Espectroscopía γ con Centellador de $NaI(Tl)$

A. Abate & F. Grinblat & M. Maidana
Instituto Balseiro - Introducción a Física Nuclear y Partículas
(Dated: 27 de febrero de 2012)

Se realizó la calibración del detector Centellador de Yoduro de Sodio dopado con Talio ($NaI(Tl)$) a partir de la caracterización de fuentes de radiación γ de ^{22}Na, ^{60}Co, ^{133}Ba y ^{137}Cs. Se determinó que la variación de la resolución del instrumento con la energía de radiación incidente disminuye con el aumento de la energía. Por otro lado, se analizó detalladamente el espectro de radiación del ^{137}Cs, identificando en el mismo el pico de máxima energía, el talón Compton y el pico de Backscatering. Finalmente se estudió el espectro de la radiación de fondo,donde se identifico el máximo correspondiente al Potasio disperso en el ambiente.

I. INTRODUCCIÓN

Todos los núcleos de un mismo elemento poseen el mismo número atómico (cantidad de protones), pudiendo diferir en su número másico (cantidad de nucleones). Se llama isótopos a los núcleos de un mismo elemento que difieren en la cantidad de neutrones. Existen núcleos que no son estables, y se desintegran emitiendo radiación α, β o γ.

Los rayos γ son fotones de alta energía. Para que sea posible detectarlos con un centellador como el utilizado en la práctica, los mismos le transfieren energía a los electrones del material del que está hecho.

La transferencia de energía puede ocurrir mediante tres diferentes mecanismos: *Efecto fotoeléctrico*, *Efecto Compton* y *Creación o aniquilación de pares*. En la Fig. (1) puede verse que el tipo de interacción de los rayos γ con la materia depende del rango de energía de los mismos.

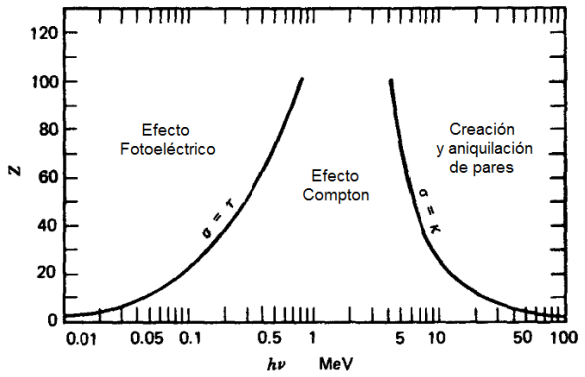

Figura 1: Dependencia con la energía de los tres mecanismos de interacción de radiación γ con la materia.

A. Interacción de los rayos γ con la materia

1. *Efecto fotoeléctrico*

En la Fig. (2) se esquematiza la interacción de un fotón γ de energía $\hbar\nu$ con un átomo.

Figura 2: un rayo γ de energía $\hbar\nu$ incide en un átomo liberando un electrón con energía $E_{e^-} = \hbar\nu - E_b$, siendo E_b la energía de ligadura del electrón al átomo.

Los rayos γ inciden sobre el medio con una energía del orden de algunos MeV. La energía es absorbida por el átomo, liberando al medio un electrón de su capa interna (típicamente capa K) de modo tal que $E_{e^-} = \hbar\nu - E_b$, siendo E_b la energía de ligadura del electrón.

El hueco electrónico resultante es rápidamente llenado por un reordenamiento dentro del átomo. En dicho proceso existe una probabilidad de emisión de un rayo X característico de energía E_b. Existe una probabilidad de que el rayo X emitido sea reabsorbido por otro átomo, liberando un electrón de energía menor al primero.

2. *Efecto Compton*

En la Fig.(3) se ilustra la interacción de un fotón γ de energía $\hbar\nu$ con un electrón y la dispersión Compton.

Un fotón de energía $\hbar\nu$ colisiona elásticamente con un electrón. El resultado de dicha colisión es la dispersión del electrón y la emisión de un fotón de menor energía $\hbar\nu\prime$. En este proceso, el electrón adquiere una energía cinética igual a la diferencia energética entre el rayo incidente y el dispersado: $E_{e^-} = \hbar\nu - \hbar\nu\prime$.

La energía resultante del electrón posee una dependen-

Figura 3: un fotón de energía $\hbar\nu$ colisiona con un electrón impartiéndole cierta energía cinética y dispersándose con una energía $\hbar\nu\prime$.

cia con el ángulo de dispersión θ:

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

Puede verse de la Ec. (1) que la energía cinética del electrón resulta máxima para $\theta = \pi$ y mínima para $\theta = 0$. En la Fig. (4) se ilustra la distribución diferencial $\frac{dN}{dE}$ vs la energía cinética resultante de los electrones para un rayo γ monoenergético.

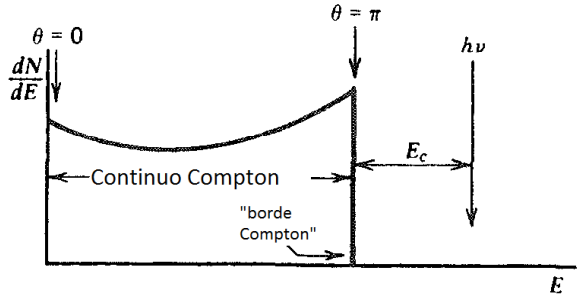

Figura 4: distribución diferencial $\frac{dN}{dE}$ vs energía. E_c es la diferencia entre la energía del fotón incidente y la máxima energía transferida al electrón.

Es importante destacar que la forma funcional de la distribución observada en la Fig.(4) se refiere a electrones libres, y difiere de que se obtendría para electrones ligados. Estas variaciones son más importantes cuando la energía del rayo γ incidente es comparable con $\frac{m_0c^2}{2} \sim 0{,}256\ MeV$, siendo m_0 la masa en reposo del e^-.

3. Creación y aniquilación de pares

En las proximidades del núcleo el rayo γ es absorbido por completo, provocando la creación de un par electrón-positrón. La energía mínima requerida para que se produzca este fenómeno es $E_{min} = 2m_0c^2 = 1{,}022\ MeV$. Si la energía del fotón incidente es mayor, entonces el exceso energético es transformado en energía cinética compartida entre el electrón y el positrón. El positrón emitido en este proceso será rápidamente aniquilado con algún electrón del medio, emitiendo en el proceso 2 fotones de energía $m_0c^2 = 0{,}511\ MeV$ cada uno.

El análisis de la detección de los rayos γ se efectúa bajo el supuesto de que los electrones secundarios resultantes de la interacción de éstos con el medio intervienen en el circuito de medición sin escapar del detector. Para ello es preciso que la longitud del detector sea del orden de al menos 1 cm [3].

El objetivo del presente trabajo es realizar una calibración de un detector Centellador de $NaI(Tl)$ a partir de la caracterización de diversas fuentes de radiación γ.

II. MÉTODO EXPERIMENTAL

Las fuentes de radiación fabricadas con diversos isótopos radioactivos emiten en diferentes rangos de energía. Por ello, si se conoce el valor la energía de radiación característica de algún elemento químico, es posible reconocer dicho elemento a partir de técnicas espectroscópicas.

En el presente trabajo se estudiaron los espectros de radiación γ de las fuentes ^{22}Na, ^{60}Co, ^{133}Ba y ^{137}Cs, que poseen una energía de emisión conocida. Además se realizó una medición de la radiación producida netamente por el ambiente (radiación de fondo) y de KCl (sal de mesa).

Se midió la cantidad de fotones provenientes de cada fuente utilizando un detector Centellador de Yoduro de Sodio dopado con Talio ($NaI(Tl)$).

El detector consiste en un cristal de $NaI(Tl)$, un fotomultiplicador y un preamplificador. Los rayos γ interactúan con los iones del cristal emitiendo electrones. Dichos electrones se desaceleran en el centellador emitiendo luz en el rango visible. Estos últimos fotones inciden sobre un fotocátodo (primer dínodo) dónde por efecto fotoeléctrico se emiten electrones. Considerando despreciable la energía de ligadura del electrón al átomo, la cantidad de electrones emitidos es proporcional a la cantidad de fotones incidentes. Luego, cada dínodo emite un haz de electrones por electrón incidente.

El flujo de electrones es acelerado por un campo eléctrico a través de una serie de dínodos. Los dínodos conforman el fotomultiplicador que permite obtener un pulso eléctrico cuya altura es directamente proporcional a la energía de la radiación incidente. El preamplificador amplifica los pulsos y devuelve una salida analógica proporcional a la altura (intensidad) de los mismos.

El detector se encontraba conectado a un amplificador, éste a un multicanal y finalmente a una PC, como puede verse en la Fig. (5). El amplificador entrega una salida digital al multicanal, que asigna a la altura de cada pulso uno de sus canales.

Asumiendo que los rayos γ depositan toda su energía en el centellador y considerando que la altura de la señal de salida del fotomultiplicador es proporcional a radia-

ción incidente y que la amplificación es lineal, puede concluirse que la energía incidente es lineal a los canales.

La adquisición se realizó con el programa provisto por el fabricante del instrumento de detección denominado MAESTRO. El mismo permitía contar el número de partículas recibidas por el detector y el canal asociado en un intervalo temporal predeterminado.

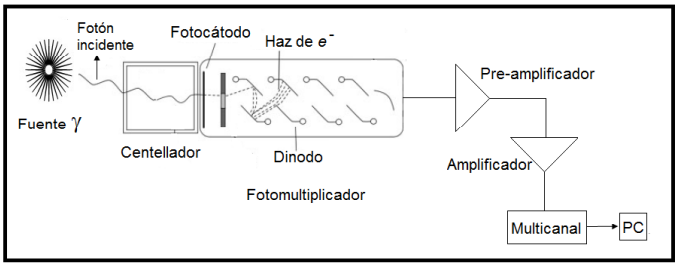

Figura 5: Esquema experimental.

Cabe destacarse que antes de obtener los espectros, se determinó el intervalo de energías a trabajar debido a que el multicanal posee un número limitado de canales donde almacenar la información. Para ello se observó en qué canales caen los picos de menor y mayor energía de todas las fuentes.

Para obtener los espectros de radiación de las fuentes se realizaron mediciones de aproximadamente 600 *seg*, dependiendo de la actividad de la fuente. Con el objetivo de comparar los resultados, se normalizaron los espectros respecto al pico de intensidad máxima.

Se ajustaron funciones *gaussianas* a los picos de mayor intensidad para determinar a que canal se corresponde con un máximo de cuentas. La incerteza en la definición del canal se obtuvo a partir del desvío estándar del ajuste.

Se repitió la medición del espectro de radiación del ^{137}Cs colocando una barrera de Pb detrás de la fuente, buscando determinar si hay alguna variación en el número de cuentas. Particularmente, se estudiaron dos casos: en el Caso (i) se colocó la fuente por encima del detector y un ladrillo de Pb detrás del último; mientras que en el caso (ii) se ordenó secuencialmente el arreglo experimental: detector-muestra-ladrillo de Pb.

III. RESULTADOS Y DISCUSIÓN

Con el objetivo de eliminar de cada espectro de radiación las variaciones en el mismo debidas a la radiación de fondo del ambiente se realizó una medición sin fuentes. El resultado obtenido en ausencia de fuentes radiactivas será presentado luego de realizar la calibración del detector. Cabe mencionarse que se observaron algunos máximos característicos de isótopos inestables dispersos en el ambiente.

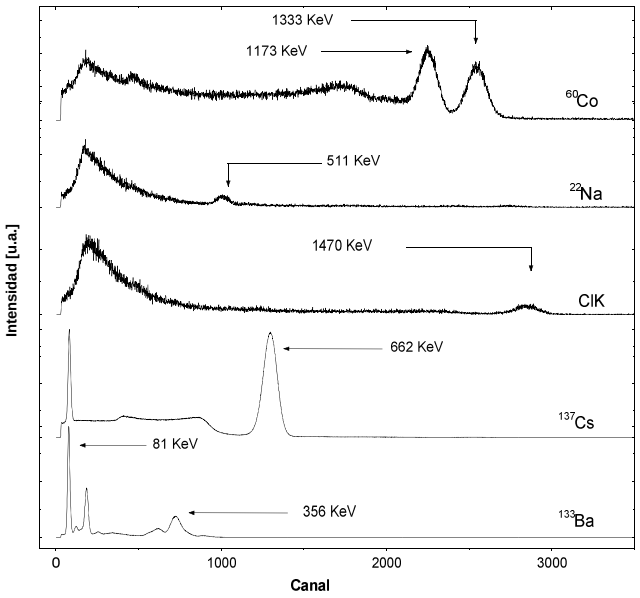

Figura 6: Espectros de radiación de fuentes de decaimiento γ con máximos energéticos conocidos.

La Fig.(6) muestra los resultados obtenidos para los espectros de radiación de las muestras utilizadas. Para evitar dependencias respecto al tiempo de radiación los espectros se encuentran normalizados. Se observa que los diferentes espectros poseen picos característicos del isótopo radioactivo que compone la fuente.

A partir de datos tabulados [2] es posible asignar a cada pico de colección total de energía su valor energético correspondiente (ver Fig.(6)). La radiación γ que es totalmente absorbida en el detector, ya sea por efecto fotoeléctrico o efecto Compton, contribuye al denominado pico de colección total de energía.

Cualitativamente pueden realizarse una serie de observaciones correspondientes a características propias de cada espectro.

En primer lugar, para la mayoría de las fuentes utilizadas, el mecanismo de radiación de las mismas es el decaimiento β^+ , excepto para el ^{22}Na . El ^{22}Na emite radiación por decaimiento β^- y, por lo tanto, emite un positrón. Este decaimiento desencadena un proceso del que finalmente se emiten dos fotones de energía 511 KeV. Sólo uno de estos fotones es captado por el detector, produciento un pico de colección total de energía en 511 KeV.

Además, algunos espectros tienen más de un pico de colección total de energía. Por ejemplo, el ^{60}Co tiene dos máximos debidos a fotones que son totalmente absorbidos en el detector. A cada uno de estos picos le corresponde un valor energético tabulado. Es importante destacar que el ^{60}Co decae a ^{60}Ni por el proceso de radiación β^+.

Por otro lado es notable que el espectro del ^{137}Cs tiene un aumento en el conteo de fotones con energía menor a

la correcpondiente al máximo. Este sector del espectro será analizado más adelante en el presente trabajo.

Finalmente, debe resaltarse que en todos los espectros se observa que existe un máximo en los canales más bajos (correspondientes a bajas energías). Dicho máximo también será explicado posteriormente.

Considerando la información tabulada para cada máximo de intensidad del espectro y sus correspondientes canales, se construyó el gráfico de relación energía (E) vs. canal (C). En la Fig. (7) se observar que esta relación es lineal.

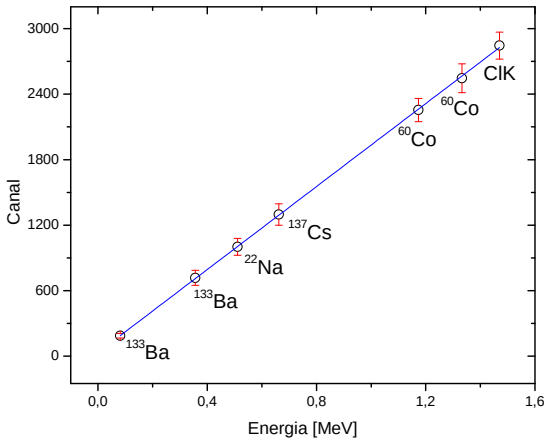

Figura 7: Curva de calibración del detector Centellador $NaI(Tl)$ construida a partir de los máximos de abundancia de diversas fuentes, y datos energéticos obtenidos de tablas.

Con el objetivo de obtener una calibración en todos los canales del detector se realizó un ajuste por cuadrados mínimos a los datos presentados en la Fig. (7). A partir de dichos datos se obtuvo la correspondiente curva de calibración

$$Canal = (1,893 \pm 0,006) * Energia + (35 \pm 2)$$

Por otra parte, puede determinarse la resolución del detector utilizado en función de la energía. La resolución (r) del instrumento se define como $r = \frac{\delta E}{E}$. La Fig.(8) presenta los resultados obtenidos para la resolución del detector de $NaI(Tl)$ como función de la energía.

Resulta evidente de la Fig.(8) que la resolución del instrumento disminuye al aumentar la energía.

En la Fig.(9) se presenta el espectro de radiación del ^{137}Cs. Además se incluyen, en el mismo, los espectros correspondientes a las dos configuraciones que incluyen el ladrillo de plomo en el esquema experimental.

Para los tres histogramas presentados en la Fig.(9) se observan cuatro zonas claramente determinadas. El pico de mayor energía corresponde al denominado pico de colección total de energía, que se observa aproximadamente en 660 KeV.

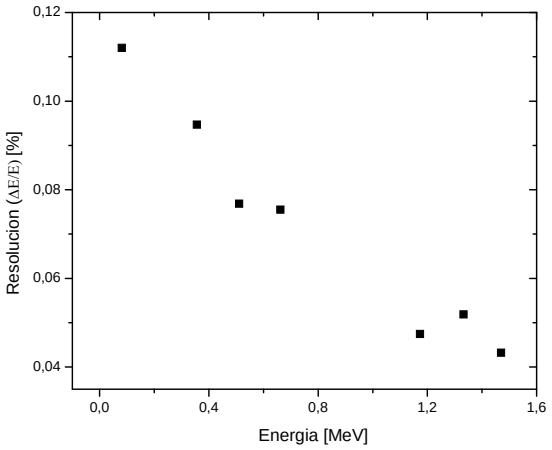

Figura 8: Resolución de los picos de máxima intensidad utilizados en la calibración del detector de $NaI(Tl)$ en función de la Energía de los mismos.

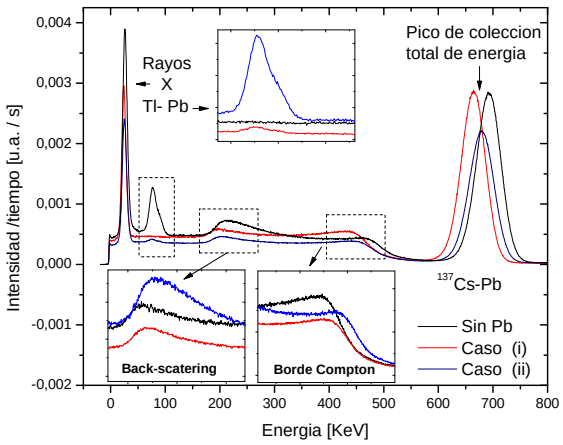

Figura 9: Espectro de radiación del ^{60}Co normalizado y calibrado en energía a partir de Ec. (2).

Para energías menores a la del pico de máxima colección se observa una modificación en la ocurrencia de eventos. En la Fig.(9) se muestra una ampliación de este efecto, al cuál se lo conoce como talón o borde Compton. La explicación a este fenómeno se basa en el mecanismo de interacción con la materia llamado efecto Compton.

Según la ec. (1) la máxima transfetencia de energía al electrón se produce para $\theta = \pi$, emitiendo, en este caso, un fotón con la energía presentada en la ec.(2). Considerando que la energía de los fotones incidentes es la correspondiente al pico de colección total de energía, la energía del fotón emitido resulta ser

$$E_f = \frac{\hbar\nu}{1 + (2\frac{\hbar\nu}{m_0 c^2})} \quad (2)$$

Si restamos a la energía del pico de máxima colección de energía el valor de $E_f = 184\,\text{KeV}$ se obtiene que el máximo valor energético del efecto Compton es $E_C ompton = 478\ KeV$. Dicho valor para coincide con el valor presentado en el histograma de energías. Es decir que estos fotones-Compton pueden volver a incidir sobre el detector, produciendo nuevos picos de colección de energía.

Como muestra la Fig.(4) se habla de un continuo Compton porque los fotones emitidos son dispersados en un continuo de ángulos modificando la energía de los mismos. Es importante destacar que la ocurrencia de este fenómeno es menor que la del pico de colección total de energía por una cuestión probabilística. Existe mayor probabilidad que la radiación γ sea totalmente absorbida en el detector de Ioduro de Sodio por efecto fotoeléctrico o por efectos Compton y absorción total de los fotones reemitidos. Además existe mayor dispersión en la energía para los fotones-Compton.

Por otro lado, es importante considerar que la radiación de la fuente es isotrópica, por lo cuál una parte de la radiación γ interactúa directamente con el ambiente. Existe una probabilidad que la interacción de los rayos γ con los átomos del ambiente se produzca mediante efecto Compton, y en el caso de máxima transferencia de energía, se emite un electrón con energía dada por la ec.(1). En este caso, el fotón emitido tiene energía dada por la ec. (2). Este fotón-Compton puede incidir en el detector y producir un nuevo pico de colección total de energía. A este máximo de lo denomina pico de Back-Scatering.

Nuevamente, puede calcularse la energía correspondiente al pico de colección total de energía debido a los fotones-Comptón producidos por la interacción con el medio. De este modo se obtiene que la energía de estos fotones es $E_C ompton_2 = 184\ KeV$. Dicha energía coincide con la correspondiente al pico de Back-Scatering en el espectro de radiación, reafirmando la teoría sobre el origen del mismo.

Es notable que, la intensidad del pico de Back-scatering es mayor en las configuraciones que incluyen el plomo que en la que no lo incluye. Este hecho se debe a que, al colocar el ladrillo de plomo aumenta la probabilidad de intracción de la radiacion γ con otras partículas, en este caso con plomo. Este aumento de la probabilidad de interacción produce un aumento en la intensidad del máximo de Back-Scatering. Cabe resaltarse que el aumento en la probabilidad de interacción es debida a que el número atómico de Pb es mayor que el de otras partículas disueltas en em medio.

Además, para energías menores a las del pico de Back-scatering se observa un pico que aumenta considerablemente al agregar el ladrillo de Pb. Esto se debe a que existe la probabilidad de que la radiación γ interactúe con el plomo mediante efecto fotoelectrico. Los átomos exitados del plomo decaen emitiendo rayos X, siendo los mismos detectados por el centellador.

En la Fig. (9) se presenta el espectro de radiación de fondo. En el mismo puede observarse el pico característico del K del medio ambiente. Además se observa un pico en la energía correspondiente a la emisión del ^{137}Cs.

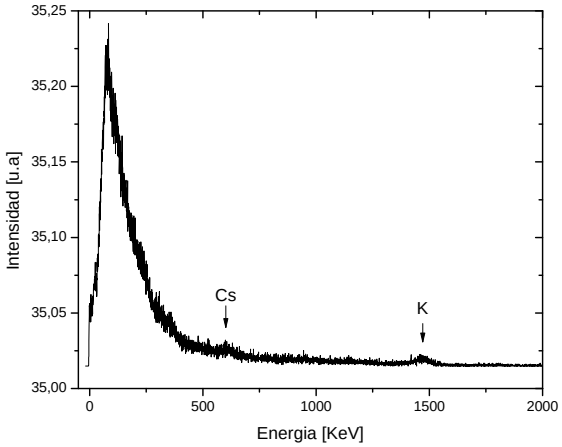

Figura 10: Espectro de la radiación de fondo.

IV. CONCLUSIONES

Se realizó la calibración del detector Centellador de Yoduro de Sodio dopado con Talio ($NaI(Tl)$) utilizando las fuentes de radiación γ de ^{22}Na, ^{60}Co, ^{133}Ba, ^{137}Cs y sal de mesa (ClK). Para ello se asignaron los valores tabulados de energía de las fuentes a los canales con máximos picos de intensidad. Se obtuvo que la relación canal-energía es lineal.

Se observó que la resolución del instrumento disminuye con el aumento de la energía de radiación incidente .

Por otra parte, se realizó un análisis detallado del espectro de radiación del ^{137}Cs, identificando en el mismo el pico de máxima intensidad energética, el talón Compton, el pico de Back-Scatering y los máximos correspondientes al decaimiento de partículas de Talio.

En configuraciones experimentales que incluían un ladrillo de Plomo se observó el aumento del Back-Scatering y la aparición de un nuevo pico a bajas energías debido a la radiación X del Pb.

Finalmente, se analizó el espectro de radiación de fondo identificando el máximo correspondiente al Potasio disperso en el ambiente.

[1] John Lilley, Nuclear Physics principles & aplications, John Wiley & sons, p. 17-19. (2001)
[2] http://es.wikipedia.org/wiki/Archivo:Cs-137-decay.svg
[3] Glenn F. Knoll, Radiation Detection and Measurement, 3th ed., John Wiley & sons p. 308-327.