

¡Rayos y centellas!: espectroscopía gamma para determinación del coeficiente de atenuación lineal del Cu en diferentes energías

Autores: Tomás Crosta, Agustín Medina, Yanina Nuñez.

Experimentos Cuánticos 2

Departamento de Física, Facultad de Ciencias Exactas - UNLP — Año 2022

Resumen—Aplicando la técnica de espectroscopía gamma se determinó el coeficiente de atenuación lineal del Cu utilizando fuentes radiactivas de ^{133}Ba , ^{60}Co , ^{137}Cs y ^{22}Na . Se estudió la absorción en el rango de energías $[0,1; 2]$ MeV. En esta región los procesos de interacción predominantes son: efecto fotoeléctrico, dispersión Compton y producción de pares. Se estudió la sección eficaz de cada uno de ellos y se observó la relación entre el coeficiente de atenuación lineal μ y la energía de la radiación γ incidente. Los valores de μ tienen una discrepancia del 20 % con los valores de referencia. Esto podría asociarse a una subestimación de los errores y a errores sistemáticos en la metodología experimental.

I. INTRODUCCIÓN

La radiactividad es el proceso de transformación espontánea de núcleos atómicos inestables en otros elementos, mediante la emisión de partículas. En ocasiones, los núcleos generados se encuentran en estados inestables y decaen luego de un cierto tiempo a otro estado. Al hacerlo emiten radiación electromagnética como, por ejemplo, radiación γ . Este tipo de radiación, por su alta energía, forma parte de la llamada radiación ionizante.

Los fotones, al interactuar con la materia, pueden ser absorbidos por distintos procesos variando la probabilidad de cada absorción según las energías involucradas. En el rango de $[0,1; 2]$ MeV sólo hay tres procesos predominantes: el efecto fotoeléctrico, la dispersión Compton y la generación de pares [1], representados en la figura 1. Se estudió la absorción de radiación γ en especímenes de Cu para determinar la constante de atenuación del material utilizando la ley de Lambert-Beer [2]. Los coeficientes de atenuación lineal obtenidos se reportan en la Tabla I.

I-A. Marco Teórico

La ley de Lambert-Beer predice que la absorbancia de los fotones estará dada por la ecuación

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad (1)$$

donde I_0 es la intensidad de los fotones, y μ y x son el coeficiente de atenuación y el espesor del material respectivamente [2].

El coeficiente de atenuación lineal μ representa la sección eficaz de la interacción de los fotones γ con los átomos del material absorbente. Este coeficiente depende de cuatro parámetros asociados a los diferentes procesos de interacción como se muestra en la ecuación 2.

$$\mu = \sigma_a + \sigma_d + \tau + \kappa \quad (2)$$

donde σ_a y σ_d son los parámetros asociados a la absorción y dispersión Compton, τ representa la energía absorbida por efecto fotoeléctrico y κ da cuenta de la atenuación por producción de pares [2].

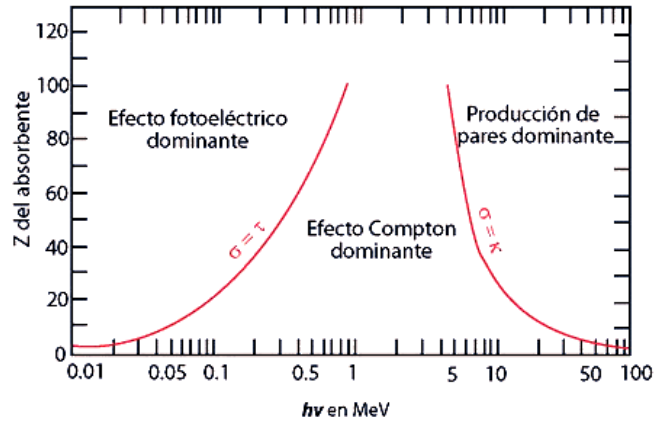


Figura 1: Esquema de las regiones en que cada proceso de interacción entre un fotón γ y un átomo del material absorbente es predominante. Se muestra la predominancia en función de la energía, $h\nu$, del fotón y el número atómico Z . Las curvas que separan las regiones quedan determinadas por los valores en los que los coeficientes de atenuación de ambos procesos es el mismo.

I-A1. Efecto fotoeléctrico: En la interacción por efecto fotoeléctrico se produce la eyección de un electrón del material al absorber toda la energía de un fotón. Es el proceso predominante para elementos con número atómico Z grande, en el rango de energías menores a 100 keV, como se puede ver en la figura 1. Esto se debe a que un electrón libre es incapaz de absorber totalmente la energía de un fotón pero sí es capaz de hacerlo cuando el electrón se encuentra ligado. En estos casos, cuando la energía del fotón es mayor a la energía de ligadura, un electrón es eyectado con energía

$$T = E_\gamma - E_b \quad (3)$$

donde E_γ es la energía del fotón incidente y E_b es la energía de ligadura del electrón. En general, estas absorciones se dan en la capa K que es la más cercana al núcleo. La energía de estos electrones se puede escribir como $E_b \approx 13,6(Z - 1)^2 \text{eV}$, que para el caso del Cu resulta $E_b \approx 10,66 \text{ keV}$ [2].

Para el efecto fotoeléctrico se utilizó un modelo semi-clásico donde un electrón contenido en un pozo de potencial cuadrado es perturbado por una onda electromagnética clásica. La función de onda del electrón sin perturbar se obtiene al resolver la ecuación de Schrödinger independiente del tiempo. Así se encuentra que la probabilidad de interacción por efecto fotoeléctrico nos da una sección eficaz proporcional a Z^5 e inversamente proporcional al cubo de la energía del fotón γ incidente como se ve en la relación 4 [3].

$$\tau \propto \frac{Z^5}{E_\gamma^3} \quad (4)$$

I-A2. Efecto Compton: En el efecto Compton un fotón interactúa con un electrón del absorbente transmitiendo parte de su energía a este y viéndose dispersado en un ángulo con respecto de la dirección del fotón incidente [4]. Como todos los ángulos de dispersión son posibles, la energía transferida al electrón puede variar de forma continua desde un valor mínimo, E_{min} , hasta un valor máximo, E_{max} . Para ángulos de dispersión pequeños la energía transferida es mínima y en el límite en que el ángulo de dispersión es nulo la energía toma el valor de la ecuación 5.

$$E_{min} = \frac{m_0 c^2}{2 + \frac{m_0 c^2}{E_\gamma}} \quad (5)$$

donde m_0 es la masa en reposo del electrón y c la velocidad de la luz en el vacío [3]. La ecuación 6 indica el valor máximo de la energía transferida, que se obtiene cuando el fotón es retrodispersado.

$$E_{max} = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{m_0 c^2}{2E_\gamma}} \quad (6)$$

En un espectro gamma de los electrones que interactuaron con el fotón γ , a este valor máximo se lo conoce como *borde Compton*, como se puede ver en la figura 4. Para los ángulos de dispersión en el intervalo $[0, 180^\circ)$ se obtiene un espectro continuo de energías conocido como la *meseta Compton*.

La probabilidad de dispersión Compton por átomo del material absorbente depende del número de electrones disponibles con los que los fotones γ puedan interactuar. Por este motivo la sección eficaz de la dispersión Compton, σ_c , que resulta de sumar σ_a y σ_s , debe ser proporcional al Z del material absorbente. Por otro lado σ_c es proporcional al inverso de la energía incidente [3], por lo que podemos usar la relación 7.

$$\sigma_c \propto \frac{Z}{E_\gamma} \quad (7)$$

La solución relativista es especialmente importante cuando la energía del fotón es mucho más grande que

la energía del electrón en reposo: $E_\gamma \gg m_0 c^2 = 0,511 \text{ MeV}$. En esta aproximación $E_{min} \approx 0,256 \text{ MeV}$ y $E_{max} \approx E_\gamma - 0,256 \text{ MeV}$. Entonces la distancia entre el borde Compton y el fotopico que se muestra en el esquema de la figura 4, en esta aproximación, es de $0,256 \text{ MeV}$. Para rangos de energía menores la dispersión de Thompson es el efecto aparente [1].

I-A3. Producción de pares: El fenómeno de producción de pares consiste en un fotón que interactúa con un bosón neutro del núcleo. Este fotón tiene que tener la energía suficiente para crear un par electrón-positrón. El par se aniquila y produce al menos dos fotones con dirección y polarización opuesta, con energía igual a la energía en reposo de las partículas. Este proceso se ocasiona por múltiples razones. Por un lado, la creación de masa se debe a la conservación de la energía y el momento en la relatividad especial. Por otro lado, en la mecánica cuántica, los operadores que conmutan con el Hamiltoniano tienen asociados los llamados números cuánticos. Estos tienen que mantenerse constante en todo momento, la única forma en que esto se satisface es si el par es de tipo partícula-antipartícula [5] [6].

La probabilidad de producción de pares por núcleo varía aproximadamente con el cuadrado del número atómico de la especie absorbente y con la energía de los fotones involucrados [1]. En el intervalo de energías $[0,1; 2] \text{ MeV}$ la probabilidad de que se produzca producción de pares puede ser aproximada como

$$\sigma_p \propto Z^2 \ln \left(\frac{E_\gamma}{E_r} \right) \quad (8)$$

[2], donde se divide la energía del fotón γ incidente por la energía del par electrón-positrón en reposo E_r (En el caso de electrón-positrón $E_r = 1,022 \text{ MeV}$).

Un proceso no puede contribuir de forma negativa a la absorbancia ya que significaría que en el proceso se emitieron fotones más energéticos que los absorbidos. Para corregir este problema y representar la aparición de este proceso a partir de los $1,022 \text{ MeV}$, se puede multiplicar a la dependencia logarítmica de la producción de pares por una función sigmoide.

$$\sigma_p \propto \frac{1}{1 + e^{(E_\gamma - c)/\sigma}} Z^2 \ln \left(\frac{E_\gamma}{E_r} \right) \quad (9)$$

Este proceso no es predominante hasta $E > 10 \text{ MeV}$ para el caso del Cu, como se puede apreciar en el esquema de la figura 1.

II. MATERIALES Y MÉTODOS

Se midió el espesor de cuatro placas de Cu que se utilizaron como espécimen. Estos blancos fueron colocados en un soporte entre la fuente radiactiva y un cristal centellador (Véase Fig. 2). Las fuentes radiactivas que se utilizaron fueron ^{133}Ba , ^{60}Co , ^{137}Cs y ^{22}Na . Para

cada una de ellas se realizó una serie de mediciones: se registró la radiación emitida por la fuente y también la radiación transmitida que se obtiene al colocar cada uno de los especímenes como obstáculo. Se hicieron cinco mediciones para cada fuente radiactiva, con un tiempo neto de medición (*live time*) de 300 s. Además se tomó un registro del espectro de fondo (sin fuentes radiactivas) para luego restárselo a los espectros obtenidos. Se utilizó un detector constituido por un cristal centellador cilíndrico de ioduro de sodio dopado con talio -NaI(Tl)- y un tubo fotomultiplicador (PMT¹).

II-A. Detección

Cuando la radiación γ proveniente de la fuente atraviesa el espécimen, algunos de los fotones interactúan con sus átomos y se producen los procesos mencionados en la sección I-A. En estas interacciones los fotones se dispersan o son absorbidos por los átomos y no llegan al detector. Los fotones que no interactúan con el espécimen llegan al cristal centellador e ingresan al proceso de detección.

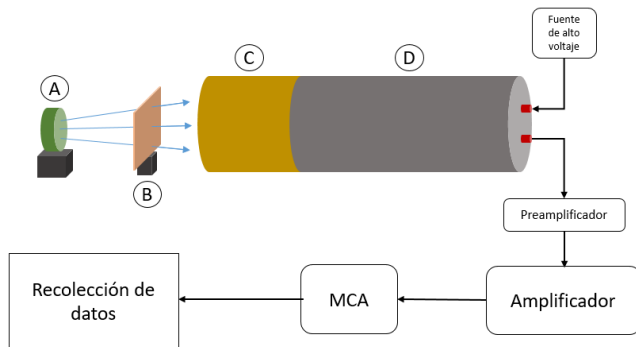


Figura 2: Esquema del dispositivo experimental utilizado: la fuente radiactiva (A) emite radiación γ que se transmite a través del espécimen (B) e incide en el centellador (C). El centellador transforma la radiación γ en luz de centelleo que deposita su energía en el fotocatodo del PMT (D). Las señales obtenidas en el PMT llegan, luego de un proceso de amplificación, al MCA donde son discriminadas según su intensidad en los 1024 canales.

El detector no puede medir la radiación γ incidente por lo que se debe obtener la información de forma indirecta [1]. Los fotones γ que ingresan al detector interactúan con los átomos del cristal cediendo gran energía a algunos electrones, denominados *electrones primarios*. La energía máxima que estos electrones primarios pueden adquirir es igual a la energía del fotón γ incidente. Entonces los electrones primarios proveen información acerca de la naturaleza de la radiación γ que ingresa al detector. Los electrones acelerados ceden su energía cinética al ionizar y excitar a los átomos del cristal cuyos electrones pasan de la capa de valencia a la capa de conducción. Estos electrones menos energéticos son llamados *secundarios*. Los electrones secundarios excitados decaen emitiendo luz de centelleo que se encuentra en el

rango UV-Vis. La cantidad de estos fotones UV-Vis que se producen de esta manera es proporcional a la energía de los electrones primarios. La luz de centelleo interactúa con un fotocatodo que, por efecto fotoeléctrico, emite electrones con igual energía que la de la luz de centelleo.

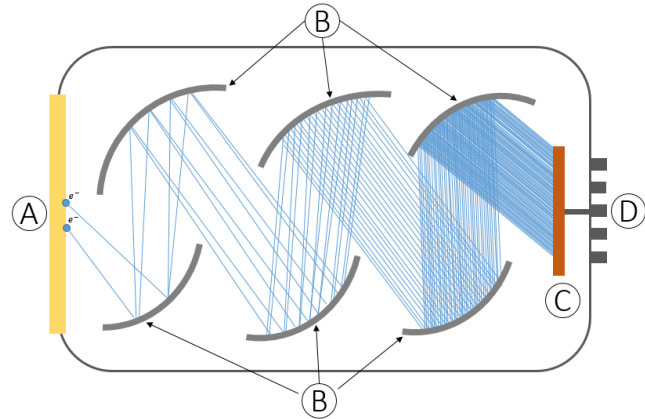


Figura 3: Esquema del PMT: la luz de centelleo incide en el fotocatodo (A) donde, por efecto fotoeléctrico, se emiten electrones que llegan al primer dinodo (B). El PMT está conectado a una diferencia de potencial de 2 kV entre el fotocatodo (A) y el ánodo (C). Los dinodos se encuentran a una diferencia de potencial creciente por lo que por cada electrón que llega se emiten varios electrones que viajan hacia el siguiente dinodo. Esto provoca una cascada de electrones que se recibe en los terminales (D) del PMT como un pulso de corriente.

Se conectó el PMT a un alto voltaje, de 2 kV, entre el fotocatodo y el ánodo. En el PMT, los fotoelectrones son acelerados por la diferencia de potencial entre el fotocatodo y el primer dinodo. Al impactar con el dinodo, los electrones incidentes provocan la eyección de nuevos electrones. Entre cada par de dinodos existe una diferencia de potencial creciente por lo que se genera una cascada de electrones que llega al ánodo (el último dinodo), como se ve en la figura 3.

El ánodo recibe todos los electrones de la cascada, lo que da una información muy rápida de lo que ocurre en el cristal. Es común utilizar la señal del ánodo cuando se quiere una buena resolución en el tiempo de llegada del pulso. En cambio, como los dinodos anteriores no tienen una gran cantidad de electrones, la señal que se obtiene de ellos da una mayor información de la energía del fotón γ incidente. Esto ocurre porque en estos dinodos se obtiene una diferencia de potencial proporcional a la diferencia de energía entre el electrón incidente y el expulsado. A su vez, esta diferencia de potencial es proporcional a la energía de los electrones primarios. Entonces, se recoge la señal proveniente del anteúltimo dinodo donde la cascada de electrones es interpretada como un pulso de corriente proporcional a la energía de los electrones primarios.

La corriente de salida del PMT pasa por un preamplificador para darle forma a la señal del pulso y adaptarla antes de que ingrese al amplificador. Luego de la amplifi-

¹ Por sus siglas en inglés, *photomultiplier tube*.

cación la corriente generada es recibida por el analizador multicanal (MCA²). El MCA separa los pulsos en sus 1024 canales discriminándolos por su intensidad. Se coloca una cuenta por cada pulso recibido. De esta manera se genera un histograma de la cantidad de cuentas por cada canal.

II-B. Modelo

En la figura 4 se esquematiza el espectro gamma de los electrones primarios. Los picos con mayor intensidad se denominan fotopicos y se deben a las interacciones en las que un fotón γ deposita toda su energía en el cristal por absorción debido al efecto fotoeléctrico o por una serie de dispersiones Compton seguido por absorción por efecto fotoeléctrico. Cuando un fotón γ dispersado por interacción Compton escapa del cristal, los electrones primarios resultantes de la interacción poseen menor energía que la de la radiación incidente. Las cuentas de estos electrones forman la meseta Compton que finaliza en el borde Compton correspondiente a la máxima energía que el fotón γ puede cederle al electrón.

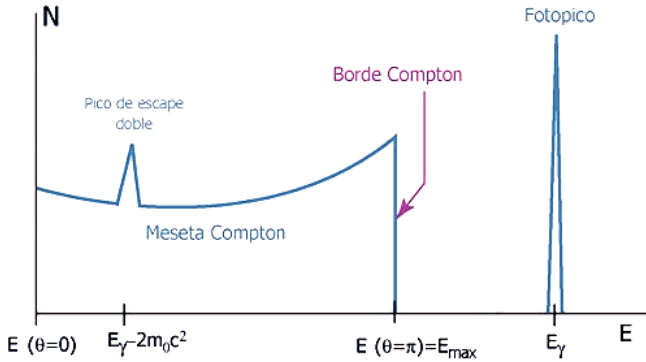


Figura 4: Simulación de un espectro gamma simple. La radiación γ interactúa con la materia transfiriendo su energía, o parte de ella, a los electrones de los átomos del material absorbente. La meseta Compton se forma por los electrones que adquirieron parte de la energía de los fotones γ por interacción Compton. El borde Compton es la energía máxima que el fotón γ puede transferirle al electrón. Esta energía corresponde al caso en que se produce la retrodispersión del fotón γ . El fotopico representa aquellas interacciones en las que el fotón γ cede toda su energía al electrón por efecto fotoeléctrico. También representa a las interacciones por efecto fotoeléctrico que ocurren luego de una sucesión de dispersiones Compton. El fotopico indica la energía de la radiación γ incidente, E_γ .

El esquema de la figura 4 considera un caso ideal en el que los experimentos no contribuyen con incertezas a las mediciones. El detector utilizado posee un tiempo de respuesta diferente de cero. Si el intervalo de tiempo entre la interacción de dos fotones con el cristal es menor al tiempo de respuesta del sistema detector, la energía depositada en el cristal será mayor que la energía depositada por cada uno de los fotones. El sistema detector contará esta energía como proveniente de un sólo evento y le asignará un canal mayor (es decir, una energía mayor) que la que realmente representa a ambos eventos por separado. Este fenómeno

es conocido como *Pile up* y es la razón por la cual existen cuentas ubicadas en las regiones del espectro que deberían tener intensidad nula, como por ejemplo, en la región entre la E_{\max} y E_γ .

Los fotopicos de cada espectro fueron modelados como picos gaussianos sumados a una función exponencial decreciente que se corresponde con cuentas provenientes del *Pile up*. Por esta razón se definió una función

$$F(x) = e^{-\sigma x} + \sum_{i=0}^N A_i e^{-\frac{(x-x_0)^2}{2\delta^2}} \quad (10)$$

donde N es la cantidad de gaussianas de cada espectro y la exponencial da cuenta de la radiación de fondo.

III. RESULTADOS Y DISCUSIÓN

Para cada una de las fuentes se graficó la cantidad de cuentas por segundo en función de los canales del MCA.

Como la intensidad de la corriente obtenida en el detector es proporcional a la energía del fotón incidente, se realizó una calibración para hacer una asignación entre canales y energías (Apéndice A). En la figura 5 se reportan los espectros de todas las fuentes radiactivas en función de la energía. Se observan los fotopicos de cada espectro.

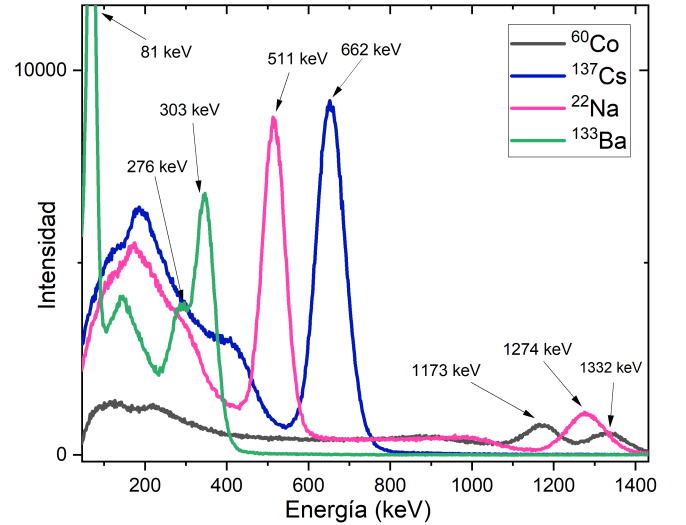


Figura 5: Espectros de las fuentes radiactivas ^{133}Ba , ^{60}Co , ^{137}Cs y ^{22}Na en función de la energía. Se indican las energías de los fotopicos de cada espectro.

En el espectro del ^{60}Co (Véase Fig. 6) se puede observar la meseta Compton en el intervalo $[200, 520]$ y su correspondiente borde ubicado, aproximadamente, en el canal 520.

²Por sus siglas en inglés, *Multichannel Analyzer*.

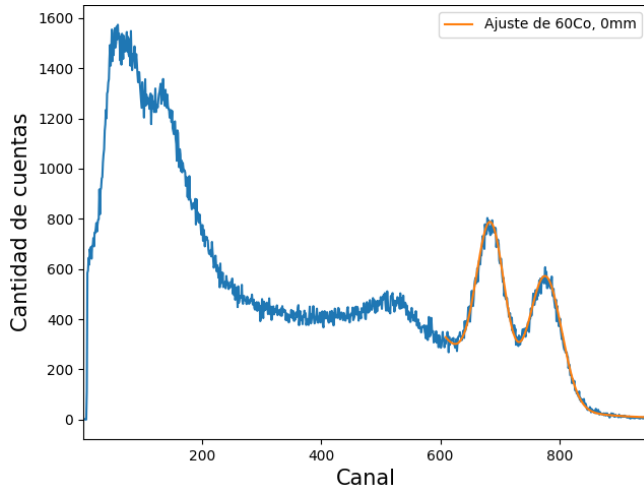


Figura 6: Ajuste de la función 10 sobre el espectro de emisión del ^{60}Co en la región de los fotopicos (en los canales [600,900]). En la región [200,520] se observa la meseta Compton y el borde Compton ubicado, aproximadamente, en el canal 520.

Para realizar el ajuste de la función (10) se tomó un rango fijo que incluyera a los fotopicos. Se introdujeron los valores de expectación de cada pico y utilizando la librería `scipy`[7] con el algoritmo ODR³, se ajustan los parámetros por secciones, primero gaussianas y luego la exponencial negativa.

Al obtener los ajustes de los espectros, fue posible determinar la posición de los centroides de los fotopicos y calcular las áreas debajo de los picos gaussianos ajustados. En los espectros del ^{60}Co se obtuvieron dos fotopicos superpuestos, como se puede ver en la figura 6. En estos casos se determinó el área de cada pico por separado. En la serie de mediciones del ^{60}Co se observó un desplazamiento del centro de los fotopicos para cada espécimen respecto de la ubicación de los fotopicos en el espectro sin obstáculos. Por esta razón en ese caso los intervalos fueron modificados teniendo en cuenta el promedio de los desplazamientos (Apéndice B).

Como se puede observar en la figura 7 para el caso del ^{22}Na , en cada serie de espectros los fotopicos hallados en presencia de obstáculo tienen áreas menores a los fotopicos de los espectros medidos en ausencia de especímenes. Esto puede ser debido a que cuando hay presencia de espécimen como obstáculo algunos fotones son dispersados o absorbidos y no llegan al detector.

El área de un pico gaussiano es proporcional a su intensidad, por eso se utilizaron los valores de las áreas de cada pico halladas con el ajuste de la función 10 para calcular el cociente $\frac{I}{I_0}$. En este cociente I es la intensidad del pico en los espectros con espécimen e I_0 es la intensidad del mismo pico en el espectro de la fuente radiactiva. En la figura 8 se muestra el ajuste lineal realizado sobre el gráfico $\ln(\frac{I}{I_0})$ vs x , de acuerdo a la ecuación (1), para el

³Orthogonal Distance Regression

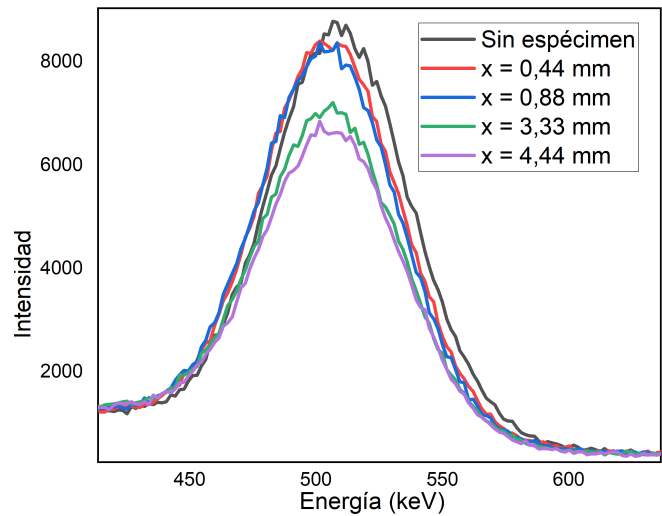


Figura 7: Intensidad del pico de energía 0,511 MeV del ^{22}Na del espectro sin espécimen y con obstáculos de $x = 0,44$ mm, $x = 0,88$ mm, $x = 3,33$ mm y $x = 4,44$ mm. Se observa que cuanto más material absorbente hay la intensidad del pico es menor.

pico de 1,332 MeV del ^{60}Co . En este ajuste la pendiente de la recta es el coeficiente de absorción, μ , del material del espécimen.

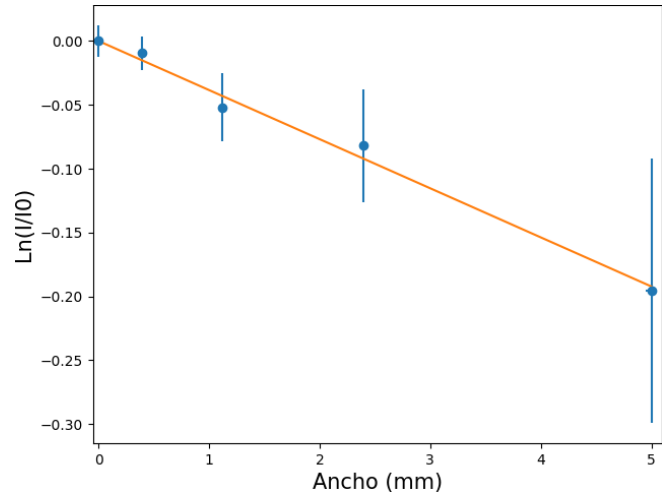


Figura 8: Representación lineal de la ley de Lambert-Beer (1) expresada como el logaritmo del cociente de intensidades, $\ln(\frac{I}{I_0})$, en función del espesor del blanco hallada para el pico de 1,332 MeV de ^{60}Co . El valor absoluto de la pendiente de esta recta es el coeficiente de atenuación lineal del material. Se encontró $\mu = 0,042(3) \frac{1}{\text{mm}}$.

En la tabla I se reportan los coeficientes de atenuación lineal del Cu obtenidos para los fotopicos de cada energía.

Energía (MeV)	μ (1/mm)	μ (1/mm) (Referencia)[8]
0,081	$0,56 \pm 0,03$	0,684
0,276	$0,10 \pm 0,03$	0,140
0,303	$0,077 \pm 0,002$	0,100
0,511	$0,056 \pm 0,001$	0,075
0,662	$0,043 \pm 0,001$	0,068
1,173	$0,038 \pm 0,001$	0,050
1,275	$0,038 \pm 0,001$	0,047
1,332	$0,042 \pm 0,003$	0,043

Tabla I: Coeficientes de atenuación lineal, μ , en función de la energía de la radiación.

La absorbancia del material depende de la energía que tenga el fotón y del proceso de absorción ocurrido. El modelo teórico predice las dependencias de cada uno de estos tres efectos (Ec 4, 7 y 9).

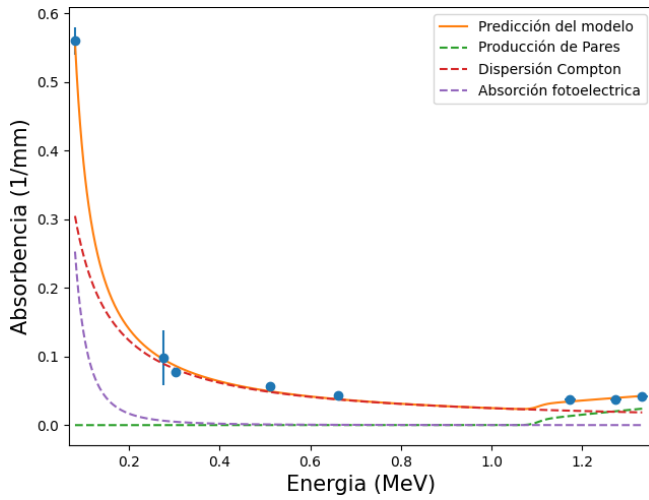


Figura 9: Absorbancia del Cu en función de la energía del fotón γ incidente. Se reportan los ajustes obtenidos al utilizar los modelos de las ecuaciones 4, 7 y 9. Los valores del coeficiente de atenuación lineal obtenidos se encuentran reportados en la Tabla I.

Se realizó un ajuste con la función

$$\mu = B_f \frac{Z^5}{E_\gamma^3} + B_c \frac{Z}{E_\gamma} + \frac{B_p}{1 + e^{(E_\gamma - c)/\sigma}} Z^2 \ln \frac{E_\gamma}{E_r} \quad (11)$$

Del ajuste de este modelo se obtuvieron los coeficientes de proporcionalidad en las ecuaciones 4, 7 y 9: $B_f = 6,34(2) \times 10^{-12} \frac{\text{MeV}^3}{\text{mm}}$, $B_c = 8,28(1) \times 10^{-4} \frac{\text{MeV}}{\text{mm}}$ y $B_p = 9,51(1) \times 10^{-5} \frac{1}{\text{mm}}$. En el gráfico de la Figura 9 se observa que para bajas energías μ viene definida aproximadamente en igual medida por efecto fotoeléctrico y dispersión Compton, para energías intermedias (0,4 MeV – 1,3 MeV), el proceso mayoritario es la dispersión Compton y para mayores energías empieza a existir una contribución por parte de la producción de pares. Esto concuerda con las regiones de predominancia de la literatura que se puede ver en la figura 1. Sin embargo, para el cobre $Z = 29$, en energías menores a 0,1 MeV, el efecto fotoeléctrico debería ser predominante. Esta discrepancia con la teoría puede deberse a sólo poseer un punto de esta región, a la simplificación del modelo y a

una subestimación de los errores.

IV. CONCLUSIONES

Haciendo uso de espectroscopía gamma se determinó el coeficiente de atenuación lineal del Cu. Se graficaron estos coeficientes en función de la energía y se ajustó un modelo que tiene en cuenta los procesos de interacción predominantes en cada región del espectro. Se obtuvo la relación predicha por el modelo con valores del coeficiente de atenuación que se encuentran cercanos a los de referencia [8] (Tabla I), pero alrededor de 20 % por debajo del valor teórico.

Para energías bajas los errores aleatorios producidos sobre los μ fueron del orden de las medidas. Esto se puede deber principalmente a la simplificación del modelo en estas zonas y también por caracterizar erróneamente el comportamiento del fondo en las bajas energías. En esta región del espectro el modelo realiza una sobre-simplificación del potencial eléctrico para explicar el efecto fotoeléctrico, ignora efectos magnéticos y no tiene en cuenta la aparición paulatina de la dispersión Compton producida por consideraciones cuánticas. Además, con este modelo se realiza una gran simplificación de la expresión de la producción de pares, con lo que se tuvo que suponer el comportamiento y la aparición del proceso cuando las energías son bajas.

Un mejor modelo para considerar el fondo en ausencia de un blanco es la función error. De todos modos, cuando se inserta el blanco, el fondo cambia su atenuación según la región de energía. En algunos casos, la consideración de esto fue capaz de producir errores aleatorios del orden de la medida, cuestionando así la validez del análisis anterior.

Un futuro trabajo podría tener en consideración las diferentes atenuaciones que actúan sobre el fondo y generar una mejor aproximación de los efectos descriptos por la ecuación de Klein-Nishina.

APÉNDICE

A. Calibración del equipo

En los espectros de las fuentes ^{60}Co , ^{137}Cs y ^{22}Na medidos sin espécimen como obstáculo se identificaron los picos principales de absorción en el rango de energías de estudio. Una vez identificados por la forma que presenta el espectro, y en comparación con lo conocido de la bibliografía [9], se realizaron los ajustes utilizando la función 10 para determinar en los centroides de los picos. Se graficaron las posiciones (en canal) de los centroides de dos picos del espectro de ^{60}Co , uno del ^{137}Cs y dos más del ^{22}Na , en función de la energía correspondiente y se realizó un ajuste lineal (Figura 10).

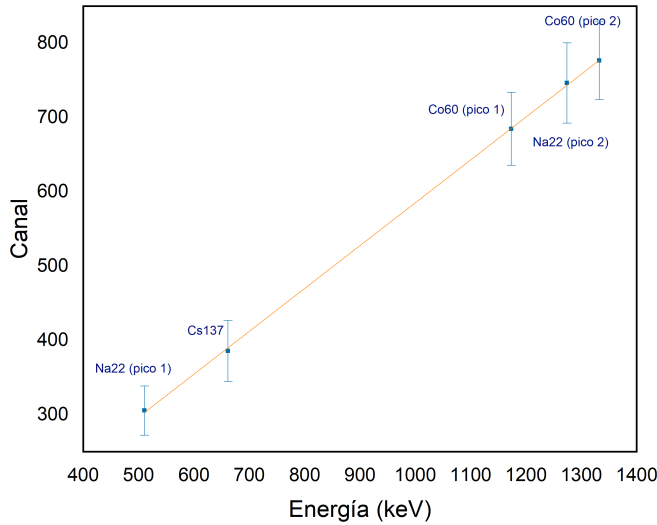


Figura 10: Ajuste de calibración. En los espectros de las fuentes de ^{60}Co , ^{137}Cs y ^{22}Na se identificó la energía de cada fotopico y se lo graficó en función del canal. Sobre estos datos se realizó un ajuste lineal para determinar la relación proporcional entre el canal del MCA y la energía de los fotones incidentes.

La recta de calibración encontrada fue

$$C = 0,577(5) \frac{1}{\text{keV}} E + 8(4) ,$$

donde C es el parámetro que identifica al canal del MCA y E es la energía en keV. Con esta recta se realizó un cambio en la escala de los espectros cambiando los canales por las energías correspondientes.

B. Análisis Picos Cobalto

Para hacer el análisis de los picos usualmente se toman intervalos $[a, b]$, los cuales se mantienen constantes, para evitar cambiar la pendiente del fondo. En el caso del ^{60}Co se observó que los picos no sólo se atenúan al colocar los especímenes sino que también se trasladan, como se ve en la Figura 11.

Se realizaron pruebas haciendo mediciones modificando la distancia entre las fuentes radiactivas y el detector y se observó un desplazamiento similar. Por ello, se cree que al colocar una muestra, ciertas energías experimentan un efecto similar al de modificar la distancia al detector.

Para solucionar este problema, se tomó un promedio entre la traslación de los picos δ , se trasladó al intervalo en esa misma cantidad $[a + \delta, b + \delta]$ y se dio como error en los canales de cada pico a la distancia entre δ y cuanto se trasladó su centro $|\delta - \Delta x|$.

REFERENCIAS

- [1] Glenn F. Knoll. *Radiation Detection and Measurement*. 2010.
- [2] Laura Damonte. Teoría de clase *Experimentos Cuánticos* 2. 2020.
- [3] T. Dunker. *Gamma-ray interactions with matter. Passive nondestructive analysis of nuclear materials*, vol. 2, p. 27-42. 1991.

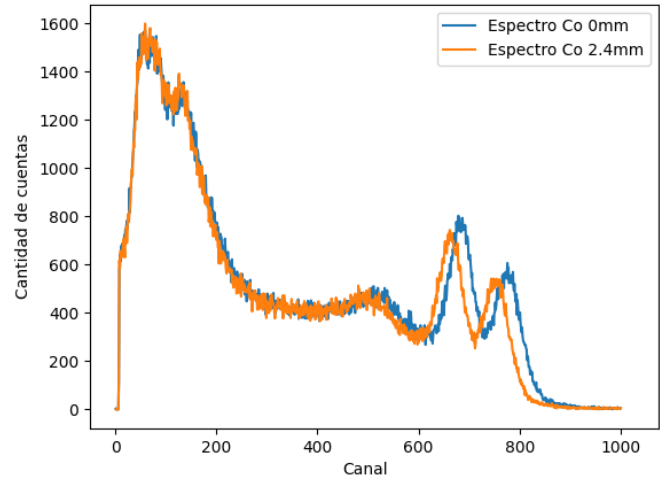


Figura 11: Espectros de emisión de ^{60}Co superpuestos. Se compara el espectro obtenido sin obstáculo con el que se obtiene al colocar un espécimen de 2,4 mm de espesor.

- [4] Arthur H. Compton. *A quantum theory of the scattering of X-rays by light elements*, vol. 21, no. 5. 1923.
- [5] T. Dunker. Who discovered positron annihilation?. arxiv preprint arxiv:1809.04815. 2018.
- [6] Jim Sakurai, J.J. Napolitano. *Modern Quantum Mechanics*,. 1985.
- [7] Scipy. Documentación de la librería scipy <https://docs.scipy.org/doc/scipy/>. 2022.
- [8] Physical measurement laboratory, nist, <https://physics.nist.gov/PhysRefData/XrayMassCoef/tab3.html>.
- [9] Organismo internacional de energía atómica, I.A.E.A., <https://www-nds.iaea.org/>.