

Espectroscopia de rayos γ con un centelleador de ICs. Interacción de rayos γ con la materia

David Sánchez Cid* and Dario Saviano**

Máster de Física Teórica, Universidad Complutense de Madrid

(Dated: 31 de mayo de 2019)

En esta memoria se presentan dos resultados producto del estudio del espectro de Cs-137: la resolución en energía del espectrómetro y el estudio del perfil Compton. Por último, se expone el estudio de la absorción en diversos materiales y cómo este nos permite estudiar la sección eficaz de interacción.

I. INTRODUCCIÓN

El Cesio-137 es un isótopo radiactivo ($t_{1/2} = 30,17 \text{ yrs}$) que, por desintegración β^- , decae a un estado excitado del Bario-137 (Ba-137m, con $t_{1/2} = 2,55 \text{ min}$); este último es el responsable de la emisión de rayos γ observada, a la energía $E_\gamma = 662 \text{ keV}$. Para estudiar la radioactividad de elementos como el Cs-137 se utiliza un *espectrómetro*, que es un instrumento capaz de determinar la distribución energética de los fotones. La instrumentación utilizada está constituida por uno centelleador de Ioduro de Cesio (CsI), que interaccionando con los rayos γ produce fotones ópticos detectados por un fotomultiplicador de Silicio (SiPM). El SiPM produce impulsos eléctricos de amplitud proporcional a la energía de los rayos γ , que vienen registrados por un analizador multicanal y producen al final el espectro.

Estudiando el espectro de una fuente radiactiva como el Cs-137 no vemos un único pico, como nos esperaríamos conociendo el mecanismo de desintegración del elemento. Esto se debe a los diferentes posibles procesos de interacción radiación-materia. En particular, podemos distinguir 2 regiones características:

- el **fotopico**, producido por efecto fotoeléctrico, en el que un fotón cede toda su energía en una única interacción. Como consecuencia, el fotopico se presenta a la energía característica de la desintegración radiactiva. A causa del carácter estadístico de las interacciones, lo que observamos es una gaussiana centrada en E_γ .
- La **distribución Compton**, que se detectan los fotones que ceden solo parcialmente sus energías al detector, por efecto Compton. Se extiende de cero hasta una energía máxima, en el **Borde Compton**, correspondiente a la máxima energía transferible por el fotón al electrón. Una vez más, por efectos estadísticos no encontramos un borde vertical, sino una distribución extensa.

Entonces, estudiaremos la forma del fotopico y del perfil Compton y compararemos los resultados obtenidos con

los esperados por vía teórica. Además, estudiaremos también el fenómeno de la atenuación de los rayos incidentes, poniendo un material absorbente entre la fuente y el detector. Obteniendo medidas con diferentes espesores de material y disfrutando la consiguiente variación de la área del fotopico, podemos obtener una estimación de la sección eficaz de las interacciones entre absorbente y radiación electromagnética a la energía E_γ .

II. METODOLOGÍA

Cada uno de los espectros se han medido en un tiempo $t = 5 \text{ min}$; al principio hemos almacenado un espectro de fondo, que posteriormente hemos quitado de los espectros utilizados para la análisis, realizada con programas escritos en Python.

III. RESULTADOS

A. Calibración y estudio del fotopico

Los espectros obtenidos en bruto nos muestran las cuentas recogidas por cada uno de los 1024 canales de los cuales se disponía. Para poder trabajar en el espacio que nos interesa, el de energías, contamos una muestra de sodio de la cual conocemos que presenta un pico marcado en 511 keV a causa de la aniquilación de pares electrón-positrón. En este espectro del sodio también esperaríamos encontrar resuelto un pico a 1274 keV que nos ayudaría a realizar la calibración, a causa de la mala resolución en energía del espectrómetro no se encontrará. Finalmente, este proceso se realizó considerando que en el canal 0 se recogieron 0 cuentas.

Mediante el ajuste por una gaussiana del pico de interés hemos encontrado que su valor medio se alcanzaba aproximadamente en el canal 73, al cual le hemos asociado la energía de 511 keV correspondiente a la aniquilación.

Una vez teníamos este paso finalizado, podíamos comenzar con la muestra central del análisis. El primer estudio realizado sobre la muestra de Cs-137 fue la comprobación de la energía de su fotopico ($E_\gamma = 662 \text{ keV}$). El valor encontrado para la energía del fotopico es $E_{foto} = (694,80 \pm 54,55) \text{ keV}$ siendo un valor compatible con el valor esperado. Por otro lado, hay que señalar que esta

* davsan06@ucm.es

** dsaviano@ucm.es

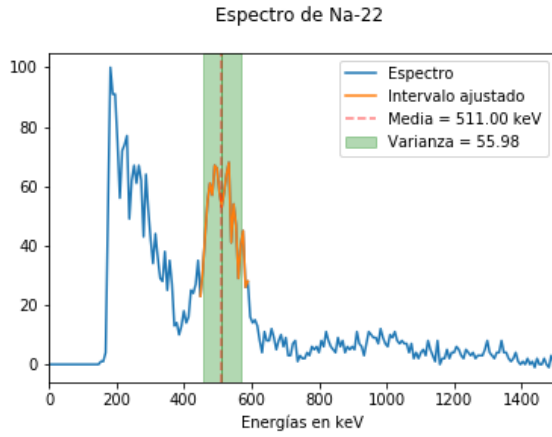


Figura 1. Espectro de Na-22 una vez calibrado en energías como $E = \frac{511 \text{ keV}}{72,48} N_c$

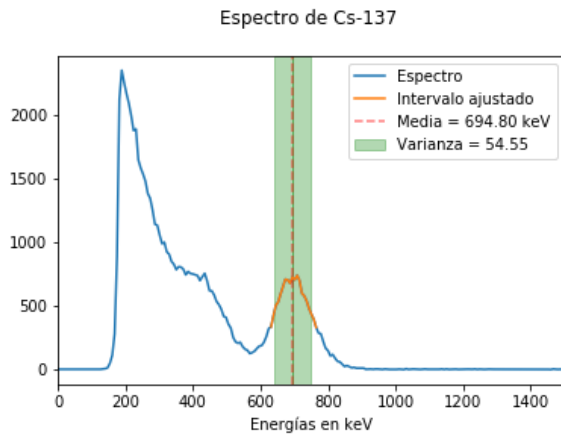


Figura 2. Estudio de la energía correspondiente al fotopico de la muestra de Cs-137 mediante el ajuste por una gaussiana.

falta de proximidad con el valor tabulado se debe a la mala resolución en energías del espectrómetro. Esta característica del espectrómetro se obtuvo a partir de los valores del ajuste de la siguiente manera:

$$R = \frac{\Delta E}{E} \rightarrow R = 7,85\% \quad (1)$$

Si consideramos el cálculo de la resolución a partir del Full Width Half Maximum (FWHM) de la gaussiana del ajuste se obtendría $R = 2,35 \frac{\Delta E}{E} \rightarrow R = 18,45\%$

B. Estudio del perfil Compton

A continuación, hemos analizado la forma del perfil Compton. En la interacción entre un fotón y un electrón ligado por efecto Compton, hay una energía máxima transferida, correspondiente al caso en que el fotón es retrodifuso con un ángulo de 180° con respecto a su dirección inicial. Lo que ocurre es que en este caso no detectamos la energía del fotón, sino la del electrón; entonces,

la energía del borde Compton es la máxima energía que el electrón puede adquirir:

$$T_{max} = E_\gamma \left(\frac{2\gamma}{1+2\gamma} \right) \quad (2)$$

Con la energía característica de la emisión del Cs-137, nos esperamos una $E_{max} = 477 \text{ keV}$. Otra vez, hemos realizado un ajuste gaussiano del borde Compton, por el cual encontramos un valor del energía del borde de $E_{compt} = (409,51 \pm 76,35) \text{ keV}$, compatible con el valor teórico.

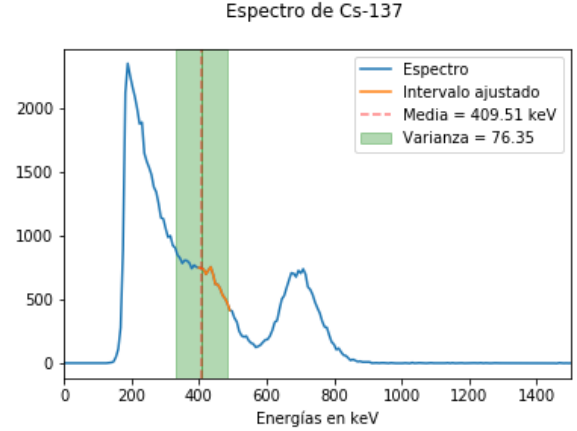


Figura 3. Estudio del borde Compton por un ajuste gaussiano.

C. Absorción por diversos materiales

Mediante el análisis de los espectros sobreponiendo distintos espesores de diversos absorbentes podemos visualizar la variación en la amplitud del fotopico del cesio. Esta configuración nos permite de una manera bastante directa la determinación de la sección eficaz de la interacción en este rango de energías. Conocida la relación entre la intensidad entrante I_0 y la intensidad saliente I vía la absorción del material

$$I = I_0 \cdot \exp\{-\mu x\} \quad (3)$$

donde μ es el coeficiente lineal de atenuación y x es el espesor del absorbente. Conociendo que el área del fotopico es igual al logaritmo natural de la intensidad podemos, mediante un ajuste lineal, obtener el coeficiente de atenuación lineal. Por último, podemos relacionar este parámetro con la sección eficaz como

$$\sigma = \frac{\mu}{N} \quad (4)$$

donde N es el número de átomos por unidad de volumen que calcularemos para el aluminio y para el plomo.

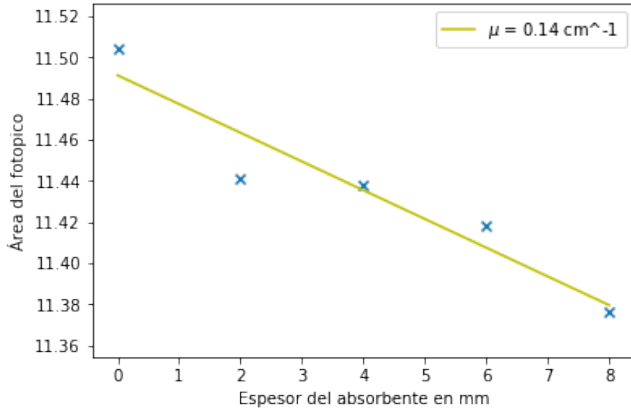


Figura 4. Ajuste lineal del área del fotopico respecto a los distintos espesores de aluminio que se interponen.

1. Aluminio

Los espectros de cesio obtenidos con la superposición de los distintos espesores de aluminio se representan en 6 y del análisis de éstos se han recogido los siguientes parámetros cuya evolución nos interesaba.

Espesor (mm)	0	2	4	6	8
Altura	725,12	695,41	702,71	694,82	673,73
Área	99142,04	93024,20	92737,51	90960,26	87191,10

Linealizando la expresión vista para la atenuación de la intensidad y teniendo en cuenta que el área del fotopico es igual al logaritmo de la intensidad podemos ajustar por una recta

$$\ln I \equiv \ln A = \ln I_0 - \mu x \quad (5)$$

de forma que obtengamos el coeficiente de atenuación lineal como un parámetro del ajuste. Del ajuste podemos obtener la matriz de covarianza que nos permitirá determinar la varianza del ajuste

$$\mu = (14 \pm 8) \times 10^{-2} \text{ cm}^{-1} \quad (6)$$

El último paso para calcular la sección eficaz sería obtener el número de átomos por unidad de volumen en cm^{-3} . Para ello sabemos que la densidad del aluminio es de $2,70 \text{ g/cm}^3$ y la masa molar es $M = 26,98 \text{ g/mol}$. Teniendo en cuenta el valor del número de Avogadro ($N_A = 6,022 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$) resulta un valor $N = \frac{\rho N_A}{M} = 6,03 \cdot 10^{22} \text{ átomos/cm}^3$. El valor de la sección eficaz arrojado es $\sigma_{Al} = 2,27 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2 \equiv 2,27 \text{ barn}$. La incertidumbre sobre este resultado puede obtenerse como

$$\Delta^2 \sigma = \left(\frac{\Delta \mu}{N} \right)^2 + \left(\frac{\mu}{N^2} \Delta N \right)^2 \quad (7)$$

podemos considerar que ΔN es despreciable puesto que lo hemos calculado a mano a partir de unos datos tabulados y que poseen buena precisión.

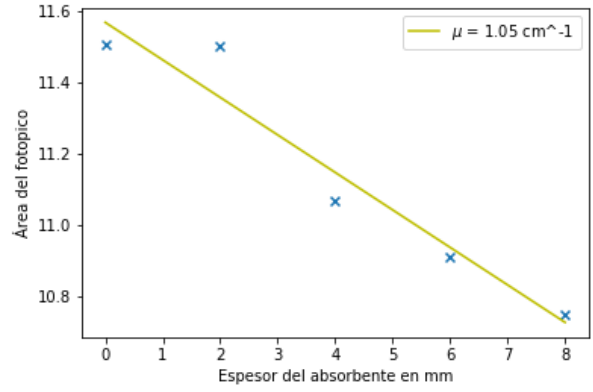


Figura 5. Ajuste lineal del área del fotopico respecto a los distintos espesores de aluminio que se interponen.

$$\sigma_{Al} = (2,27 \pm 1,4) \text{ barn} \quad (8)$$

Como el valor listado de la atenuación lineal masiva encontrado en la referencia[1] es de $\mu/\rho = 7,802 \times 10^{-2} \text{ cm}^2/\text{g}$ a la energía de 600 keV , y encontramos un valor de $\mu/\rho(5 \pm 3) \times 10^{-2} \text{ cm}^2/\text{g}$ a una energía de 662 keV , podemos concluir que nuestra medida es compatible con el valor esperado.

2. Plomo

De la misma manera hemos estudiado la atenuación del área del fotopico para medir la sección eficaz de interacción en el plomo. Por los siguientes datos hemos sacado un ajuste lineal (fig. 5).

Espesor (mm)	0	2	4	6	8
Altura	725,12	729,01	486,80	420,01	339,07
Área	99142,04	98931,44	64114,65	54758,08	46527,16

Sabiendo que en este caso la densidad es $\rho = 11,3 \text{ g/cm}^3$ y la masa molar es $M = 207,19 \text{ g/mol}$, encontramos al final un valor de la sección eficaz de $\sigma_{Pb} = 32,04 \text{ barn}$.

Otra vez, el valor listado de la atenuación lineal masiva ($\mu/\rho = 1,248 \times 10^{-1} \text{ cm}^2/\text{g}$ a la energía de 600 keV), resulta ser razonablemente compatible con el valor encontrado experimentalmente ($\mu/\rho(0,9 \pm 0,5) \times 10^{-1} \text{ cm}^{-1}$ a una energía de 662 keV).

$$\sigma_{Pb} = (32,04 \pm 16,15) \text{ barn} \quad (9)$$

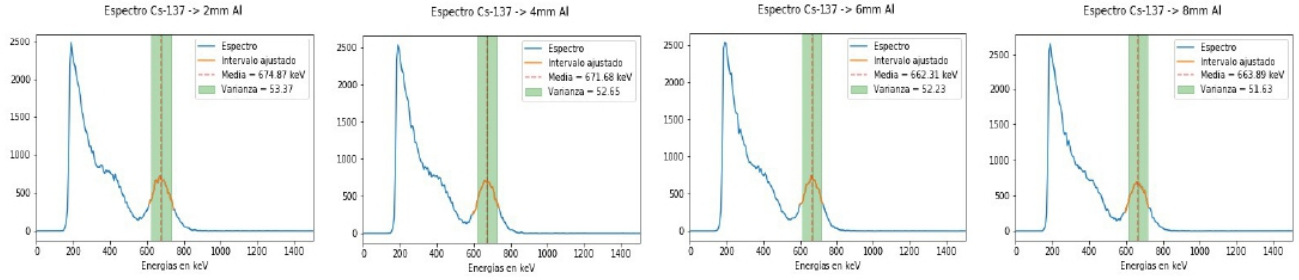


Figura 6. Espectro de Cs-137 con distintos espesores de aluminio como absorbente

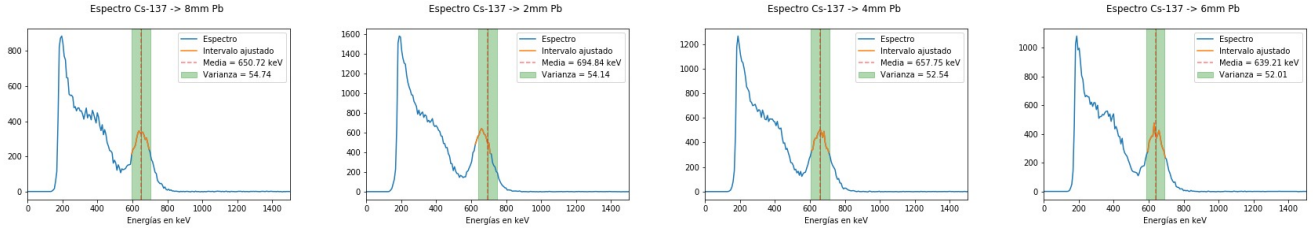


Figura 7. Espectro de Cs-137 con distintos espesores de plomo como absorbente

Appendices

Los ajustes de los intervalos de interés dentro de los espectros se realizaron con Python haciendo uso de *Scipy* y de su librería *Optimize* de modo que obteníamos la amplitud, varianza y media:

$$\phi(x) = a \cdot \exp \left\{ -\frac{1}{2\sigma^2} (x - \mu)^2 \right\} \quad (10)$$

En el posterior estudio del área bajo estos picos se hizo uso de la fórmula conocida para obtenerla a partir de los parámetros característicos de la distribución:

$$\text{Área} = \int_{-\infty}^{\infty} a \cdot \exp \left\{ -\frac{1}{2\sigma^2} (x - \mu)^2 \right\} = \sqrt{2\pi} a \cdot |\sigma| \quad (11)$$

[1] <https://www.nist.gov/pml/x-ray-mass-attenuation-coefficients>.