orden del MeV y las energías de ligadura atómicas son del orden del eV , la energía final del electrón E_f será prácticamente la misma que la que traía el fotón γ .

2. Dispersión Compton.

En este caso, el fotón deposita parte de su energía en el electrón, el cual eventualmente es arrancado del átomo mientras el fotón cambia su dirección y disminuye su energía. Los ángulos y energías de dispersión se obtienen planteando las ecuaciones de conservación de la energía y momento del choque. En la figura 2 se muestra un esquema de este efecto. La conservación de la energía establece que:

$$E_e = E_\gamma - E_{\gamma'}, \quad (2)$$

donde el signo "=" de la ecuación vale estrictamente para electrones libres y aproximadamente para electrones en un átomo.

De la ecuación de conservación del momento puede verse que la mayor energía transferida a un electrón por efecto Compton es cuando el fotón γ sale en la dirección opuesta de la que vino. Esta energía está dada por la siguiente ecuación:

$$E_e^{max} = E_\gamma \left(1 - \frac{1}{1 + 2 \frac{E_\gamma}{m_e c^2}}\right). \quad (3)$$

3. Creación de Pares.

Un fotón de energía mayor a $E_{min} \simeq 1022 \text{ keV}$ tiene la posibilidad de crear un electrón y un positrón si se encuentra en un medio material. El positrón se frena en el campo eléctrico y se aniquila con algún electrón presente, emitiendo dos fotones de 511 keV en direcciones opuestas.

II. MÉTODO EXPERIMENTAL.

El detector que se utilizó para poder detectar el número de fotones γ y su respectiva energía consiste de tres componentes principales.

1. Centellador.

La primera componente es el centellador. Éste es un material de Yoduro de Sodio (NaI). El rol de esta componente es transformar un fotón γ en muchos fotones de energías del espectro visible ($\sim eV$). Pueden pasar distintas cosas en el proceso de interacción del fotón γ con el centellador. La primera es que el γ haga fotoeléctrico con algún electrón, con lo cual este electrón se encontrará en un medio material y con una energía del orden del MeV . Este electrón irá perdiendo su energía mediante sucesivas colisiones con los átomos del medio, y así dejará a éstos en estados electrónicos excitados. Luego, estos átomos en estados excitados decaerán nuevamente al estado fundamental emitiendo fotones del orden de los eV . De esta manera se obtiene un número de fotones proporcional a la energía del γ inicial, suponiendo que el número de átomos que se excitan es proporcional a la energía del fotón γ .

Por otro lado, podría suceder que el fotón γ haga efecto Compton primero, con lo cual al final del proceso se obtendrían fotones generados por el electrón dispersado de menor energía que los generados por efecto fotoeléctrico. La máxima energía de un electrón que fue arrancado por efecto Compton está dada por la ecuación (3) y es siempre menor a E_γ , por lo que el número de fotones visibles que se obtengan en el caso de interacción por Compton será como máximo proporcional a E_e^{max} , y el espectro obtenido será continuo para energías menores a E_e^{max} .

Por último, teniendo un fotón incidente de energía mayor a 1022 keV , puede ocurrir en el centellador el efecto de creación de pares, en el cual se obtendrán un electrón de $E_e^f = E$ y un positrón de la misma energía. Si $E_\gamma > 1022 \text{ keV}$, la energía que sobra se transforma en energía cinética del par electrón-positrón. Éstos pierden su energía excitando átomos del medio, con lo cual se obtendrá finalmente un número de fotones en el rango del visible proporcional a $E_f = E_\gamma - 1022 \text{ KeV}$.

2. Fotomultiplicador.

El fotomultiplicador o PMT es un sistema que captura los fotones del rango visible generados por el centellador y a través de un fotocátodo los transforma en electrones térmicos. Luego, éstos son acelerados por un potencial electrostático de tal forma que los electrones chocan con unas componentes del PMT llamadas dinodos y arrancan electrones de éstos. De esta manera, poniendo alguna cantidad de etapas sucesivas (generalmente del orden de 10) se obtiene una "cascada" de electrones en la que,

por cada electrón incidente, se obtienen del orden de $10^6 - 10^7$ electrones, los cuales son colectados por un ánodo para generar una corriente. Luego se usa una resistencia para transformar esta corriente en tensión y finalmente se la amplifica. Como por cada fotón que llega al fotocátodo se obtienen la misma cantidad de electrones en el ánodo, si llegan muchos fotones se obtiene una tensión, al final del proceso, proporcional al número de fotones incidentes. Recuérdese que el número de fotones es, en el caso de interacción por efecto fotoeléctrico, proporcional a la energía E_γ del foton inicial. En la figura 3 se muestra un esquema del sistema de detección centellador-PMT.

3. Analizador multicanal.

El analizador multicanal o MCA genera un histograma de número de cuentas en función de canales. La entrada al MCA es un pulso de tensión y de éste se analiza o bien el área total o la altura. El MCA asigna un canal para un rango de, por ejemplo, alturas de pico, y se establece una relación lineal entre altura de pico y canal. De esta forma se puede obtener, en el caso de interacción por efecto fotoeléctrico, que el número de canal donde el MCA suma una cuenta es proporcional a la energía del fotón γ incidente en el centellador. En todos los casos el número de canal es proporcional a la energía depositada por el γ en el detector.

En esta experiencia se usaron, por separado, distintas fuentes radiactivas que emiten fotones γ de distintas energías. Se midieron espectros de número de cuentas detectadas en cada canal para cada una de las muestras, con el objetivo de analizar estos espectros, ver los efectos comentados en la introducción y método experimental y realizar una calibración energía *vs.* canal del sistema de detección.

III. RESULTADOS Y DISCUSIÓN.

Se comenzó la experiencia midiendo la radiación de fondo, la cual se puede ver en la figura 4. Luego se usaron distintas fuentes: ^{133}Ba , ^{60}Co , ^{137}Cs , ^{40}K y ^{54}Mn . En la figura 5 se muestra un espectro característico de lo que se observó, correspondiente a la muestra de ^{137}Cs . Al espectro original se le restó el conteo medido por radiación de fondo. Ambos espectros (fig. 4 y 5) se muestran normalizados por el número de cuentas total de cada uno. Es decir, las figuras muestran espectros de la forma P *vs.* *canal*, donde P es la probabilidad de obtener una cuenta en un dado canal. En la figura 5 se resalta un pico característico del ^{137}Cs , que está dado por el decaimiento γ . Más a la izquierda se observa el talón Compton.

Se procedió de manera semejante a la del ^{137}Cs con los espectros correspondientes a las distintas muestras, y en cada

uno se registró el canal del pico de decaimiento. Se obtuvieron de tablas los valores de energía correspondientes a esos picos. Luego se realizó un ajuste lineal de los canales pico en función de dichos valores de energía. La curva de ajuste se muestra en la figura 6. Así se obtuvieron los parámetros de calibración del equipo de detección:

$$C = a \cdot E + b, \quad a = (4,41 \pm 0,06) \frac{1}{\text{keV}}, \quad b = 70 \pm 60,$$

donde C representa el canal y E la energía.

Por último analizamos cómo cambian los espectros si se les coloca un ladrillo de plomo detrás de la fuente y entre la fuente y el detector. Al colocarlo detrás de la fuente, los rayos γ que salen hacia el ladrillo de plomo pueden hacer backscatter y regresar al detector, donde se los observa. Estos γ tienen menor energía que los que van directo al detector, por lo cual se ve un nuevo pico a energías más bajas. Con el plomo en el medio, la radiación es atenuada, con lo que el número de cuentas disminuye para el mismo tiempo vivo de medición.

En la figura 7 se muestran el espectro de radiación de fondo y el medido con la fuente de ^{137}Cs y un ladrillo de plomo entre la fuente y el detector. Se puede ver que ambos prácticamente coinciden, con lo que la atenuación es eficaz. Por otro lado, en la figura 8 se muestran el espectro obtenido usando sólo la fuente de ^{137}Cs y el medido con esta fuente y un ladrillo de plomo atrás. Se puede ver un pequeño nuevo pico a energías más bajas, correspondiente a los rayos γ de backscatter.

IV. CONCLUSIONES.

Se implementó un sistema de medición que permitió detectar la radiación γ proveniente de distintas fuentes radioactivas y componer los espectros de altura de pulso de las mismas.

Se analizaron los espectros obtenidos y se observaron picos de decaimiento y talones correspondientes al efecto Compton. Luego se usaron los valores de los canales pico y una tabla de energías características y con ellos se logró calibrar el sistema de detección.

Se observó el cambio en los espectros debido a la presencia de plomo entre la muestra y el detector o detrás de la muestra. Se observó atenuación en el primer caso y un pico de backscatter en el segundo.

V. REFERENCIAS.

- [1] Das A. & Ferbel T., *Introduction to Nuclear and Particle Physics* 2da Ed., Cap. 4, World Scientific (2003).
- [1] Knoll G. F., *Radiation Detection and Measurement* 3ra Ed., Cap 9, John Wiley & Sons (2000).

VI. FIGURAS.

Figura 1. Esquema de energías del decaimiento γ de un núcleo de ^{60}Co .

$$\gamma_1 = (2505.7 - 1332.5) = 1173.2 \text{ keV}$$

$$\gamma_2 = (1332.5 - 0) = 1332.5 \text{ keV}$$

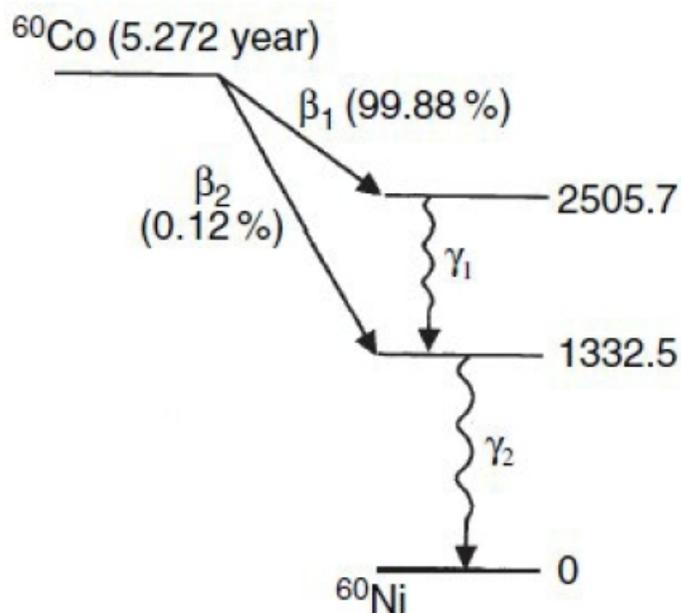


Figura 2. Esquema del efecto Compton. Un fotón le transfiere energía a un electrón y se dispersa con una energía menor a la inicial y en otra dirección.

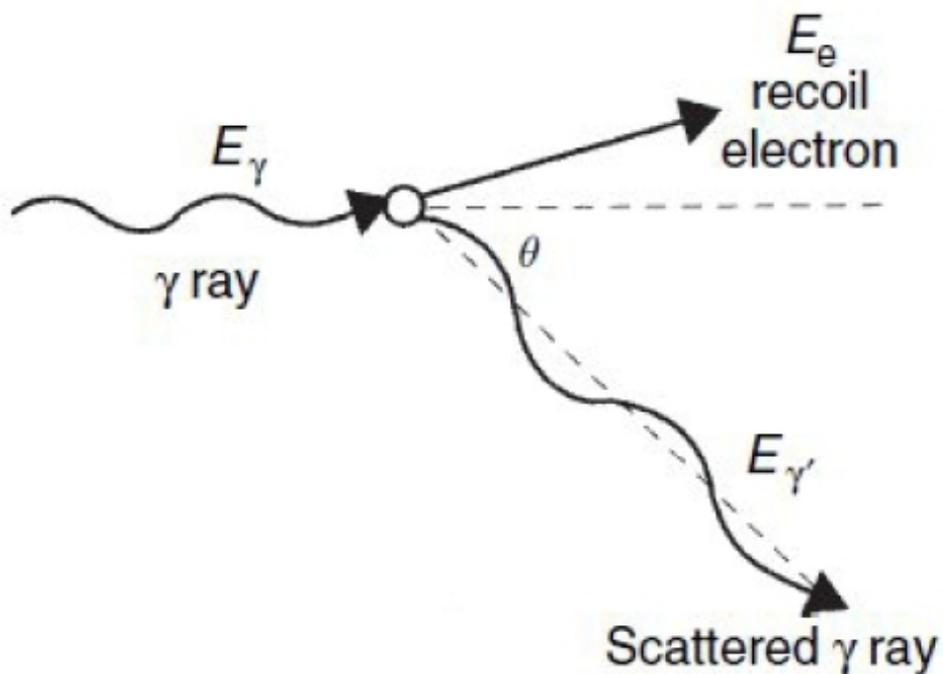


Figura 3. Esquema del sistema centellador-PMT.

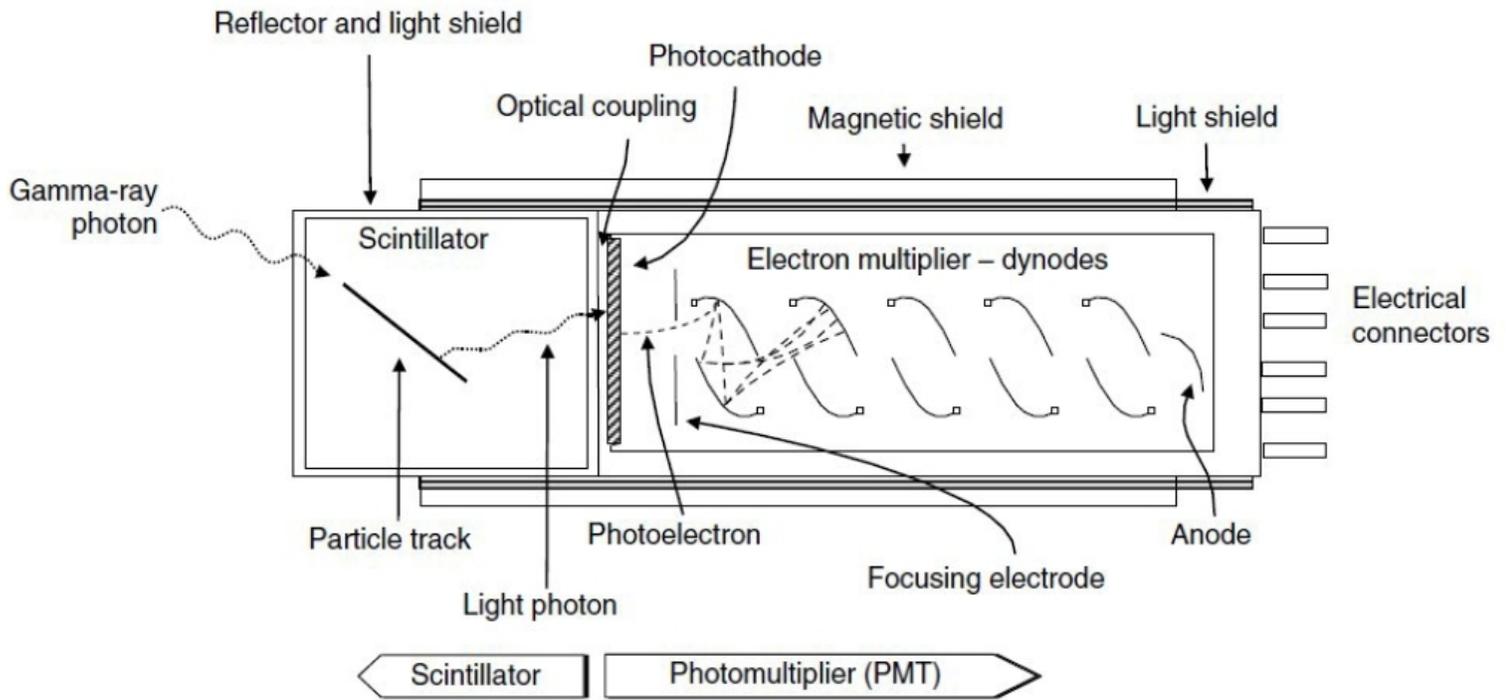


Figura 4. Espectro de radiación de fondo. P representa la probabilidad de obtener una cuenta en un dado canal.

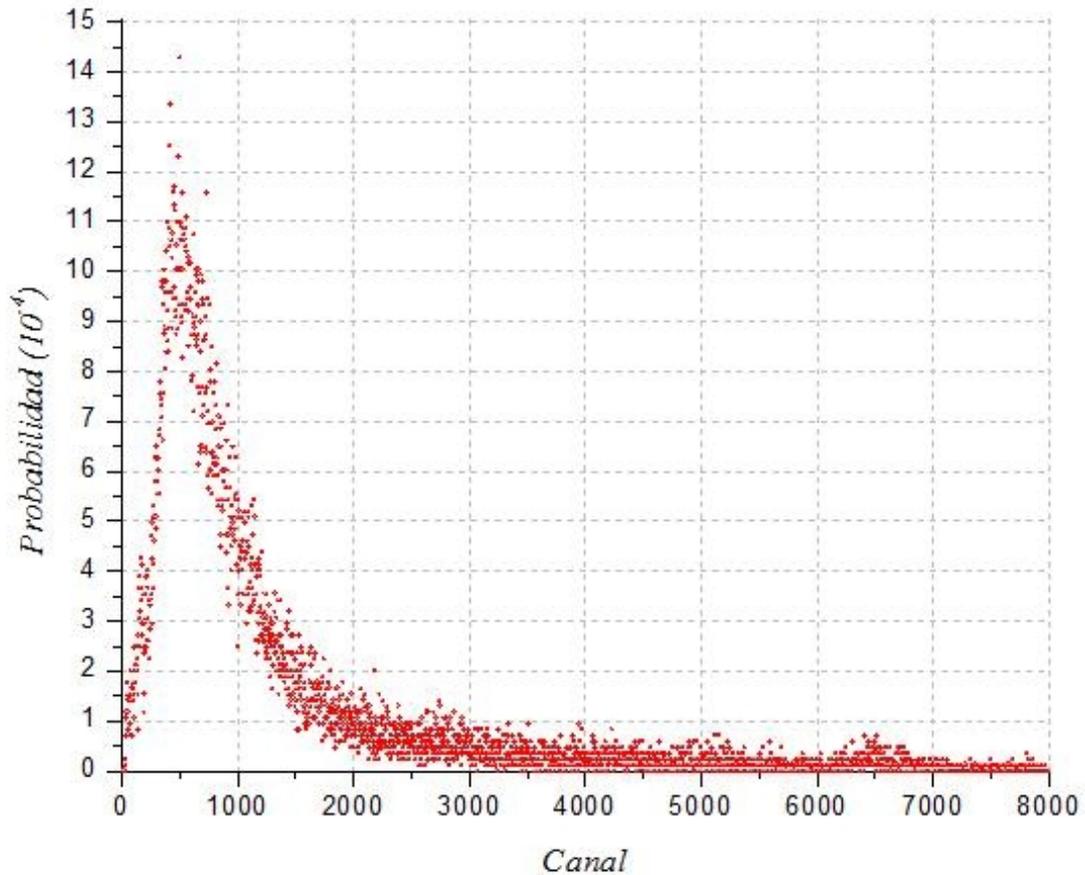


Figura 5. Espectro de decaimiento obtenido de la fuente de ^{137}Cs . P representa la probabilidad de obtener una cuenta en un

dato canal.

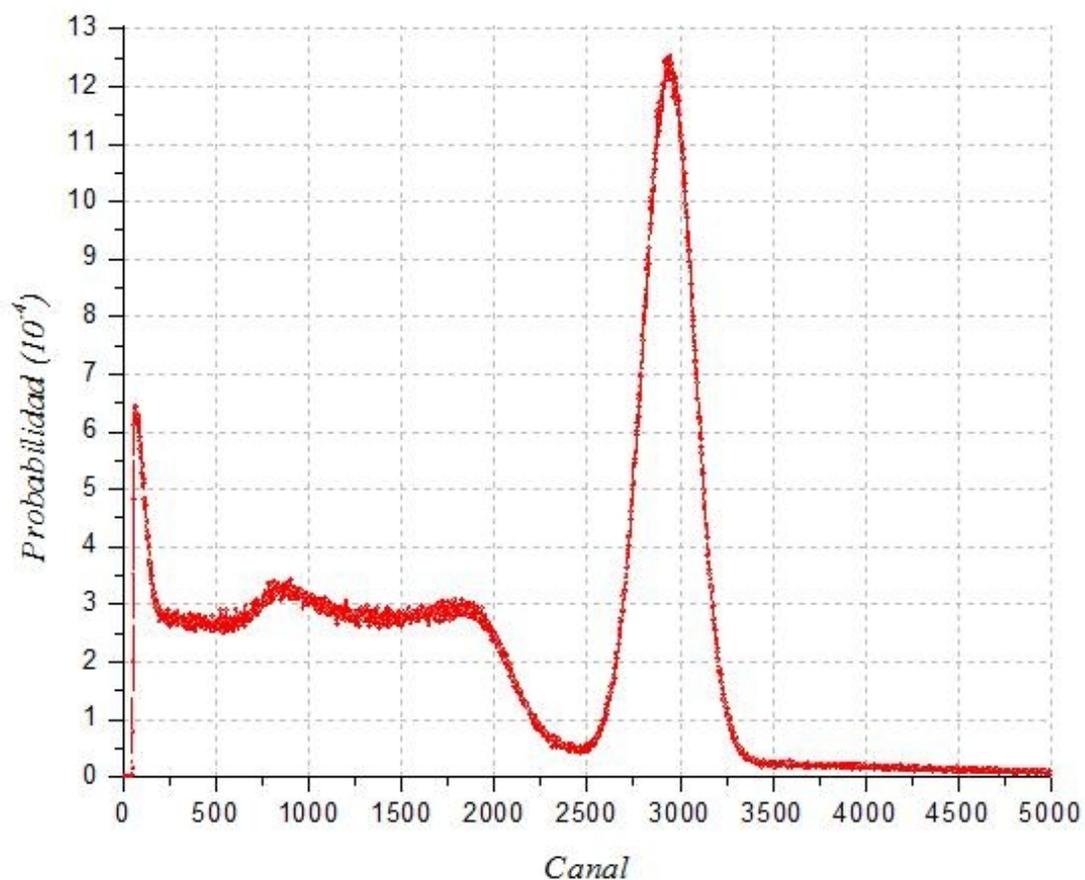


Figura 6. Curva del ajuste lineal canal vs. energía para la calibración del equipo de detección.

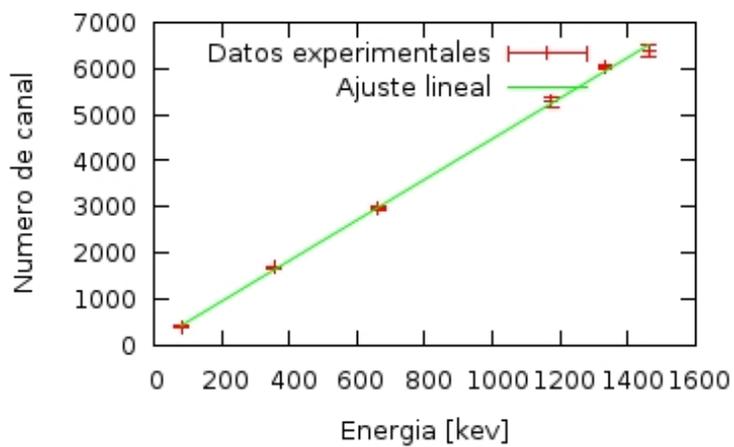


Figura 7. Espectro de radiación de fondo y el obtenido de la fuente de ^{137}Cs con un ladrillo de plomo entre la fuente y el detector.

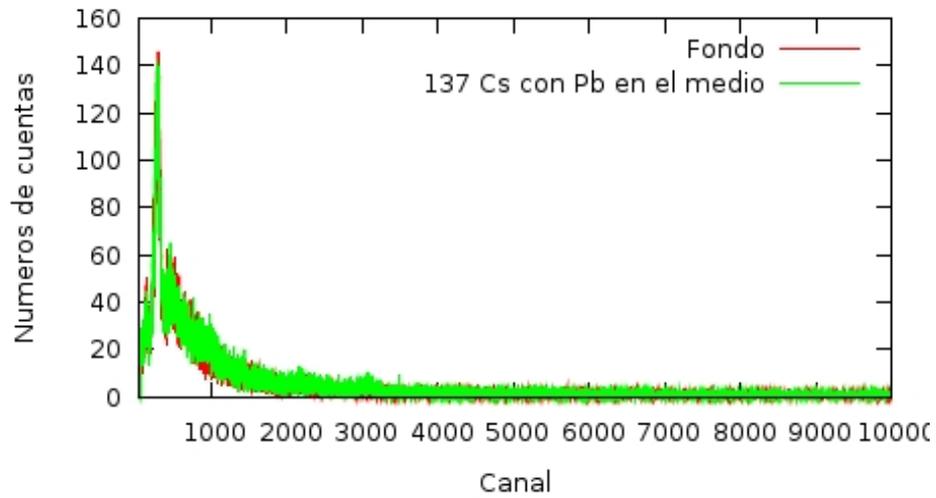


Figura 8. Espectro obtenido usando sólo la fuente de ^{137}Cs y el medido con esta fuente y un ladrillo de plomo atrás.

