

Espectroscopía gamma utilizando un detector de NaI

Gramajo A., Rodriguez R., Zelaya A.

Se analizaron los espectros de energía de las fuentes γ de ^{137}Cs , ^{60}Co , ^{22}Na y ^{40}K (sal light de mesa) mediante la utilización de un detector centellador de NaI. Identificando las energías tabuladas de los decaimientos γ de las fuentes conocidas (^{137}Cs , ^{60}Co , ^{22}Na) se llevó a cabo la calibración del detector. Luego se midió la radiación de fondo y la de sal light donde se identificaron las energías características de decaimiento del ^{40}K .

1. Introducción

Todos los núcleos de un mismo elemento poseen el mismo número atómico Z (cantidad de protones), pudiendo diferir en su número másico A (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 pueden desintegrarse espontáneamente por emisión de partículas, α , β , γ o por conversión interna. Luego del proceso de decaimiento el núcleo resultante puede quedar en algún estado excitado, del que se decae generalmente por emisión γ .

La radiación γ puede detectarse a partir de los procesos ionizantes que desencadena al interactuar con la materia. Existen 3 mecanismos principales: efecto fotoeléctrico (dominante a bajas energías), efecto Compton (dominante a energías medias) y producción de pares (dominantes a altas energías).

Efecto fotoeléctrico. En esta interacción el fotón arranca un electrón, generalmente de la capa K, de un átomo del medio. Este electrón, llamado fotoelectrón, sale dispersado con una energía cinética

$$E_c = h\nu - E_b \quad (1.1)$$

Siendo E_b la energía de ligadura del electrón.

El hueco generado en el átomo por la emisión del fotoelectrón es rápidamente ocupado por electrones de capas mayores. En este proceso se emite un fotón secundario de energía E_b (usualmente rayos X) que interactuará con el medio. Finalmente, el efecto fotoeléctrico resulta en la emisión de un fotoelectrón, que se lleva casi toda la energía del fotón γ , en conjunto con uno o más electrones de baja energía producidos por el fotón secundario. Así la energía cinética total de los electrones emitidos es la energía del fotón incidente $h\nu$. Si se detecta el chorro de partículas emitidos como un único evento fotoeléctrico, un espectro de energías de tales eventos resulta en una Delta como se muestra en la figura 1.

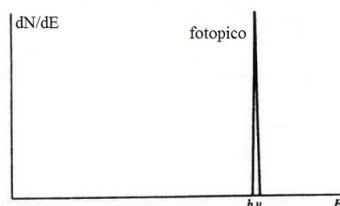


Figura 1: Espectro de energía, fotopico [1].

Efecto Compton. Aquí el fotón incidente colisiona inelásticamente con un electrón del material. Como resultado se obtiene el electrón de retroceso (recoil electrón) y un fotón dispersado, entre los cuales se reparte la energía del fotón incidente dependiendo del ángulo θ de dispersión. La energía del rayo γ

dispersado es:

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \left(\frac{h\nu}{m_0c^2}\right)(1 - \cos(\theta))} \quad (1.2)$$

donde m_0 es la masa en reposo del electrón (0,511 MeV). La energía máxima con la que es emitido el electrón (talón de Compton) corresponde al caso extremo de colisión "frontal" en la cual el fotón es retro-dispersado ($\theta = \pi$)

$$E_{e^-|\theta=\pi} = h\nu - h\nu' = h\nu \frac{\frac{2h\nu}{m_0c^2}}{1 + \left(\frac{2h\nu}{m_0c^2}\right)} \quad (1.3)$$

En condiciones normales, todos los ángulos de scattering pueden ocurrir, de modo que hay un continuo de energías transferidas al electrón por debajo de la energía máxima. Para rayos gamas incidentes a una energía única, un espectro de energía de los electrones emitidos tiene la forma que se muestra en la figura 2.

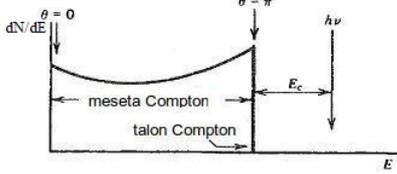


Figura 2: Espectro de energía, talón de Compton [1].

En el límite de alta energía, $h\nu \gg m_0c^2$, el gap de energía entre el talón de Compton y la energía del fotón incidente resulta:

$$\Delta E_c = \frac{\frac{2h\nu}{m_0c^2}}{1 + \left(\frac{2h\nu}{m_0c^2}\right)} \approx \frac{m_0c^2}{2} = 0,256 \text{ Mev} \quad (1.4)$$

Producción de Pares. Este proceso ocurre en la vecindad del núcleo del átomo del material, donde el campo eléctrico del mismo es intenso. Consiste en la creación de un par electrón-positrón con la completa desaparición

del fotón gama incidente. Si la energía del fotón excede el valor de 1,02 MeV (energía necesaria para crear las masas en reposo) el exceso de energía aparece en forma de energía cinética del par creado:

$$E_{e^-} + E_{e^+} = h\nu - 2m_0c^2 \quad (1.5)$$

Entonces un espectro de la energía cinética total de las partículas del par creado consiste en una Delta desplazada de la energía del fotón incidente, ver figura 3.

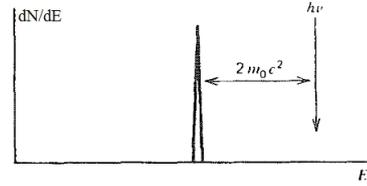


Figura 3: Espectro de energía [1].

La detección de las partículas cargadas resultante de los procesos ionizantes mencionados: fotoelectrón, electrón Compton y par electrón-positrón, es posible debido a que el medio en el que se llevan a cabo tales procesos, se elige de modo que se comporte como un medio absorbente (monocristal centellador). En general, las partículas cargadas viajarán unos cuantos milímetros hasta perder toda su energía cinética excitando los átomos de medio absorbente. Al decaer a su estado fundamental, estos átomos emitirán nuevos fotones que serán colectados en un fotomultiplicador. La energía del conjunto de fotones corresponde a la energía cinética de las partículas cargadas que resultaron de los procesos de ionización.

2. Método experimental

En este trabajo se llevó a cabo el estudio de distintas fuentes de radiación gamma (^{137}Cs , ^{60}Co , ^{22}Na , ^{40}P) mediante el análisis de los espectros de energía.

Se empleó un detector que consiste en un monocristal centellador de NaI, un fotomultiplicador y un pre-amplificador, ver figura 4. En esta situación los fotones γ de las distintas fuentes interactúan con los iones del monocristal (por efecto Compton, fotoeléctrico o creación de pares). Los fotones emitidos del centellador llegan al fotomultiplicador, ver figura 5, y desprenden del fotocátodo electrones, los cuales son acelerados por una diferencia de potencial y llegan a un arreglo de dínodos colocados en cascada, con lo que se obtiene una señal eléctrica medible que luego pasa por el pre-amplificador.

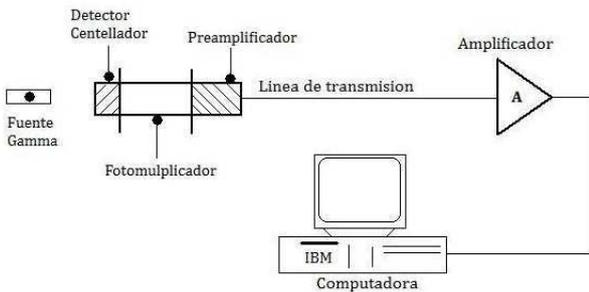


Figura 4: Esquema experimental [2]

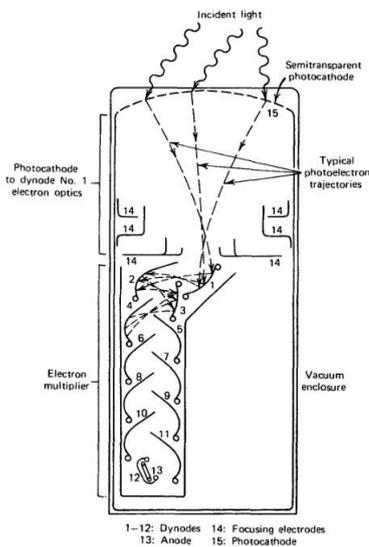


Figura 5: Esquema del fotomultiplicador[3]

Como se observa en la figura 4 se contaba con un segundo amplificador cuya salida era

enviada a una placa de adquisición y finalmente se registraban los espectros en un PC.

Para realizar las mediciones se colocaron las fuentes de interés cercanas al centellador, y se midieron los espectros de energía con y sin una placa de plomo detrás muestra.

Finalmente, con este equipo, se espera medir un espectro como se presenta en la figura 6.

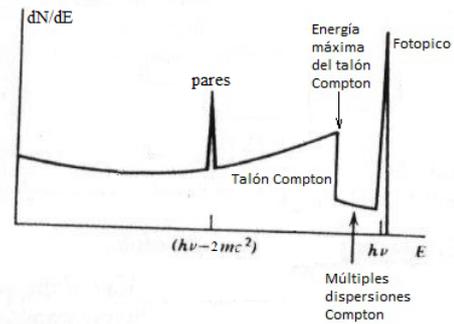


Figura 6: Espectro de energía [1].

3. Resultados y análisis

Los datos obtenidos se presentan en las figuras 8, 9, 11 y 10. Se graficaron números de cuentas en función de la energía. Dado que el equipo registraba tensiones (proporcionales a la energía) discretizadas en canales, se realizó primero una calibración.

Cada elemento (y sus isótopos) tiene picos característicos a ciertas energías, los cuales son útiles para calibrar. En nuestro caso, se utilizaron patrones de ^{60}Co (1173 keV y 1132 keV), ^{137}Cs (661.7 keV) y ^{22}Na (511 keV).

Se identificaron los picos característicos en cada medición, registrando su posición (canal). Luego, se graficó la energía de los picos vs el canal correspondiente, para los picos del Co y Cs, ver figura 7, y con ello se determinó la relación funcional entre los canales y la energía. Dado que la intensidad del pico del Na era insuficiente para distinguirlo del fondo, no fue considerado.

Entre los gráficos obtenidos, el correspondiente al ^{137}Cs se ajusta mejor

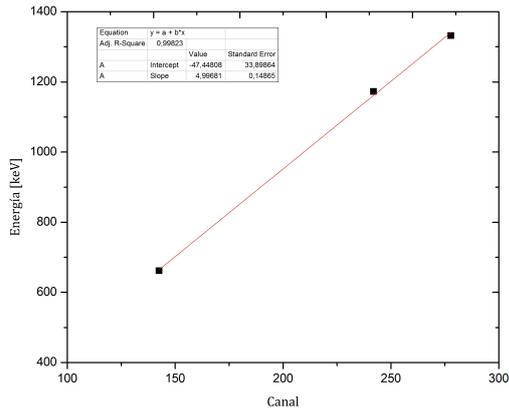


Figura 7: Calibración con fuentes conocidas de ^{137}Cs y ^{60}Co .

a las predicciones teóricas. En primer lugar, se observan: el fotopico a una energía de 667 keV (vs 661.7 keV); el talón de Compton a una energía de ~ 382 keV, i.e. a una distancia de 285 keV del fotopico (vs 256 keV); y la componente de backscattering a energías del orden de ~ 120 keV (vs 200 keV), ver figura 8. El pico de backscattering es causado por rayos γ provenientes de la fuente que han interactuado por efecto Compton en algunos de los objetos que rodean al detector antes de llegar al mismo, en el límite de alta energía el pico siempre ocurre a 0,25 MeV o menos. No se registró el pico correspondiente a la creación de pares, dado que la energía de la radiación gamma es menor que la energía mínima requerida. Por otro lado, no se observa diferencia alguna en los resultados ante la presencia de Pb entre la fuente y el sensor.

En cuanto al ^{60}Co , se pueden observar en figura 9 los picos característicos a energías de 1170 keV y ~ 1327 keV (vs 1173 keV y 1332 keV, resp.), como así también los talones de Compton correspondientes, que se solapan parcialmente entre sí. En cuanto a los picos asociados al backscattering y a la producción de pares, se estima que en el rango ~ 200 -300 eV se detectan el pico de backscattering (~ 230 keV) y el de producción de pares para el "gamma2" (~ 290 keV), este último no se puede diferenciar con seguridad, dado que no

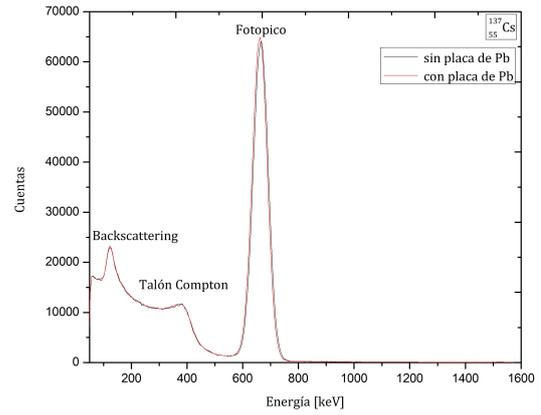


Figura 8: Espectro de energía de ^{137}Cs .

es muy intenso y se puede confundir con el fondo. Con respecto al pico correspondiente a la producción de pares para el "gamma1" no se puede discernir con certeza por dos razones: 1) el rango de medición empieza a los 160 keV (donde aproximadamente caería el pico) 2) el fondo es muy intenso a estas energías.

Por otro lado, ante la presencia de la placa de Pb, se observan diferencias entre los espectros recogidos, aunque no son las esperadas.

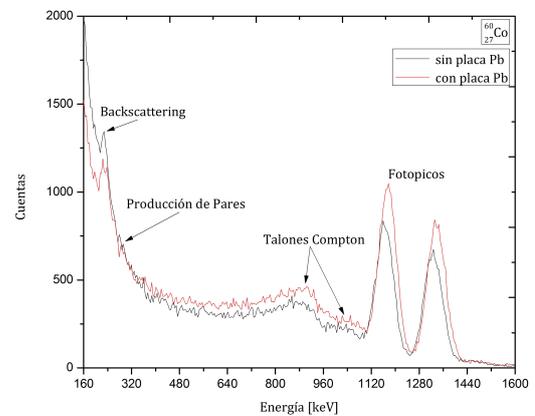


Figura 9: Espectro de energía de ^{60}Co .

La radiación medida para un muestra de sal light se mesa, ver figura 10, presenta un pico alrededor de 1460 KeV, valor tabulado. En el espectro medido puede distinguirse levente el talón de Compton alrededor de 1200 KeV que es la posición esperada.

En la figura 11 se presenta la radiación del ^{22}Na . En aproximadamente 1500 KeV se

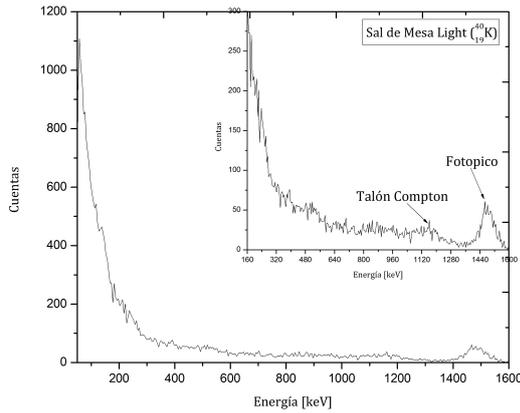


Figura 10: Espectro de energía de la sal light de mesa, del mismo es posible identificar las energías características de decaimiento del ^{40}K .

observa el pico del ^{40}K y se observa su pico correspondiente a la creación de pares (400 – 500 KeV). Si bien no se observa con precisión, se espera observar el pico de ^{22}Na alrededor de 511 KeV, se cree que se encuentra gastada, por lo que la intensidad de sus picos son comparables a la radiación de fondo. Razón por la cual no se empleó en la calibración. Una de las maneras de mejorar la resolución de los picos es acercar la fuente al detector y así aumentar su flujo.

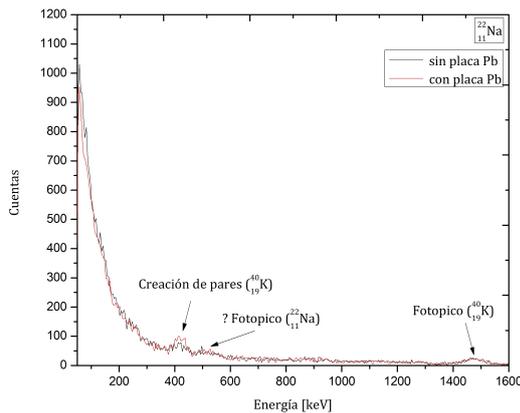


Figura 11: Espectro de energía de ^{22}Na , en el que se observa además los picos del ^{40}K y un correspondiente efecto de la creación de pares.

4. Conclusión

Se utilizaron fuentes de radiación γ conocidas (^{137}Cs , ^{60}Co , ^{22}Na) para calibrar un detector centellador de NaI. Con este equipo se midió la radiación de fondo y la de la sal light donde se identificaron las energías características de decaimiento del ^{40}K .

Al mismo tiempo se observaron diversos mecanismos de interacción de la radiación γ con la materia. En el espectro de ^{137}Cs se observó el talón de Compton, el fotopico y un pico correspondiente al backscattering. En el espectro de ^{40}K y ^{22}Na se puede observar creación de pares.

Finalmente, se analizaron los efectos de la placa de plomo en los espectros de radiación. Si bien se observaron diferencias en alguno de los espectros no se cuenta con la suficiente información para poder explicarlos en detalle (tiempo de toma de datos, distancia entre la muestra y el detector, la distancia de la placa a los anteriores).

Referencias

- [1] Radiation Detection and Measurement, Third Edition, Glenn F. Knoll.
- [2] Espectroscopía gamma de alta y media resolución. M.Lourdes, I. Davidovich, R. Echeveste, J. Facio, Instituto Balseiro, 2010.
- [3] Caracterización de las fuentes radiactivas mediante espectroscopía gamma. M. Baldiviezo, C. Clauser, M. Gonzalez, N. Gigena, Instituto Balseiro, 2011.