

UNIVERSIDAD CENTROCCIDENTAL “LISANDRO ALVARADO”

DECANATO DE CIENCIAS Y TECNOLOGÍA

ESPECIALIZACIÓN DE FÍSICA PARA LA ENSEÑANZA

# **DETERMINACIÓN DE LA DISPERSIÓN ANGULAR COMPTON**

Trabajo Especial de Grado presentado para optar al título de Especialista en Física para la Enseñanza.

Autor: Karina Peñaranda  
Tutor: Rafael Torrealba

Barquisimeto, 2016

# ÍNDICE

Índice de Tablas.....	II
Índice de gráficos.....	III
Índice de figuras.....	IV
Resumen.....	V
Introducción.....	VI
Objetivos.....	VIII
1. Radiación.....	1
1.1. Interacción de la radiación gamma con la materia.....	2
1.1.1. Efecto Fotoeléctrico.....	2
1.1.2 Efecto Compton.....	3
1.1.2.1. Sección de Klein – Nishina.....	5
1.1.3 Producción de pares.....	6
2. Espectrometría gamma.....	8
2.1. Detectores de radiación.....	8
2.1.1. Detectores de centelleo.....	8
2.1.1.1. Detectores de NaI (TI).....	9
2.1.1.2. Proceso de Fotomultiplicación.....	10
2.1.1.3. Proceso electrónico.....	11
2.2 Técnica de espectrometría gamma.....	12
3. Montaje experimental.....	15
3.1. Instrumentos utilizados.....	16
3.2. Calibración del detector.....	17
4. Resultados y discusión.....	19
4.1 Dependencia angular de la energía.....	19
4.2. Dependencia de la intensidad del pico Compton en función del ángulo.....	23
5. Conclusiones y recomendaciones.....	27
6. Bibliografía.....	28

## ÍNDICE DE TABLAS

1.1. Comparación del proceso de frenado de la radiación alfa, beta y gamma.....	1
3.1. Valor del canal en función de la energía de la emisión del fotopico para los elementos usados en la calibración.....	18
4.1. Energías para cada variación de ángulo calculadas con la ecuación Compton.....	19
4.2. Energías obtenidas por cada dispersión angular.....	20
4.3. Valores del inverso de la energía y de $1 - \cos \theta$ .....	21
4.4. Valores de la desviación estándar para las energías obtenidas en cada variación angular.....	22
4.5. Valores del inverso de la energía con su respectivo error.....	22
4.6. Valores de $1 - \cos \theta$ con su respectivo error.....	23
4.7. Número de cuentas obtenidas en la dispersión angular.....	23
4.8. Valores de probabilidad de la radiación dispersada de sección eficaz Klein-Nishina.....	24

## ÍNDICE DE GRÁFICOS

2.1. Espectro del Cs <sup>137</sup> tomado a 0°.....	12
2.2. Espectro del Cs <sup>137</sup> tomado a 20°.....	12
2.3. Sección de la curva del espectro del Cs <sup>137</sup> tomado a 20°.....	13
2.4. Sección de la curva del espectro del Cs <sup>137</sup> tomado a 20° con recta que resta el fondo.....	13
2.5. Curva ajustada a una gaussiana del espectro del Cs <sup>137</sup> tomado a 20°.....	13
2.6. Corrimiento del pico de Cs <sup>137</sup> con respecto a la variación angular.....	14
3.1. Calibración del detector de NaI (Tl) con fuentes de Co <sup>60</sup> , Cs <sup>137</sup> y K <sup>40</sup> .....	18
4.1. Energía en función del ángulo.....	20
4.2. Relación entre 1/E y 1 – cos θ con los datos obtenidos experimentalmente.....	21
4.3. Yield en función del ángulo.....	24
4.4. Comparación entre el yield y la probabilidad de la sección eficaz de Klein-Nishina en función del ángulo.....	25
4.5. Comparación polar entre el yield y la probabilidad de la sección eficaz de Klein-Nishina en función del ángulo.....	25

## ÍNDICE DE FIGURAS

1.1. Regiones de dominio de los procesos de interacción entre un fotón y la materia.....	2
1.2. Representación gráfica del efecto fotoeléctrico.....	3
1.3. Montaje del experimento del Efecto Compton.....	3
1.4. Efecto Compton.....	4
1.5. Resultados experimentales de Compton.....	5
1.6. Sección eficaz diferencial en función del ángulo $\theta$ .....	6
1.7. Producción de Pares.....	7
2.1. Interacciones del fotón en el detector.....	8
2.2. Composición de un detector de centelleo.....	9
2.3. Bandas de energías en un material no conductor sin activador y con activador.....	10
2.4. Esquema de un fotomultiplicador.....	10
2.5. Elementos para la detección y análisis de la radiación gamma.....	11
2.6. Histograma del $Cs^{137}$ .....	11
2.7. Datos obtenidos con el software para un espectro de $Cs^{137}$ .....	14
3.1. Desintegración radioactiva del $Cs^{137}$ .....	15
3.2. Arreglo experimental para la detección de dispersión Compton.....	15
3.3. Detector de NaI(Tl) Modelo 4H4/5.....	16
3.4. NIM ORTEC modelo 484.....	16
3.5. Fuente de voltaje.....	17
3.6. Amplificador.....	17
3.7. Analizador monocanal.....	17
3.8. Contador.....	17
4.1. Esquema del efecto Compton con dispersor y geometría usada en el montaje experimental.....	19

UNIVERSIDAD CENTROCCIDENTAL “LISANDRO ALVARADO”  
DECANATO DE CIENCIAS Y TECNOLOGÍAS  
ESPECIALIZACIÓN DE FÍSICA PARA LA ENSEÑANZA

DETERMINACIÓN DE LA DISPERSIÓN ANGULAR COMPTON

Autor: Karina Peñaranda  
Tutor: Rafael Torrealba

**RESUMEN**

La presente investigación se realizó con el objetivo de determinar la dispersión angular Compton utilizando la técnica de espectrometría gamma, con una fuente radioactiva de Cs<sup>137</sup> con una actividad de 500 µC y un detector de Yoduro de Sodio dopado con Talio (NaI (Tl)). Para tomar los espectros, se varió la fuente angularmente cada 20° con respecto al detector y con el software PEAKFIT se ajustó cada curva. De los gráficos obtenidos se pudo conocer la energía de los picos característicos y la intensidad de los mismos, para así comparar cada variable con la ecuación del efecto Compton y con la sección eficaz de Klein-Nishina. Se pudo comprobar que a medida que el ángulo de dispersión aumenta, el número de cuentas detectadas disminuyen y la posición del pico central va disminuyendo de canal. También se constató que la energía disminuye a medida que el ángulo de dispersión aumenta y que existe más probabilidad de detectar radiación dispersada para ángulos pequeños de dispersión.

**Palabras Claves:** Efecto Compton, Radiación, Espectrometría Gamma, Detectores de Centelleo, Klein-Nishina.

# Introducción

El efecto fotoeléctrico realizado por Hertz demostró que los electrones presentes en la superficie de un metal, se liberan cuando les incide un haz de luz. La energía de los electrones emitidos no depende de la intensidad de la luz incidente y cuando disminuye la intensidad, disminuye la cantidad de electrones emitidos [1]. En la actualidad, la hipótesis del fotón está presente en todo el espectro electromagnético y de acuerdo a la longitud de onda, varía su energía; tal es el caso de los fotones emitidos por núcleos radioactivos, donde su energía puede estar entre unos cuantos KeV a algunos Mev, es decir, lo suficiente para extraer electrones ligados a átomos pesados, ya que su energía de ligadura no supera unos centenares de eV.

En el año 1923 Compton realizó un arreglo experimental utilizando rayos x monocromáticos, lo cuales incidían sobre un dispersor de grafito y se dispersaban, que a diferencia del efecto fotoeléctrico, los electrones no salían, sino que tanto el fotón como el electrón colisionaban elásticamente, produciendo una dispersión en el haz, el cual iba a tener una longitud de onda característica dependiendo del ángulo de dispersión. Clásicamente se esperaba que la longitud de onda incidente sea igual al de la onda dispersada, sin embargo el experimento indicó que la dispersada era mayor que la incidente.

Aunado a esto, la dispersión Compton por ser un mecanismo de transferencia de energía, está estrechamente relacionada con la técnica utilizada para la determinación de energía de la radiación gamma de una fuente, es decir, es un fenómeno físico que sirve para identificar una fuente radioactiva. Ésta técnica se conoce como Espectroscopia Gamma [2].

Cuando se realiza espectroscopia gamma, se determina la energía de una cierta fuente radiactiva, (en este trabajo la fuente es de Cesio<sup>137</sup>) la cual al decaer emite radiación gamma. Como este tipo de radiación se caracteriza por no poseer carga eléctrica, la detección de su energía se obtiene de la interacción del rayo gamma con el material detector. Este proceso se puede llevar a cumplimiento con varios tipos de detectores, para este caso se realizará con un contador de centelleo de NaI (Tl) [3].

El yoduro de sodio dopado con talio, se comporta como un centellador cuando es atravesado por radiación ionizante. Cuando el fotón interactúa con el material dispersor, ioniza el material, produciendo pulsos de corriente y así la energía depositada, se convierte en luz, que luego será detectada por un foto multiplicador; de esta manera se puede obtener un espectro de energía, que para cada material es diferente [4].

En el detector se pueden llevar a cabo tres procesos cuando el rayo gamma interactúa con el material; estos son: el efecto fotoeléctrico, el efecto Compton y el efecto de producción de pares. Dependiendo de la energía de la radiación incidente, un fenómeno prevalecerá más que otro [5].

Los resultados del efecto Compton realizado originalmente con una fuente de rayos x, un dispersor de grafito y un detector, ayudaron a demostrar definitivamente la existencia de los fotones, en ellos se observan longitudes de ondas dispersadas a diferentes ángulos y justo a un ángulo de 90° obtuvo un pico

característico que en comparación con los picos obtenidos a otros ángulos, aparecía un segundo pico que no se podía explicar clásicamente. Es así que se predice que las longitudes de ondas dispersadas, eran mayores que las incidentes. Por ello, se plantea estudiar la dispersión angular de un haz de rayos gamma producido por una fuente de Cesio<sup>137</sup> con el propósito de obtener los espectros de energías y comparar con lo predicho por Compton y lo deducido por la sección de Klein-Nishina que predice sobre la variación angular de las ondas dispersadas y su intensidad de energía [6].

Para el estudio de la dispersión angular Compton, se desarrolla en el capítulo 1 el aspecto teórico de la radiación, los tipos de radiación, los procesos bajo los cuales interacciona con la materia y los detectores de Yoduro de Sodio dopado con Talio. Luego en el capítulo 2, se explica la técnica de la Espectrometría Gamma; seguidamente en el capítulo 3, se menciona cómo se realizaron las medidas (Montaje experimental e instrumentación) y cómo se analizaron los datos obtenidos. En el capítulo 4 se muestran los resultados para así luego concluir sobre la investigación realizada, haciendo énfasis en la comparación de las intensidades y las energías obtenidas, con lo predicho por Compton y por Klein-Nishina.

# Objetivos

## Objetivo General

Determinar la dispersión angular del efecto Compton empleando espectrometría gamma.

## Objetivos Específicos

1. Determinación de la geometría del dispersor a utilizar en el montaje experimental.
2. Medición del espectro de energía dispersada del Cesio<sup>137</sup> por efecto Compton variando la posición angular de la fuente con respecto al detector utilizando el sistema multicanal.
3. Comparación de la energía del Cesio<sup>137</sup> obtenida con la variación de la posición angular de la fuente y la energía establecida con la ecuación del Efecto Compton.
4. Comparación de la intensidad del espectro de la radiación dispersada por efecto Compton en función del ángulo utilizando el sistema multicanal con la sección de Klein-Nishina.

# Capítulo 1

## Radiación

En física nuclear, uno de los fenómenos más estudiados y con gran alcance de aplicabilidad en diversas ciencias, es la radioactividad; la cual se produce en los núcleos atómicos inestables cuando estos se desintegran espontáneamente emitiendo radiación alfa, beta o gamma [7]. Tal radiación es imperceptible y de tipo ionizante, por tanto se estudia son los efectos que genera cuando interactúa con la materia.

La radiación alfa está constituida básicamente por un núcleo de helio (dos protones y dos neutrones), por tanto son partículas positivas, que generalmente son emitidas por núcleos de elementos pesados como el uranio, radón o el torio. Este tipo de radiación se caracteriza por interactuar con cualquier partícula que se encuentre en su paso, debido a que transportan suficiente energía, generando así un gran número de ionizaciones y un corto alcance en su recorrido, es decir, tienen un poder de penetración limitado [8,9].

Por su parte, la radiación beta tiene origen en isótopos ricos en neutrones y se produce cuando un neutrón se convierte en un protón, emitiendo así el núcleo un electrón y un neutrino [8]. Este tipo de radiación puede estar formada por electrones o por positrones. En comparación con las partículas alfas, son más penetrantes por poseer menos masa (Tabla 1.1).

<b>RADIACIÓN</b>	<b>PENETRACIÓN</b>
<b>Alfa</b>	Son detenidas por una hoja de papel, la ropa o la piel.
<b>Beta</b>	Para detenerlas se necesitan pocos centímetros de madera o una lamina de metal.
<b>Gamma</b>	Para su detención se requiere de una gruesa capa de cemento o de plomo y pueden atravesar el cuerpo humano.

Tabla 1.1: Comparación del proceso de frenado de la radiación alfa, beta y gamma.

A diferencia de la radiación de partículas alfas y betas, la radiación gamma es más penetrante porque no posee masa en reposo ni carga eléctrica, ocasionando así poca pérdida de energía en las colisiones que sufre con la materia y de este modo viajar a la velocidad de la luz cientos de metros en el aire. Se producen por la desexcitación de un nucleón que se encuentra en un estado de mayor energía a otro de menor energía [10] o por desintegración radioactiva. Poseen una longitud de onda inferior a los rayos X ( $10^{-11}$  m), correspondientes a frecuencias superiores a  $10^{19}$  Hz y a fotones con energías en el orden de los Mev.

## 1.1 Interacción de la Radiación Gamma con la Materia

La radiación ionizante interacciona con la materia mediante diversos procesos. En el caso de la radiación gamma predominan el Efecto Fotoeléctrico, Efecto Compton y Creación de Pares, los cuales tienen un rango de dominio de acuerdo a la energía de la radiación (fotón) incidente y del material con el que interacciona. Para energías menores a 1 MeV predomina el efecto fotoeléctrico; a energías en el orden de 1 MeV domina el efecto Compton y para energías mayores a 1 MeV el proceso dominante es el de creación de pares [11]. Como se puede apreciar en la Figura 1.1, los procesos de interacción también son más imperiosos de acuerdo al material, puesto que si el material es más pesado (mayor número atómico), el efecto fotoeléctrico y el proceso de creación de pares serán más importantes, mientras que el efecto Compton prevalecerá para materiales con número atómico menor.

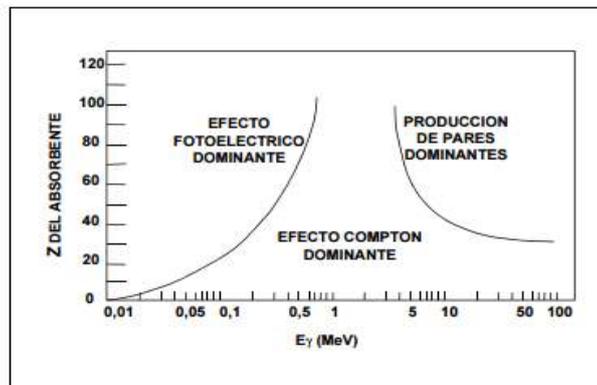


Figura 1.1 Regiones de dominio de los procesos de interacción entre un fotón y la materia.

### 1.1.1 Efecto Fotoeléctrico

El efecto fotoeléctrico, es un proceso de absorción que ocurre cuando un fotón con energía igual o no muy grande en comparación con la energía de ligadura del electrón, es absorbido por éste. Debido al exceso de energía en el electrón, producto de la transferencia de energía que el fotón le proporciona, el átomo lo expulsa y queda con un hueco en el orbital que ocupaba el electrón eyectado o fotoelectrón, que luego será ocupado por otro electrón que a su vez también dejará un vacancia en su capa correspondiente y que dará origen a una expulsión de energía a través de un fotón característico (Figura 1.2), el cual en algunos casos interactúa con los electrones de la capa externa del mismo átomo y genera la expulsión de electrones llamados electrones Auger [12]. La energía cinética del fotoelectrón es

$$K = h\nu - w \quad (1)$$

donde  $h\nu$  es la energía del fotón incidente absorbido y  $w$  es el trabajo necesario para superar la energía de ligadura, por lo tanto, existe una frecuencia  $\nu$  umbral, donde el efecto fotoeléctrico no ocurre [1].

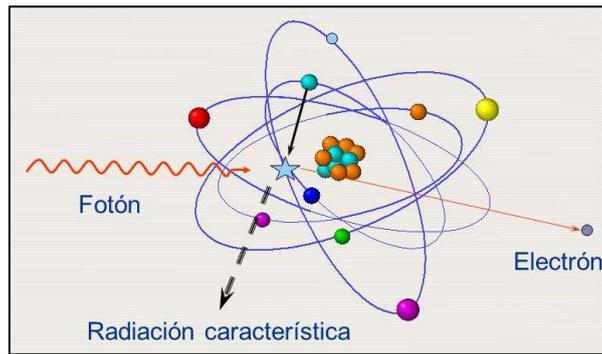


Figura 1.2 Representación gráfica del Efecto fotoeléctrico.

### 1.1.2 Efecto Compton

La radiación gamma también puede interactuar con la materia mediante el efecto Compton. Esto sucede cuando un fotón incidente colisiona con un electrón libre y considerado en reposo en comparación con la velocidad del fotón, es decir con la velocidad de la luz. La radiación incidente que viaja en una dirección es dispersada a cierto ángulo respecto a la trayectoria original luego de la colisión, y cede parte de su energía al electrón en forma de energía cinética [14], ocasionando que también sea dispersado. Como la velocidad del fotón es constante y pierde energía en la colisión, debe disminuir su frecuencia y por ende aumentar su longitud de onda [13]. Tanto la energía como el momento deben conservarse, por ello la energía del fotón dispersado será igual a la energía del fotón incidente menos la energía cinética del electrón.

En la figura 1.3 se muestra un esquema del experimento original realizado por Compton con una fuente de rayos X y un dispersor de grafito.

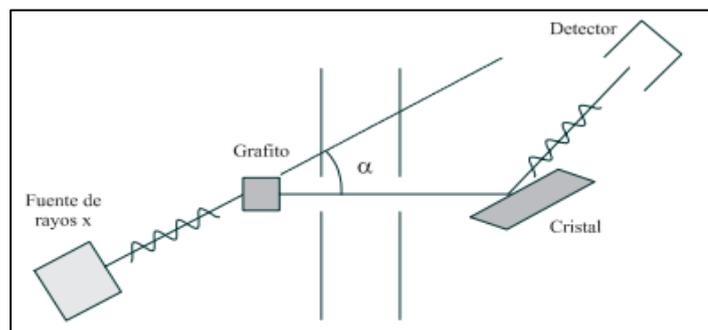


Figura 1.3 Montaje del Experimento del Efecto Compton

Para el estudio matemático del Efecto Compton, es necesario tener en cuenta la conservación de la energía y del momento lineal tanto para el rayo gamma incidente como para el electrón. Siguiendo la ilustración del efecto presentada en la figura 1.4 y siguiendo los postulados de Einstein se puede obtener la ecuación planteada por Compton.

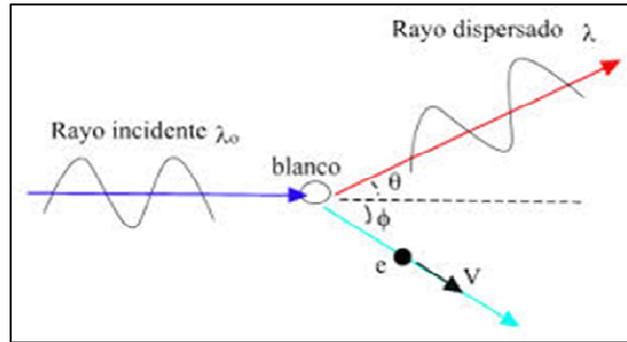


Figura 1.4 Efecto Compton

Por conservación del momento, resulta la ecuación 2 y 3. Donde  $h$  es la constante de Planck y tiene un valor de  $h = 6,62 \times 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s}$ .  $\nu_0$  es la frecuencia del fotón incidente y  $\nu$  es la frecuencia del fotón dispersado. La velocidad de la luz viene dada por  $c = 3 \times 10^8 \text{ m/s}$ , mientras que  $p$  es el momento lineal del electrón dispersado. El ángulo  $\theta$  es el ángulo de dispersión del fotón y  $\varphi$  el ángulo de dispersión del electrón.

$$h\nu_0 = h\nu \cos \theta + cp \cos \varphi \quad (2)$$

$$0 = h\nu \sin \theta + cp \sin \varphi \quad (3)$$

Por conservación de energía se obtiene:

$$h\nu_0 + mc^2 = h\nu + \sqrt{p^2c^2 + m^2c^4} \quad (4)$$

donde  $m$  es la masa del electrón  $m = 9,31 \times 10^{-31} \text{ kg}$ . Relacionando las ecuaciones 2, 3 y 4 se obtiene:

$$\lambda - \lambda_0 = \lambda_c (1 - \cos \theta) \quad (5)$$

$\lambda_c = \frac{h}{mc}$  es conocido como la longitud de Compton, la cual tiene un valor de  $\lambda_c = 2,43 \times 10^{-12} \text{ m}$ .

$\lambda$  es la longitud de onda del fotón dispersado.

$\lambda_0$  es la longitud del gamma incidente.

La ecuación 5 permite conocer el corrimiento Compton, el cual sólo depende del ángulo de dispersión y varía desde  $0^\circ$  hasta  $180^\circ$ . Gráficamente se puede apreciar este corrimiento en la figura 1.5. Para un  $\theta = 0^\circ$  se observa un solo pico, característico de un proceso de dispersión en el fotón pero sin cambio de longitud de onda; esta dispersión es conocida como dispersión Thompson [1]. A medida que el ángulo aumenta, el segundo pico que aparece, va aumentando su longitud de onda.

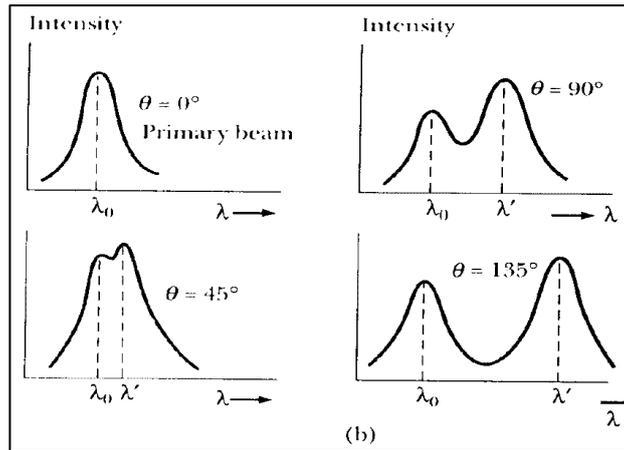


Figura 1.5 Resultados experimentales de Compton

Al sustituir en la ecuación 5 que  $\lambda = \frac{hc}{E}$  se obtiene:

$$\frac{1}{E} = \frac{1}{E_0} + \frac{1}{E_c}(1 - \cos \theta) \quad (6)$$

Comparando la ecuación 6 con la ecuación de una recta, se puede decir que:

$$y = \frac{1}{E} \quad x = (1 - \cos \theta)$$

El corte con el eje de las ordenadas expresa el valor del inverso de la energía incidente al dispersor, mientras que la pendiente es

$$\frac{1}{E_c} = \frac{1}{mc^2}$$

Teóricamente el valor de  $\frac{1}{E_c} = 0,001909 \text{ keV}^{-1}$

### 1.1.2.1 Sección de Klein - Nishina

A través de la mecánica cuántica, se puede obtener la probabilidad de la dispersión Compton en función de la energía del fotón incidente, de la energía del electrón y del ángulo de dispersión. Para la sección eficaz del electrón, se tiene la ecuación de Klein-Nishina. Si en cada colisión parte de la energía del fotón incidente es absorbida por el electrón y la otra parte es dispersada [15], entonces la probabilidad de interacción entre el fotón y el electrón aumenta gradualmente, conforme disminuye la energía del fotón incidente, puesto que, si el fotón incidente es de alta energía, cederá gran parte de su energía al electrón, pero para fotones de bajas energías, casi toda la energía del fotón incidente, es transportada por el fotón dispersado.

La ecuación 7 es la sección de Klein- Nishina. La sección eficaz por electrón está dada por  $\sigma$  y  $\Omega$  es el ángulo sólido.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{2} \frac{1}{[1 + \alpha(1 - \cos\theta)]^2} \left[ 1 + (\cos\theta)^2 + \frac{\alpha^2(1 - \cos\theta)^2}{1 + \alpha(1 - \cos\theta)} \right] \quad (7)$$

Donde:

$\alpha = \frac{E_\gamma}{m_e c^2}$  es la energía del fotón incidente en relación a la energía del electrón

$r_0 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{m_e c^2}$  es el radio clásico del electrón.

En la figura 1.6 se muestra la sección eficaz diferencial dada por la ecuación 7, en función del ángulo de dispersión en un gráfico polar.

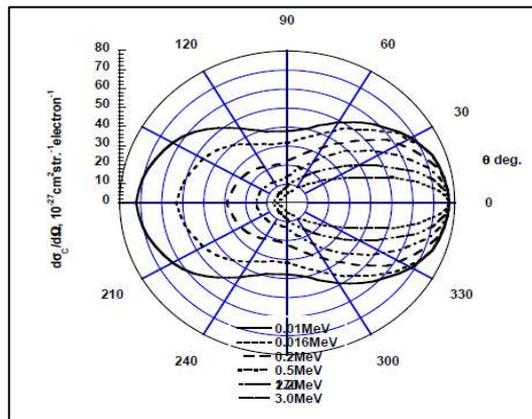


Figura 1.6 Sección eficaz diferencial en función del ángulo  $\theta$ .

### 1.1.3 Producción de Pares

Se conoce como producción de pares al proceso donde un fotón de alta energía, interacciona con el núcleo de un átomo, es absorbido completamente por este, crea un electrón y un positrón, pero también les proporciona energía cinética. Las partículas electrón-positrón, se mueven en direcciones diferentes y a su vez pueden producir otros procesos en cadena cuando interaccionan con la materia [16], por ejemplo, el positrón puede aniquilarse con un electrón de algún material alrededor; puede producirse una dispersión Compton y emitir fotones, que a su vez crean otro par de partículas y un cadena completa de procesos de interacción.

El balance energético de la producción de pares es simplemente la suma de las energías de la masa en reposo  $m_0 c^2$  y las energías cinéticas  $E_+$ ,  $E_-$  del electrón y del positrón:

$$E_\gamma = E_+ + E_- \quad (8)$$

$$h\nu = (m_0 c^2 + K_+) + (m_0 c^2 + K_-) \quad (9)$$

$$h\nu = 2m_0 c^2 + K_+ + K_- \quad (10)$$

La ecuación 10 muestra que existe un nivel mínimo de energía para la cual pueda ocurrir este proceso, puesto que la energía en reposo del electrón es de 511Kev, por tanto la radiación gamma deberá ser igual o mayor a 1,02Mev [17].

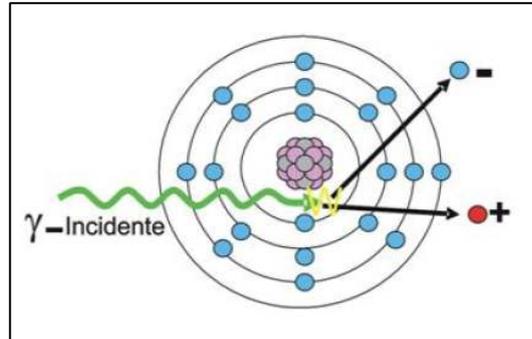


Figura 1.7 Producción de Pares.

## Capítulo 2

### Espectrometría Gamma

Para conocer la técnica usada en el análisis de la radiación gamma, llamada espectrometría gamma, se debe conocer previamente sobre los detectores de radiación, especialmente el detector de Yoduro de Sodio dopado con Talio (NaI (Tl)), el cuál es el detector usado en el presente trabajo y es uno de los detectores con mayor rendimiento, es decir, el conteo de partículas por unidad de tiempo que realiza es un poco más efectivo que otro detector sin dopaje.

#### 2.1 Detectores de Radiación

Un detector de radiación es un dispositivo que nos permite rastrear e identificar partículas de altas energías a través del registro de ciertas propiedades características de acuerdo al tipo de radiación estudiada y al detector utilizado. El proceso de detectar se lleva a cabo básicamente cuando la radiación pasa por el detector, interacciona con los átomos del material y de acuerdo a la cantidad de energía que transfiera a los electrones, se liberan una cierta cantidad de ellos y estos son recogidos y analizados electrónicamente [18]. Por tanto, la detección de partículas se realiza por la ionización que genera la radiación en el detector.

En un detector, la radiación gamma interacciona básicamente mediante los procesos descritos en la sección 1.1 (figura 2.1) y debido a estas interacciones, el detector puede obtener pulsos eléctricos y de allí el espectro del material radiactivo.

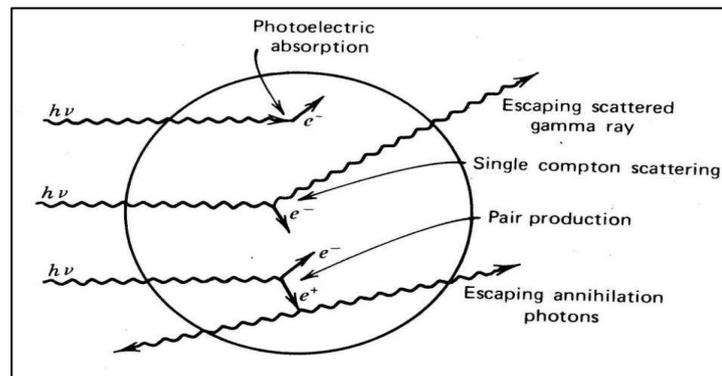


Figura 2.1 Interacciones del fotón en el detector

##### 2.1.1 Detectores de Centelleo

Existen diferentes tipos de detectores de radiación, cada uno diseñado de acuerdo al tipo de radiación a estudiar y al objetivo de dicho estudio. Cuando se habla de un detector de centelleo, se hace referencia a un detector activo y contador. Activo porque necesita un sistema electrónico en su funcionamiento para poder realizar una lectura de la radiación, y contador porque toma en

consideración las interacciones de partícula por partícula. Según los apuntes del Instituto Balseiro [19], un detector de centelleo es un detector de respuesta inmediata y según el tipo de fenómeno físico involucrado en la captura y conversión de energía, es un detector por excitación, el cual es utilizado en la espectrometría.

Los centelleadores presentan las propiedades de convertir la energía de las partículas constituyentes de la radiación, en energía lumínica, siendo esta transformación casi de manera inmediata y de forma lineal, es decir, la luz emitida debe ser proporcional a la absorbida; para ello el medio debe ser transparente a la luz que emite y el material de buena calidad óptica y su índice de refracción debe ser cercano al del vidrio ( $\sim 1,5$ ) para que se produzca un buen acoplamiento óptico con el fotodetector (Figura 2.2), donde los pulsos luminosos serán transformados en señales eléctricas [20].

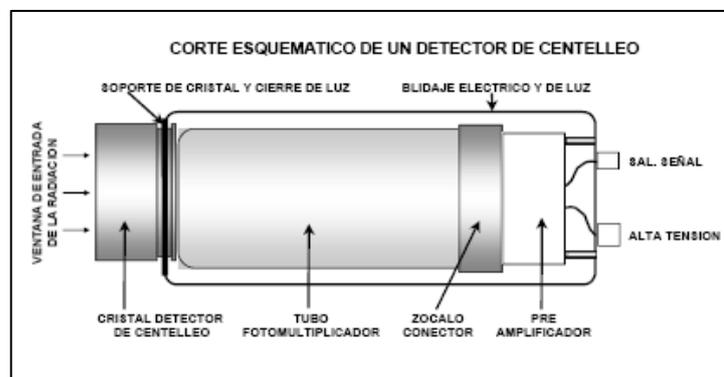


Figura 2.2 Composición de un detector de centelleo

En este orden de ideas, un detector centellador, es la unión de un material centellador a un sensor de luz, el cual puede ser utilizado en exploración petrolífera [7], en espectrometría de materiales [21], física médica [10], en enseñanza de la física [22], en astronomía y otros.

### 2.1.1.1 Detector de Centelleo de NaI (TI)

Es un detector centellador inorgánico, que está formado por un cristal no conductor de Yoduro de sodio y contiene pequeñas cantidades de impurezas de Talio, que sirven como activadores para aumentar la probabilidad de emisión de fotones. En el caso del NaI, la longitud de onda máxima de emisión cambia de los 303 nm del cristal puro a los 410 nm del cristal con impurezas [23].

El activador proporciona estados discretos de energía (Figura 2.3), de manera que si una radiación incidente, excita un electrón, ocasionando que éste salte desde la banda de valencia (generalmente llena en un aislante) hasta la banda de conducción (vacía), y en un momento dado cuando el electrón pierda su energía emitiendo un fotón, en vez de caer nuevamente a la banda de valencia, cae en los niveles energéticos intermedios, donde nuevamente puede desexcitarse emitiendo fotones con frecuencias comprendidas en el rango de luz visible. [19-20]. Si el detector no posee las impurezas, la banda de valencia al estar muy separada de la banda de conducción (4 o 5 eV), como en todo material no conductor, los fotones

emitidos son de frecuencias fuera del rango visible y así el detector sería poco eficiente.

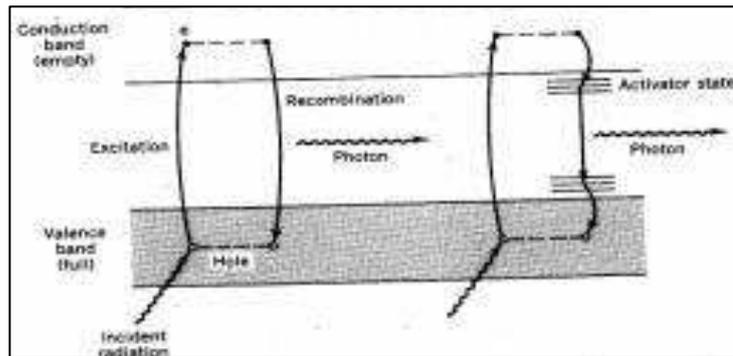


Figura 2.3 Bandas de energías en un material no conductor sin activador (izquierda) y con activador (derecha).

### 2.1.1.2 Proceso de Foto-multiplicación

El detector se acopla a un tubo llamado fotomultiplicador para poder transformar la señal recibida y obtener un espectro de la radiación incidente.

Los fotones que inciden en el centellador desprenden electrones por efecto fotoeléctrico del fotocodo. Los electrones son acelerados por una diferencia de potencial creciente hacia el primer electrodo llamado dinodo, donde se desprenden electrones secundarios (producto a la colisión), que vuelven a ser acelerados hacia el próximo dinodo, allí vuelven a desprenderse otros electrones, dándose así un efecto cascada y produciendo una multiplicación de electrones hasta que llegan al último dinodo llamado ánodo.

En cada dinodo aproximadamente se desprenden 5 electrones por cada fotón incidente [21], entonces en el ánodo se recogen aproximadamente de  $5^{10}$  hasta  $5^{14}$  electrones, los cuales generará un pulso eléctrico. En un tubo típico existen de 10 a 14 dinodos.

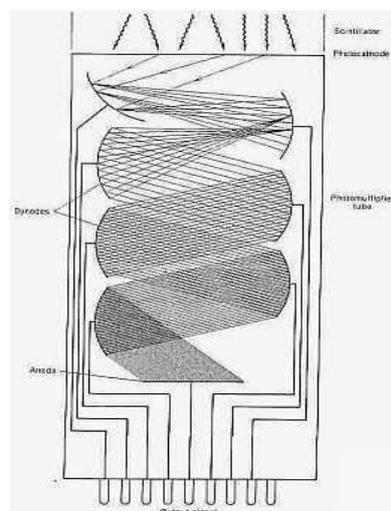


Figura 2.4 Esquema de un fotomultiplicador.

### 2.1.1.3 Proceso Electrónico

La carga recogida en el ánodo de un pulso de centelleo es todavía muy pequeña; para ello se conecta seguidamente del tubo fotomultiplicador, un preamplificador, el cual convierte este pulso en un impulso de tensión, acoplando la impedancia entre el tubo fotomultiplicador y el amplificador. El voltaje de salida del preamplificador es proporcional a la carga total transferida desde el ánodo a la entrada del preamplificador.

Luego, se conecta un amplificador puesto que la tensión de salida del preamplificador, son unas decimas de un voltio aproximadamente. Como el multicanal necesita una tensión mayor, se coloca éste dispositivo para amplificar la señal recibida, tratando de que su amplitud, sea proporcional a la energía transferida por el rayo gamma incidente.

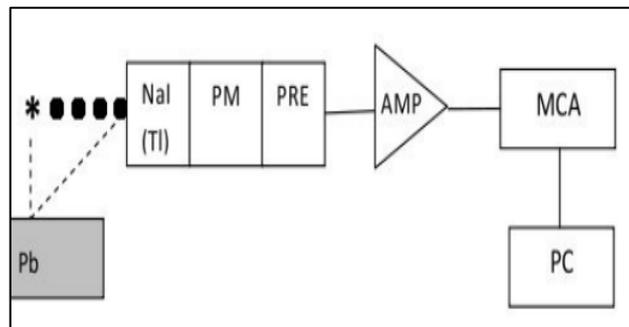


Figura 2.5 Elementos para la detección y análisis de la radiación gamma

A continuación del amplificador, se encuentra el analizador multicanal. Los pulsos obtenidos que tienen la información de la energía de la radiación incidente, son digitalizados y analizados por el multicanal. El pulso lo convierte en un canal y éste depende del número de cuentas detectadas. Al repetirse el proceso de recibir un pulso y asignar un canal, se genera un histograma (figura 2.6) del número de cuentas (número de sucesos registrados) en función del canal [21] (amplitud del voltaje del pulso analizado), es decir, en función de la energía de los rayos gamma.

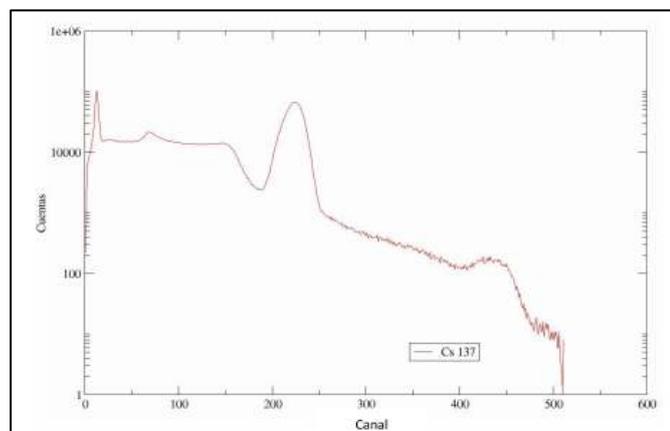


Figura 2.6 Histograma del Cs<sup>137</sup>

## 2.2 Técnica de Espectrometría gamma

Un método para la identificación de una fuente radioactiva es la espectrometría gamma; el cual consiste en la adquisición de la distribución energética de los fotones emitidos por la fuente. Dichos fotones interactúan con la materia mediante diferentes procesos y al interactuar con el material de un detector de centelleo, se obtiene un espectro de energías, que resulta de la agrupación de pulsos que llegan del tubo fotomultiplicador al multicanal, los cuales son almacenados y agrupados en cada canal según la energía que posean. La intensidad o altura de cada pulso determinado, se relaciona en el espectro obtenido mediante el número de cuentas.

Cuando se realiza la medición de una fuente radiactiva, en este caso el análisis de la dispersión Compton producida por una fuente de  $\text{Cs}^{137}$ , se obtiene una grafica que muestra la distribución de pulsos ubicados en cada canal (de acuerdo a la energía que tenga cada uno) en función de la intensidad, como se observa en el gráfico 2.1

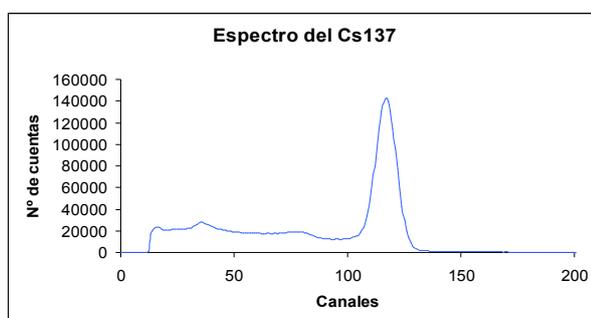


Gráfico 2.1 Espectro del  $\text{Cs}^{137}$  tomado a  $0^\circ$

Luego de obtener el espectro, se procede a realizar un ajuste por mínimos cuadrados con el software PEAKFIT. Primero se obtiene una sección de la curva para eliminar las zonas que no son de interés, para así enfocarse solamente en el pico característico de la fuente; para ello se realiza un corte en el grafico (indicado con las flechas en el gráfico 2.2) conservando siempre el mismo ancho para cada ángulo.

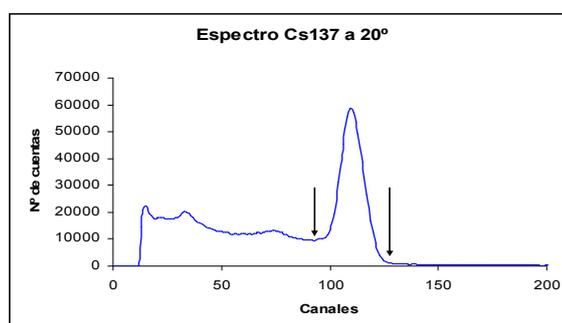


Gráfico 2.2 Espectro del  $\text{Cs}^{137}$  tomado a  $20^\circ$

Al realizar el corte se obtiene un grafico como el mostrado en el gráfico 2.3, el cual presenta un fondo proveniente de los diferentes procesos de interacción del

haz de rayos gamma con el tubo, como también de otros materiales radiactivos presentes en el ambiente y que puede incidir en los resultados.

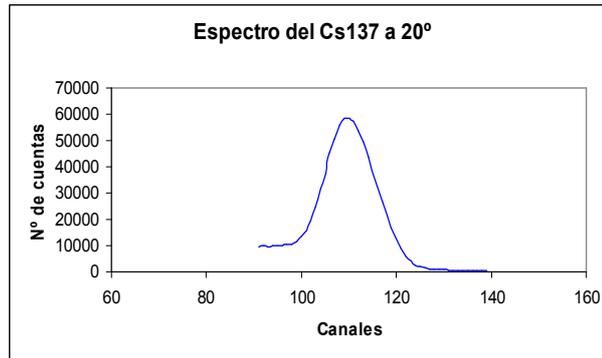


Gráfico 2.3 Sección de la curva del espectro del Cs<sup>137</sup> tomado a 20°

Con ayuda del software se sustrae el fondo (gráfico 2.4) y se ajusta la curva a una gaussiana, donde finalmente se obtiene la curva con la que se realizará el estudio y análisis de la fuente (gráfico 2.5).

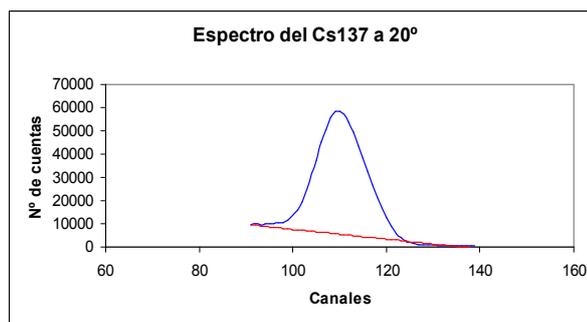


Gráfico 2.4 Sección de la curva del espectro del Cs<sup>137</sup> tomado a 20° con recta que resta el fondo.

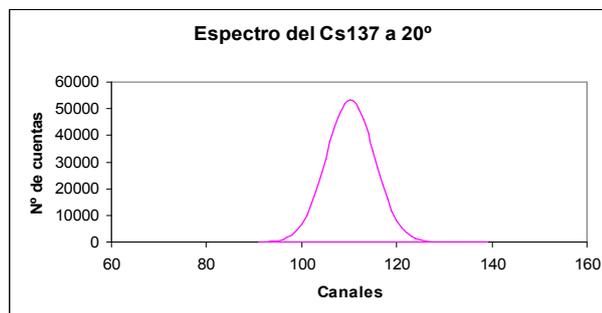


Gráfico 2.5 Curva ajustada a una gaussiana del espectro del Cs<sup>137</sup> tomado a 20°

Finalmente, el software proporciona datos importantes para su estudio, como la amplitud de la misma (relacionada con la altura del pico), el centro del pico (relacionado con el máximo y con el canal), el área analítica (relacionada con la intensidad), entre otros.

Archivo Edición Formato Ver Ayuda									
Fitted Parameters									
r^2	0.99781232	Coef	0.99755794	DF	945.388842	Fit	Std Err	F-value	5017.16298
Peak	Type	a0	a1	a2					
1	Gauss	53350.9689	110.236452	5.04220971					
B	Linear	Bg	28530.1027	-209.63518					
Measured Values									
Peak	Type	Amplitude	Center	FWHM	Asym50	FW Base	Asym10		
1	Gauss	53350.9689	110.236452	11.8734965	1.00000010	23.7672756	1.00000005		
Peak	Type	Anlytc Area	% Area	Int Area	% Area	Centroid	Moment2		
1	Gauss	6.743e+05	100.000000	6.7425e+05	100.000000	110.237842	25.3971334		
Total		6.743e+05	100.000000	6.7425e+05	100.000000				
Parameter Statistics									
Peak 1	Gauss	Amplitude	Std Error	t-value	95				
Param	Value	Std Error	t-value	95					
Amp	53350.9689	420.406202	126.903382	52503.6958	54198.2419				
Ctr	110.236452	0.04473089	2464.43657	110.146303	110.326602				
wid	5.04220971	0.05228304	96.4406376	4.93684017	5.14757926				
Baseline Linear Bg									
Param	Value	Std Error	t-value	95					
a0	28530.1027	1327.99412	21.4836061	25853.7064	31206.4990				
a1	-209.63518	10.8737155	-19.279075	-231.54971	-187.72065				

Figura 2.7 Datos obtenidos con el software para un espectro de Cs<sup>137</sup>

En el gráfico 2.6 se muestran las curvas obtenidas para cada variación de ángulo, ya ajustadas a una gaussiana con el software PEAKFIT. Se puede observar que para cada ángulo de incidencia, a medida que éste aumenta, la posición del máximo (energía) disminuye. También ocurre lo mismo con la intensidad.

Es importante destacar, que el pico de 20° está casi centralizado con el pico de 0°, producto a que la detección de radiación dispersada y también no dispersada, lo cual afectó en el numero de cuentas recibidas.

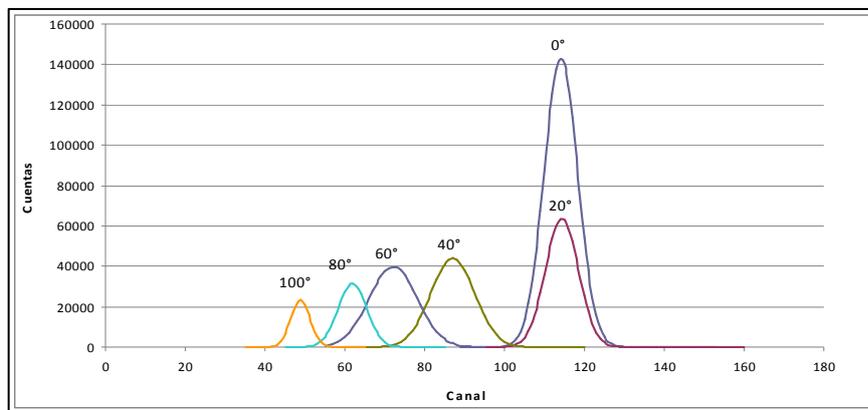


Gráfico 2.6 Corrimiento del pico de Cs<sup>137</sup> con respecto a la variación angular.

# Capitulo 3

## Montaje experimental

La dispersión Compton es un fenómeno físico que consiste en la desviación de un fotón mediante una colisión entre el fotón y un electrón. En el caso de esta investigación, el rayo gamma proviene de una fuente radioactiva de  $\text{Cs}^{137}$  con una actividad de  $500 \mu\text{C}$ , la fuente decae por desintegración  $\beta^-$  a Bario<sup>137</sup> y puede decaer en un porcentaje en radiación gamma con una energía de  $0,66 \text{ MeV}$ , como se muestra en la figura 3.1

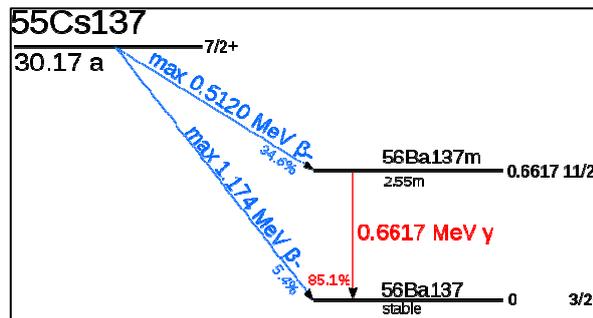


Figura 3.1 Desintegración radioactiva del  $\text{Cs}^{137}$

Para realizar la espectrometría gamma del  $\text{Cs}^{137}$  y estudiar el efecto Compton, se dispuso de un arreglo experimental como se muestra en la figura 3.2 para medir la energía en función del ángulo.

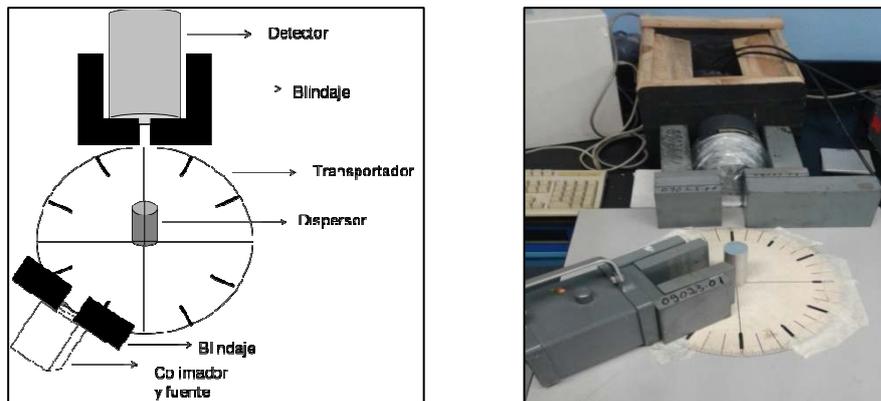


Figura 3.2. Arreglo experimental para la detección de dispersión Compton

La fuente de  $\text{Cs}^{137}$  se introdujo en el colimador y este se movía angularmente cada  $20^\circ$  desde  $0^\circ$  hasta  $100^\circ$ , de manera que el detector permanecía en una posición fija, a  $(24,5 \pm 0,1) \text{ cm}$  del dispersor; mientras que el dispersor se colocó a  $(16,5 \pm 0,1) \text{ cm}$  desde la fuente. La distancia fuente-dispersor y la distancia dispersor- detector se mantuvieron constantes. El detector utilizado fue un detector de centelleo de yoduro de sodio dopado con talio ( $\text{NaI}(\text{Tl})$ ), de  $11 \text{ cm}$  de

diámetro, pero debido al blindaje construido con las placas de plomos tenía aproximadamente  $(4 \pm 0,1)$  cm de apertura.

Asimismo, se blindó el colimador por los lados con placas de plomo, para evitar la dispersión de la radiación y que el haz de rayo gamma se asegurara en la dirección fuente - dispersor. El colimador tenía un diámetro de  $(3,7 \pm 0,1)$  cm

Para determinar la geometría del dispersor que resultaría más eficiente, se realizaron varias pruebas con placas metálicas cuadradas de aluminio con espesores de 1mm, 4mm, 0,1 mm, entre otras; sin embargo se observó que los espectros obtenidos no cambiaban significativamente en comparación del espectro tomado sin dispersor. Por ello, se utilizó el dispersor cilíndrico de aluminio de  $(3,2 \pm 0,1)$  cm de diámetro.

### 3.1 Instrumentos utilizados

- a) Detector de NaI (Tl)

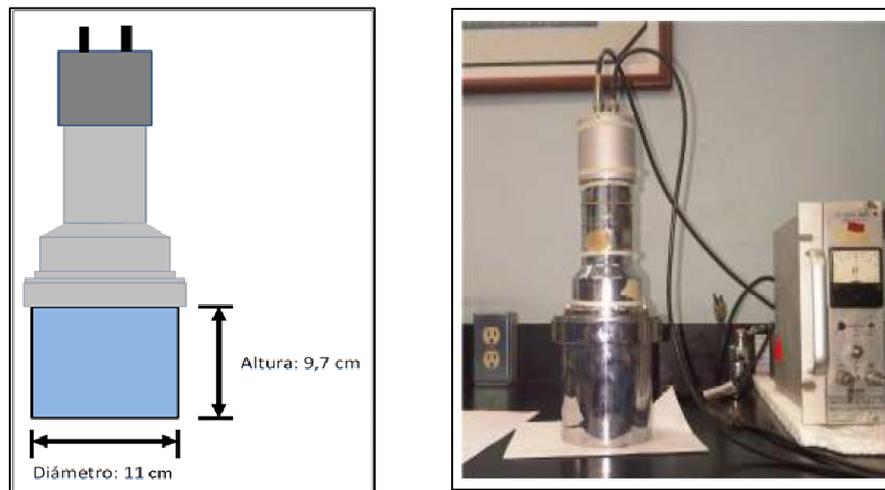


Figura 3.3 Detector de NaI (Tl) Modelo 4H4/5

- b) EL NIM (Nuclear Instrument Module) tiene una entrada de voltaje de 115v y un voltaje de salida de -12 v... +12v o -24v... +24v.



Figura 3.4 NIM ORTEC modelo 484.

Dentro del NIM se encuentra la fuente voltaje con un rango de salida de -3kV...+3kV (figura 3.5), el amplificador (figura 3.6), el analizador monocanal (figura 3.7) y el contador (imagen 3.8).



Figura 3.5 Fuente de voltaje



Figura 3.6 Amplificador



Figura 3.7 Analizador monocanal



Figura 3.8 Contador

### 3.2 Calibración del detector

Los modernos espectrómetros son totalmente digitales e informatizados; la señal proveniente del amplificador es en esencia, una lista de números de pulsos clasificados en un rango de alturas; cada una es función de la energía con la que se originó cada pulso y es también llamada canal. El software utilizado en esta investigación, clasifica las alturas de los pulsos en 1024 canales.

La calibración del detector permite estudiar el espectro tomado de la fuente radioactiva, en términos de la energía del fotón que originó el pulso, por tanto, el objetivo al calibrar, es derivar una relación entre la posición del pico en los canales y la energía del fotón gamma correspondiente. Es por ello que, la calibración de la energía consiste en obtener un espectro de una fuente muy bien conocida y comparar la posición del pico (canal) con la energía que debe tener ese pico. Los datos necesarios para la calibración provienen de obtener un espectro con emisiones energéticas conocidas, de uno o varios elementos, donde el valor de

la energía de las emisiones gamma y el espectro de la fuente utilizada provienen del catálogo de espectros [24].

Los elementos usados en esta calibración fueron  $\text{Co}^{60}$ ,  $\text{Cs}^{137}$  y  $\text{K}^{40}$  y las energías de los picos obtenidas en cada espectro se muestran en la tabla 3.1.

Canal	Energía (keV)	Línea
110	662	Fotopico Cs-137
192	1173	Fotopico Co-60
217	1333	Fotopico Co-60
238	1460	Fotopico K-40

Tabla 3.1 Valor del canal en función de la energía de la emisión del fotopico para los elementos usados en la calibración.

El siguiente paso luego de tomar los espectros, es encontrar una relación entre la energía y el canal que ajuste bien a los datos. Es importante destacar que esta relación es netamente empírica y que los espectros tomados para cada fuente radioactiva fueron realizados bajo las mismas condiciones geométricas que se iban a usar para el experimento Compton.

Los modernos convertidores Analógico-Digital que posee la tarjeta multicanal poseen una respuesta lineal, permitiendo usar una relación de la forma:

$$E = a \cdot \#canal + b$$

Siendo  $a$  la pendiente de la ecuación lineal,  $b$  la energía de corte de la recta y  $\#canal$  la posición del canal. Al ajustar los datos de la tabla 3.1, se obtiene la ecuación 11.

$$E \text{ (keV)} = 6,247\#canal - 25,89 \quad (11)$$

Notoriamente, corresponde a la ecuación de una recta que define para este detector la relación canal-energía, la cual fue utilizada para obtener las energías de cada espectro tomado en la experiencia de este trabajo y representa la función matemática que describe el grafico 3.1.

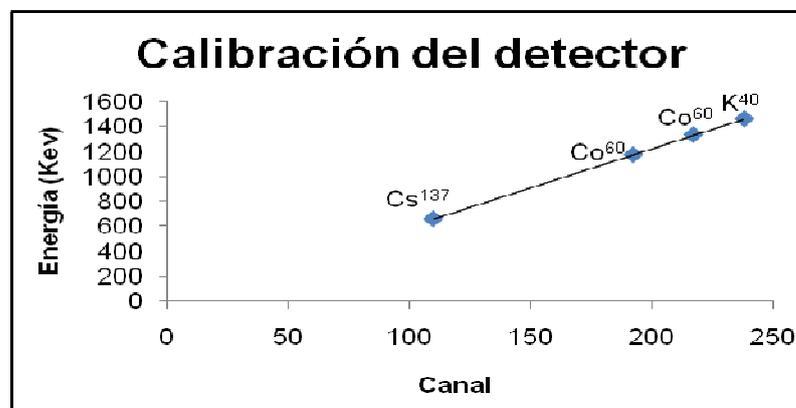


Gráfico 3.1 Calibración del detector de NaI (Tl) con fuentes de  $\text{Co}^{60}$ ,  $\text{Cs}^{137}$  y  $\text{K}^{40}$

# Capítulo 4

## Resultados y Discusión

Una de las formas más directas de observar el efecto Compton, es reproduciendo el experimento de incidir un haz de radiación gamma sobre un dispersor y obtener el espectro a diferentes ángulos. En tales espectros se evidencia el corrimiento Compton, puesto que al variar el ángulo del detector con respecto al dispersor (Figura 4.1a), resulta un desplazamiento del pico hacia la izquierda (menores energías). La variación producida es garantía del cambio en la longitud de onda y por ende de la energía que sufren los fotones al impactar con el dispersor.

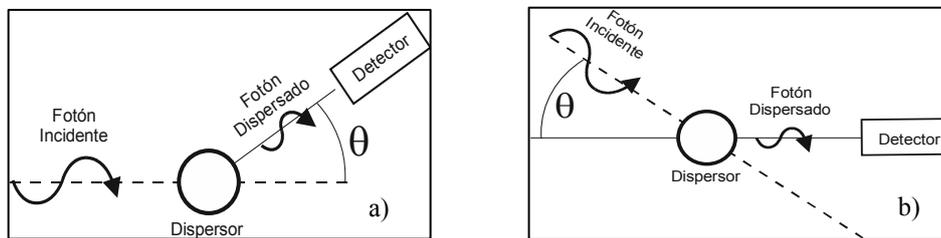


Figura 4.1 a) Esquema del efecto Compton con dispersor. b) Geometría usada en el montaje experimental.

La geometría utilizada para la toma de datos, corresponde a la figura 4.2b. La variación angular realizada es de la fuente con respecto al dispersor, cada 20° medido desde la línea imaginaria que conecta el dispersor con el detector.

### 4.1 Dependencia angular de la energía

Mediante la ecuación  $\frac{1}{E} = \frac{1}{E_0} + \frac{1}{E_c} (1 - \cos \theta)$ , se obtuvieron de forma teórica, los valores de las energías en función del ángulo como se muestran en la tabla 4.1.

$\theta$ (°)	0	10	20	30	40	50	60	70	80	90	100	110	120	130
E (keV)	662	650	615	566	511	456	406	361	324	292	267	246	229	215

Tabla 4.1 Energías para cada variación de ángulo calculadas con la ecuación de Compton.

Luego, de forma experimental, para cada variación angular, el espectro fue tomado 9 veces seguidas, cada una en un intervalo de tiempo igual (500s), luego se realizó la conversión de canal a energía mediante la relación obtenida en la calibración del detector y se promediaron para así obtener un valor aproximado al real. Los valores obtenidos de las energías se muestran en la tabla 4.2. Sin

embargo, se descartaron algunos datos que estaban fuera del orden de magnitud, y por ello, para cada dispersión tomada se muestran diferentes números de datos de energías.

Ángulo (°)	Energía (keV)		Promedio(keV)
0	691	683	683
	682	673	
	675	686	
	688		
20	665	665	666
	678	670	
	666	651	
40	483	484	484
	481	485	
	489	484	
	483		
60	425	431	425
	420	427	
	423		
80	354	339	344
	343	359	
	333	343	
	339		
100	276	275	275
	277	280	
	272	274	
	275	274	

Tabla 4.2 Energías obtenidas por cada dispersión angular.

En el gráfico 4.1 se muestra la comparación entre la energía obtenida experimentalmente mostrada en la tabla 4.2 y las energías teóricas de la tabla 4.1.

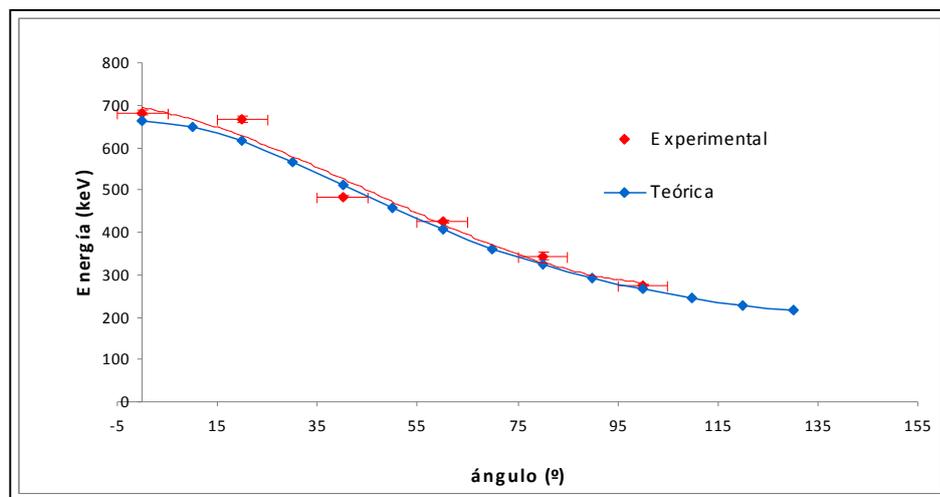


Gráfico 4.1 Energía en función del ángulo.

Como se observa en el gráfico 4.2, la energía obtenida de forma experimental, casi corresponde a la que se esperaría teóricamente mediante la ecuación de Compton; sin embargo si se puede señalar que a medida que el ángulo aumenta, la energía disminuye para las dos curvas.

Las barras de error presentes en el gráfico 4.2, corresponden al error geométrico cometido posiblemente por tener la fuente dentro de un colimador de aproximadamente 10 cm de ancho. Se consideró un margen de error de  $\pm 5^\circ$  para cada medida angular.

Luego, se calculó el inverso de cada energía promedio, también se determinó el coseno para cada ángulo y la diferencia entre 1 y este valor, para construir la tabla 4.3 y así realizar el gráfico del inverso de la energía en función de  $1 - \cos \theta$ .

Ángulo ( $^\circ$ )	$1 - \cos \theta$	Energía (keV)	$1/E$ (keV $^{-1}$ )
0	0	683	0,00146
20	0,060	666	0,00150
40	0,233	484	0,00207
60	0,5	425	0,00235
80	0,83	344	0,00291
100	1,17	275	0,00363

Tabla 4.3 Valores del inverso de la Energía y de  $(1 - \cos \theta)$ .

Asimismo, se graficó  $1/E$  vs  $1 - \cos \theta$  para estudiar la linealidad de la función y comprobar lo predicho teóricamente por el efecto Compton. En el gráfico 4.2 se muestra tal curva con sus respectivas barras de error, tanto para el inverso de la energía como para el error angular.

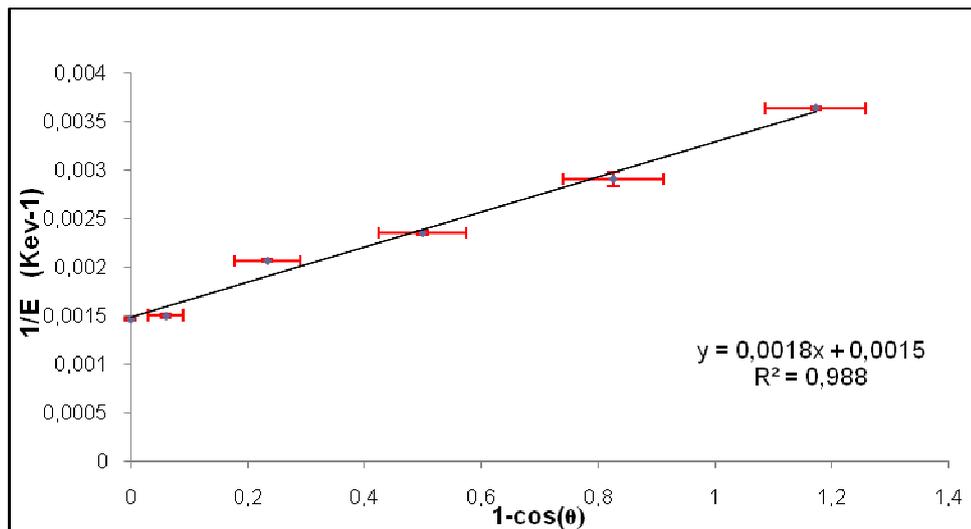


Gráfico 4.2 Relación entre  $1/E$  y  $1 - \cos \theta$  con los datos obtenidos experimentalmente

Es notorio que la función presente en el gráfico 4.2, corresponde con la ecuación de la recta como se había comentado teóricamente en el capítulo 1. Esta ecuación, arroja el valor del corte en el eje de las ordenadas y muy importante el valor de la pendiente, puesto que se aproxima mucho al valor teórico, teniendo apenas una diferencia de  $0,0011 \text{ keV}^{-1}$  con respecto al obtenido experimentalmente.

Para determinar los errores estadísticos y experimentales cometidos se hizo uso de cálculos básicos, como los utilizados en cualquier experiencia de laboratorio.

En primer lugar, se calculó la desviación estándar o sigma para obtener el error estadístico de las energías, para ello se utilizó la ecuación 11 y los resultados se muestran en la tabla 4.4.

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum(x-\bar{x})^2}{n}} \quad (11)$$

Las variables  $X$  y  $X_i$  corresponden al valor promedio de la energía y a cada valor de energía tomado en cada espectro. El factor n corresponde al número de datos considerados para cada ángulo.

$\theta$ (°)	0	20	40	60	80	100
$\sigma$ (keV)	6	8	2	4	8	1

Tabla 4.4 Valores de la desviación estándar para las energías obtenidas en cada variación angular.

En segundo lugar, se calculó por derivadas parciales el error de cada energía y de  $1 - \cos\theta$  para así obtener las barras de error presentes en el gráfico 4.2. A continuación se muestra el procedimiento para calcular tales errores.

Si  $y = \frac{1}{E}$  entonces  $\Delta y = \left| \frac{\partial y}{\partial E} \right| \Delta E$  donde  $\Delta E = \sigma$

Por lo tanto, se obtiene que  $\Delta y = \frac{1}{E^2} \Delta E$  (12)

De esta forma, se puede presentar la medida como  $Y = y \pm \Delta y$ .

Sustituyendo en la ecuación 12 los datos de los promedios de la energía y del  $\sigma$ , resultaron los valores presentes en la tabla 4.5.

$1/E$ (keV <sup>-1</sup> )	Error (keV <sup>-1</sup> )
0,00146	$1 \times 10^{-5}$
0,00150	$1 \times 10^{-5}$
0,00207	$1 \times 10^{-5}$
0,00235	$2 \times 10^{-5}$
0,00291	$7 \times 10^{-5}$
0,00363	$1 \times 10^{-5}$

Tabla 4.5 Valores del inverso de la energía con su respectivo error.

De igual manera, se determinó el error para los datos del eje de las abscisas, como se muestra a continuación:

Si  $x = 1 - \cos \theta$ , entonces  $\Delta x = \left| \frac{\partial x}{\partial \theta} \right| \Delta \theta$ , donde  $\Delta \theta = 5^\circ$  y representa el error

cometido en cada medida angular, producto del ancho del colimador.

$$\text{Por tanto, } \Delta x = \sin \theta \Delta \theta \quad (13)$$

De esta forma, se puede presentar la medida como  $X = x \pm \Delta x$ .

Sustituyendo en la ecuación 13 los valores de los ángulos utilizados (en radianes) y del  $\Delta \theta$ , resultaron los valores presentes en la tabla 4.6.

$1 - \cos \theta$	Error
0	0
0,06	0,03
0,23	0,06
0,5	0,08
0,83	0,09
1,17	0,09

Tabla 4.6 Valores de 1- con su respectivo error.

## 4.2 Dependencia de la intensidad del pico Compton en función del ángulo.

Con el software PEAKFIT, se obtuvo el área bajo la curva de cada espectro tomado y de allí, el número de cuentas o la intensidad de la radiación dispersada para cada ángulo. Al igual que en el estudio de la dependencia angular de la energía, se tuvo que descartar ciertos espectros (de los 9 que se tomaron por cada ángulo) que afectan estadísticamente con los promedios. Las intensidades consideradas se muestran en la tabla 4.7.

Ángulo (°)	Cuentas	Yield (cuentas/s)
0	1491857	2984
20	725738	1453
40	46336	93
60	21239	43
80	7358	15
100	4521	9

Tabla 4.7 Número de cuentas obtenidas en la dispersión angular.

A partir del número de cuentas se obtiene el rendimiento del detector (también llamado Yield), es decir el número de cuentas por cada segundo, para ello se toma el promedio de la intensidad (cuentas) y se divide entre el tiempo de exposición

(500s), para así graficar el número de cuentas por segundo en función del ángulo como se muestra en el gráfico 4.3. Cabe destacar que las cuentas obtenidas a 20° no se tomaron en cuenta para la graficación, porque como se evidencia en la tabla 4.7, están fuera de orden. Por configuración geométrica, se atribuye como respuesta a este desnivel, la captura de radiación dispersada y no dispersada (directa).

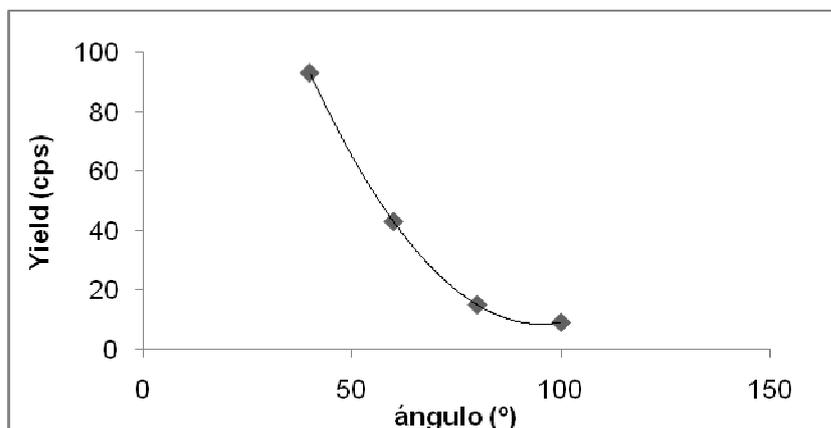


Gráfico 4.3 Yield en función del ángulo.

Se puede observar en el gráfico 4.3, que a medida que el ángulo aumenta, las cuentas por unidad tiempo disminuyen, es decir, que existe mayor detección de fotones cuando el ángulo de dispersión es más pequeño.

Al igual que la comparación teórico-experimental que se realizó con la energía, también se puede realizar para los valores de intensidades medidas y las calculadas con la ecuación de dispersión angular propuesta por Klein-Nishina. Los valores obtenidos al sustituir en la ecuación 7 presente en el capítulo 1, se presentan en la tabla 4.8.

Ángulo (°)	Probabilidad de sección eficaz ( $m^2/sr$ ) $\times 10^{-30}$
20	3,88
40	2,21
80	1,47
10	1,22

Tabla 4.8 Valores de probabilidad de la radiación dispersada de sección eficaz Klein-Nishina.

Para el uso de la ecuación de Klein Nishina se consideró, el radio clásico del electrón como  $2,85 \times 10^{-15} m$  y una relación entre la energía del fotón incidente (662 keV) y la energía del electrón igual a  $\alpha = 1,293$ . A continuación se muestra en el grafico 4.4 los datos obtenidos y calculados presentes en las tablas 4.7 y 4.8.

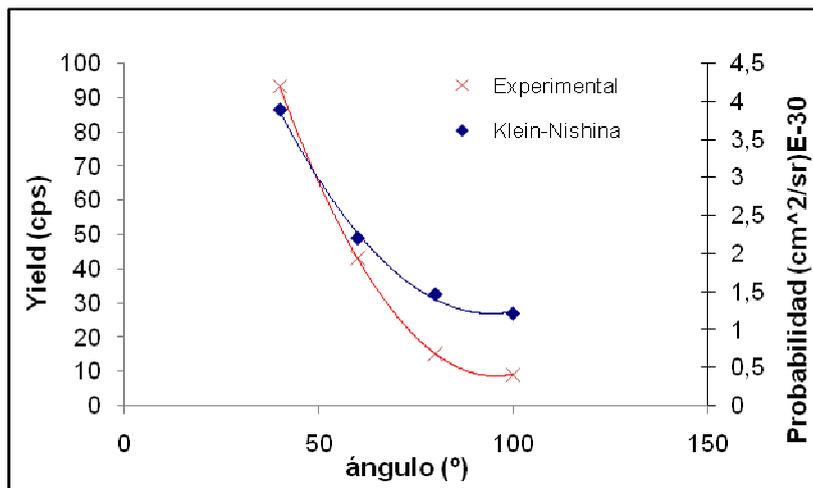


Gráfico 4.4 Comparación entre el yield y la probabilidad de la sección eficaz de Klein-Nishina en función del ángulo.

En el gráfico 4.4 se muestra que a medida que el ángulo aumenta, disminuye la probabilidad de detectar radiación dispersada y justamente según los datos obtenidos en el experimento, fueron detectándose menos fotones a medida que el ángulo aumentaba.

Análogamente a la figura 1.6, se muestra el gráfico 4.5 para estudiar el comportamiento que tienen las cuentas por segundo (Yield) en conjunto a la probabilidad predicha por Klein-Nishina como se presentó en el gráfico 4.4, con la diferencia de estar graficado de forma polar.

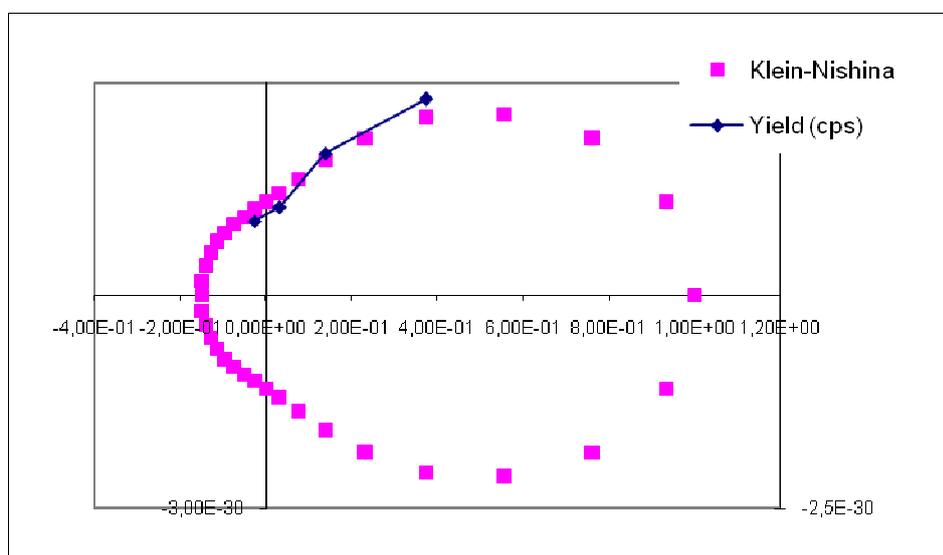


Gráfico 4.5 Comparación polar entre el yield y la probabilidad de la sección eficaz de Klein-Nishina en función del ángulo.

Según el gráfico 4.5, la curva teórica correspondiente a la ecuación de Klein-Nishina muestra como es probable que una radiación que es dispersada a cierto

ángulo, puede ser detectada a  $360^\circ$  pero con diferentes intensidades, es decir, para ciertos ángulos el detector puede obtener más cuentas por segundo que para otros ángulos. Según los resultados obtenidos, se puede notar que los puntos experimentales se encuentran próximos a los teóricos y a pesar de sólo ser cuatro datos, se acercan a lo esperado.

# Capítulo 5

## Conclusiones y Recomendaciones

En base a los resultados experimentalmente obtenidos se puede concluir que:

1. La dispersión angular Compton es un fenómeno que se puede reproducir fácilmente en un laboratorio, usando una fuente de rayos gamma como la del  $\text{Cs}^{137}$  y haciendo uso de un detector de radiación gamma.
2. La técnica de espectroscopia gamma es una técnica que se puede aprender cómodamente en poco tiempo, la cual puede ser empleada en diferentes niveles de educación y para diferentes áreas de conocimiento.
3. A medida que el ángulo de dispersión aumenta, el número de cuentas detectadas disminuyen y la posición del pico central va disminuyendo de canal.
4. Al graficar la energía en función del ángulo, se demuestra que la energía disminuye a medida que el ángulo de dispersión aumenta. Justamente lo esperado matemáticamente por el efecto Compton.
5. Al graficar el inverso de la energía en función de  $1 - \cos\theta$ , se muestra la linealidad que existe en la ecuación de Compton y las barras de error aseguran que los puntos experimentales se aproximan en gran medida a una función lineal.
6. El valor de la pendiente en el gráfico del inverso de la energía en función de  $1 - \cos\theta$ , representa el inverso de la energía asociada a la longitud de Compton, el cual tiene un valor teórico de  $0,0019\text{keV}^{-1}$  y se obtuvo de la experimentación un valor de  $0,0018\text{ keV}^{-1}$ .
7. Existe más probabilidad de detectar radiación dispersada para ángulos pequeños de dispersión. El rendimiento del detector, es decir, el número de fotones detectados por segundo, va disminuyendo a medida que el ángulo aumenta.
8. Tanto la distancia entre la fuente y el dispersor como la del dispersor al detector, se deben tomar de acuerdo a la actividad de la fuente, para así poder tener una mejor recepción de fotones y con ello un mejor espectro.
9. Es importante también, que de acuerdo a la actividad de la fuente, se considere un tiempo de exposición prudente para poder tomar un mejor espectro, es decir, uno que ya estén bien formados los picos.
10. Con respecto al dispersor, hay que estudiar el material y la geometría del mismo. Para este trabajo resultó más conveniente usar uno de aluminio, por el número de electrones libres que posee, y de forma cilíndrica para minimizar los efectos de borde.
11. A partir del efecto Compton y los datos obtenidos de la energía, se puede calcular la masa del electrón, comparándolo con su valor establecido a través de una práctica de laboratorio.

## Referencias Bibliográficas

- [1] Eisberg, R. y Resnick, R. Física Cuántica. Editorial Limusa. 2011.
- [2] Cabrera, O.; Arroyo, S. y Espindola, O. (2012). Espectroscopía gamma. Caracterización de fuentes radiactivas y calibración de un centellador de NaI. Instituto Balseiro. Disponible en: [http://www.ib.edu.ar/FisicaExperimental/images/f/fe/IPFN2012\\_Lab01\\_G4.pdf](http://www.ib.edu.ar/FisicaExperimental/images/f/fe/IPFN2012_Lab01_G4.pdf).
- [3] Audicio, P. Espectroscopia de Radiación gamma. Centro de Investigaciones nucleares. Disponible en: [http://www.cin.edu.uy/archivos/CBMRI/teorico\\_espectrometria\\_gamma.pdf](http://www.cin.edu.uy/archivos/CBMRI/teorico_espectrometria_gamma.pdf)
- [4] Instituto Balseiro. Informe 3. Espectroscopia Gamma. Mediciones Nucleares 2007.
- [5] Reisin, H. y Ferrara, S. (2004). Estudio de la cinemática relativista del electrón: el efecto Compton. Universidad de Buenos Aires. Disponible en: [http://www.fisicarecreativa.com/informes/infor\\_mod/compton2k4.pdf](http://www.fisicarecreativa.com/informes/infor_mod/compton2k4.pdf)
- [6] Interacción de la radiación con la materia. Disponible en: <http://www.famaf.unc.edu.ar/~trincavelli/papers/Apunte.pdf>
- [7] Noriega, L. (2010). Aplicación de sistemas radioactivos en la industria petrolera.
- [8] Medina, S. y Reyes P. (2012). Radiaciones ionizantes y efectos sobre la materia. Revista ciencia e ingeniería Neogranadina. No 12.
- [9] Santos, S. y Perez, J. (2012). Estudiando el fenómeno de la radiactividad a través de noticias de prensa: el caso del espía ruso envenenado. Revista Eureka sobre Enseñanza y Divulgación de las Ciencias 9(2), 294-306.
- [10] Ros, Ana. (2012). Optimización de Cristales centelleadores para la determinación de la DOI en tomografía de rayos gamma.
- [11] Azorín, Claudia. (2009). Simulación de la interacción de fotones en la materia usando el método Monte Carlo.
- [12] Meyerhof, W. (1998). Elements of nuclear physics. McGraw-Hill, Inc.
- [13] Cassini, A.; Levinas, A. y Pringe, H. (2013). Einstein y el Efecto Compton. Scientiæ zudia, São Paulo, v. 11, n. 1, p. 185-209.
- [14] Quirola, J. (2015). Análisis temporal y espectral de la estructura interna de la ráfaga de los rayos gamma con  $z$  cercano a 1. Quito.

- [15] Amaya, F. (2005). Uso del método Monte Carlo en la optimización de radiación en una mano humano en radiodiagnóstico. Lima.
- [16] Fontal, B. (2005). El espectro electromagnético y sus aplicaciones. ULA-Mérida.
- [17] Argañaraz, M. y Masias, J.(2009). Estudio de la atenuación de la radiación gamma a través de la materia y el efecto Compton.
- [18] Laboratorio de Física Nuclear y de partículas. Apuntes de la Universidad de Valencia.
- [19] Instituto Balseiro. Protección radiológica. Principios de detección de la radiación.
- [20] Knoll, Glenn. (2000). Radiation Detection and Measurement.
- [21] San Emeterio, L. (2015). Determinación de elementos radioactivos en muestras de carbón mineral natural e incinerado mediante detectores de INa (TI) y GeHP.
- [22] Soto, R; Torres, E.; Baltuano, O. y Rojas, J. (2004). La espectrometría gamma en la enseñanza experimental de la física. Revista de Investigación de Física 17, 141702751.
- [23] Laboratorio de física nuclear y de partículas. Apuntes de introducción. Disponible en: [http://labrad.fisica.edu.uy/docs/detectores\\_uv.pdf](http://labrad.fisica.edu.uy/docs/detectores_uv.pdf)
- [24] SCINTILLATION SPECTROMETRY, GAMMA – RAY SPECTRUM CATALOGUE. R. L. Heath. Segunda edición. Vol. 1. 1997. Ray Spectrometry Center ,Idaho National Engineering & Environmental Laboratory.