

Espectroscopía Gamma de baja resolución utilizando un centellador de NaI(Tl)

Di Paolo Agustín,¹ Fabre Ignacio,¹ Mangussi Franco,¹ y Sesin Pablo Ezequiel¹

¹*Instituto Balseiro, Comisión Nacional de Energía Atómica, 8400 Bariloche, Argentina*
(Fecha: 5 de marzo de 2014)

Se estudió el espectro de emisión γ de las fuentes ^{22}Na , ^{133}Ba , ^{241}Am , ^{137}Cs y ^{60}Co a través de un centellador de NaI(Tl). Se calibró en energía el dispositivo experimental y se estudió el espectro típico del ^{137}Cs , identificando cada región del mismo. Se determinó el coeficiente de atenuación para el plomo en la energía del ^{137}Cs y se estudiaron las causas del pico de backscattering para esta misma muestra. Se analizó también el espectro de la sal light determinando el pico de ^{40}K .

I. INTRODUCCIÓN

En las numerosas aplicaciones en donde se utilizan materiales radiactivos, es importante conocer como interactúa la radiación electromagnética γ con la materia. Los mecanismos de interacción γ , son fuertemente dependientes de la energía de la radiación y del material con el que interactúa.

La interacción puede pensarse como un proceso de atenuación o pérdida de energía de la radiación incidente a medida que atraviesa el medio material. Cuando radiación γ de intensidad I atraviesa un espesor Δx de un material, es sabido que el cambio de intensidad ΔI puede escribirse como

$$\Delta I = -\mu \Delta x, \quad (1)$$

donde μ se conoce como coeficiente de absorción o sección eficaz total. Se observa que μ es sólo función de la energía del rayo γ incidente y del material en estudio. Una integración directa de 1 para radiación monoenergética da la intensidad de radiación remanente a una cierta longitud x de material, al haber incidido con un haz de intensidad I_0 en $x = 0$,

$$I(x) = I_0 e^{-\mu x}. \quad (2)$$

Dado además que $I = h\nu N$, donde N es el número de fotones que atraviesan la unidad de área en la unidad de tiempo, y $h\nu$ la energía de cada fotón, en estos términos, 2 se escribe como $\frac{N}{N_0} = e^{-\mu x}$. Es decir que el número de fotones que a una profundidad x no interactuaron con la materia decae exponencialmente.

Por otro lado, μ puede dividirse en tres contribuciones independientes según sea el proceso por el cual el fotón γ interactúa con un átomo del material. En efecto $\Delta I = -(\sigma + \tau + \kappa)\Delta x$, es decir,

$$\mu = \sigma + \tau + \kappa, \quad (3)$$

donde σ es la sección eficaz asociada al efecto Compton, τ a fotoeléctrico y κ a creación de pares, siendo estos últimos procesos por los cuales la radiación interactúa con la materia. En el rango de energías en el cual se ha trabajado, $\kappa \ll \sigma, \tau$. Para un material de densidad

ρ es útil definir el coeficiente másico de absorción como $c_{masico} = \frac{\mu}{\rho}$.

A continuación se describen en mayor detalle los mecanismos de interacción γ .

Efecto Fotoeléctrico

En la absorción fotoeléctrica, un fotón colisiona con un átomo de material y es completamente absorbido por el mismo. En su lugar, un fotoelectrón es emitido desde una de las capas más ligadas del átomo⁷.

El fotoelectrón adquiere una energía

$$E_{e-} = h\nu - E_b, \quad (4)$$

siendo $h\nu$ la energía del fotón incidente y E_b la energía de ligadura del electrón en el átomo. Cuando $h\nu \gg E_b$ se tiene $E_{e-} \approx h\nu$. En general, esta aproximación es válida ya que las energías de ligadura son del orden de los eV , mientras que las energías γ son del orden de los cientos de KeV , incluso MeV .

El átomo se ioniza pero rápidamente se reacomoda absorbiendo un electrón libre del medio o bien distribuyendo los electrones de otras capas del átomo. En este proceso pueden generarse rayos X característicos del material, que generalmente son absorbidos también por efecto fotoeléctrico con átomos vecinos.

No existe una expresión analítica cerrada para la probabilidad de absorción fotoeléctrica por átomo τ , en función de la energía del rayo γ . Sin embargo, en la región de presente interés, que va de 0.35 Mev a 2 Mev Hulme, McDougall, Buckingham y Flower obtuvieron una solución exacta para dicho problema². Como resultado, se sabe que una buena aproximación es

$$\tau \propto \frac{Z^n}{E_\gamma^{3,5}},$$

siendo Z el número atómico y n una constante que varía entre 4 y 5.

Dispersión Compton

El fotón γ colisiona con un electrón del material y es deflectado un ángulo θ , transfiriendo una porción de su

energía a dicho electrón. El electrón se dispersa con un ángulo ϕ . En la Figura 1, se esquematiza el proceso.

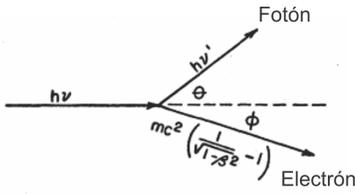


Figura 1. Dispersión Compton. Un fotón de energía $h\nu$ colisiona con un electrón del material dando como resultado un fotón de menor energía y el mismo electrón en movimiento.

De plantear la conservación del impulso y energía relativistas se demuestra¹ que

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_0c^2}(1 - \cos\theta)}, \quad (5)$$

donde $h\nu'$ es la energía del fotón dispersado y $\alpha = \frac{h\nu}{m_0c^2}$ el cociente entre la energía del fotón incidente y la energía de la masa en reposo del electrón (0.511 MeV). Puede verse también que

$$\begin{aligned} E_{e-} &= h\nu - h\nu' \\ &= h\nu \left(\frac{2\alpha}{1 + 2\alpha + (1 + \alpha)^2 \tan^2 \phi} \right). \end{aligned} \quad (6)$$

Siendo $\theta, \phi \in [0, \pi]$ la máxima energía transferida al electrón se da para $\theta = \pi$ y ésta es

$$E_{e-max} = h\nu \left(\frac{2\alpha}{1 + 2\alpha} \right), \quad (7)$$

menor a la energía del fotón incidente. Es decir que existe una energía máxima que es posible transferir de un fotón γ a un electrón por efecto Compton y esta es siempre menor a la energía del fotón incidente.

La probabilidad de scattering Compton por átomo de material depende del número de electrones disponibles y por lo tanto, linealmente de Z .

Creación de Pares

Para que este proceso sea energéticamente posible, la energía del rayo γ incidente debe ser mayor a dos veces la energía de la masa en reposo del electrón (1.02 MeV). En dicho proceso, el fotón γ desaparece dando lugar a la creación de un par electrón-positrón. Cualquier exceso de energía del fotón γ respecto a la masa en reposo de las dos partículas creadas se distribuye en energía cinética de las mismas, en efecto

$$E_{e-} + E_{e+} = h\nu - 2m_e c^2. \quad (8)$$

La energía cinética de ambas partículas es cedida al medio mediante colisiones inelásticas, y cuando la energía del positrón es suficientemente baja, éste se aniquila con algún electrón del material emitiendo dos fotones γ con energía $m_e c^2$ cada uno, que luego interactúan con el medio material o escapan del mismo.

Para entender la importancia relativa entre los procesos comunes de interacción de la radiación γ con la materia en función de E_γ y Z , se incorporó la Figura 2. En la misma, las curvas señalan los puntos de igual probabilidad de ocurrencia de dos procesos de interacción. Puede observarse que en todo el rango de energías y para Z pequeños, la sección eficaz por efecto Compton es predominante, mientras números Z mayores predomina la absorción fotoeléctrica a bajas energías y la creación de pares a energías altas.

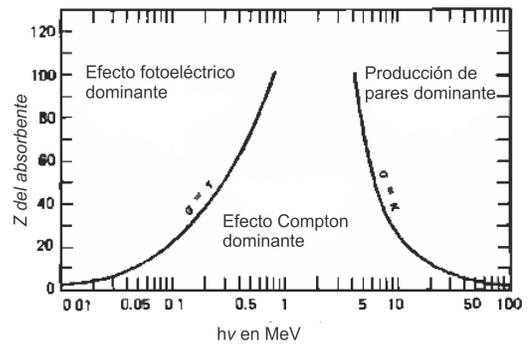


Figura 2. Importancia relativa (probabilidad de ocurrencia) entre los procesos de interacción γ : Compton, fotoeléctrico y producción de pares.

II. MÉTODO EXPERIMENTAL

En la Figura 3 se muestra el dispositivo experimental utilizado para medir los espectros de radiación γ emitidos por diversas fuentes radioactivas.

El mismo contaba de un centellador de NaI(Tl), sobre el que incidía la radiación emitida por las fuentes. El centellador está compuesto básicamente por un cristal inorgánico de NaI(Tl) adherido a un fotomultiplicador de alimentación positiva de 802 V que fue provista por un fuente de alta tensión. A la salida del fotomultiplicador, el centellador tiene incorporada una etapa de pre-amplificación. Luego de esta etapa la señal es enviada a un amplificador y por último a un analizador multicanal (MCA), cuya función es convertir cada señal analógica de entrada, en una cuenta, que es luego registrada en alguno de los canales. Utilizando una PC con un software adecuado se pudo visualizar el número de cuentas en función del número de canal. Se utilizó un módulo NIM para alimentar el amplificador, la fuente de alta tensión y el MCA. Se colocó a su vez, tanto en la entrada como en la salida del amplificador, un osciloscopio para poder observar los pulsos de tensión que llegan al MCA y al

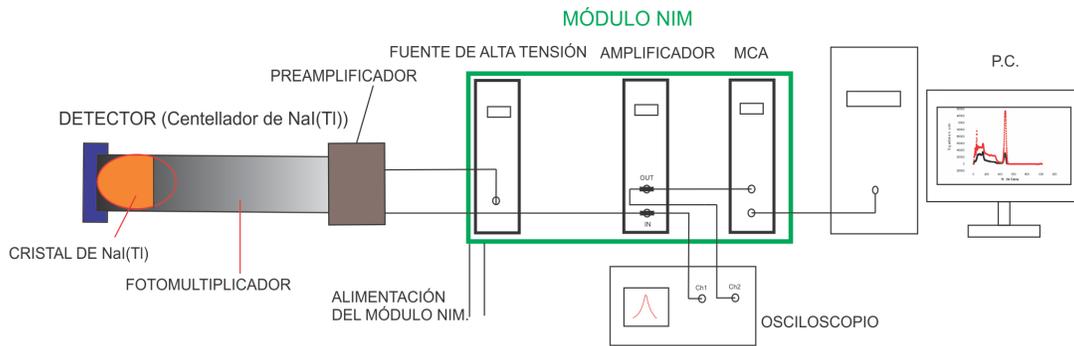


Figura 3. Dispositivo experimental utilizado para la medición de los espectros de radiación γ .

amplificador.

A. Cristal de NaI(Tl)

El cristal de Ioduro de Sodio dopado con Talio (NaI(Tl)), constituye el componente principal del centellador. Es un monocristal de alta densidad y Z elevado, lo que lo hace muy eficiente para la detección de fotones γ . Cuando un fotón γ incide sobre el cristal es absorbido produciendo la excitación de un electrón desde la banda de valencia hacia la banda de conducción. Cuando este electrón se desexcita, lo hace a través de niveles de energía intermedios, generados por las impurezas de Talio (dopaje). Lo que da como resultado la emisión de fotones en el rango visible. Son estos fotones los que luego inciden sobre el fotomultiplicador. Vale aclarar que la cantidad de fotones emitidos es proporcional a la energía depositada sobre el cristal, por el fotón γ incidente.

B. Fotomultiplicador

Para poder analizar la señal que sale del cristal se utiliza el fotomultiplicador, que permite convertir luz en una corriente eléctrica, ver Fig 4.

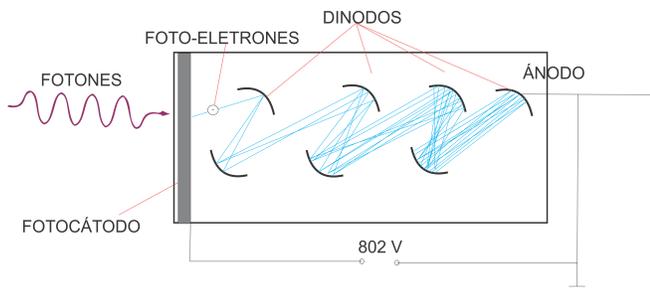


Figura 4. Esquema del principio de funcionamiento del fotomultiplicador. Se observa la cadena de dinodos que produce la amplificación de la señal.

Los fotones visibles que salen del cristal inciden sobre el fotocátodo y arrancan electrones del mismo por efec-

to fotoeléctrico. Estos electrones son luego acelerados por una diferencia de potencial hacia un arreglo de dínodos. Cada electrón desprende una cantidad N de electrones de cada dínodo, por lo que al final de la cadena de multiplicación el ánodo colecta una cantidad N^m de electrones, siendo m la cantidad de dínodos. La señal de salida del fotomultiplicador pasa luego por dos etapas de amplificación antes de ingresar al MCA.

C. Analizador Multicanal (MCA)

La función del MCA es clasificar los pulsos de entrada, en función de su amplitud en diferentes categorías que se denominan canales, e ir acumulando en cada uno de estos canales el número de pulsos registrados.

III. CALIBRACIÓN DEL SISTEMA DE MEDICIÓN

La adquisición de los datos correspondientes a los espectros de emisión de radiación γ fueron obtenidos a partir de histogramas de cuentas en función de número de canal. El número de canal es proporcional a la energía del evento registrado. Recuérdese que, cuando un fotón γ llega al cristal centellador e interactúa con éste, sale un electrón con energía cinética dada. La misma dependerá del proceso por el cual interactuó el fotón con los átomos del cristal. Esta energía cinética del electrón se disipa en la excitación de electrones del cristal, que luego emiten fotones al volver al estado fundamental. Estos fotones inciden en el fotomultiplicador y arrancan un número proporcional de electrones del fotocátodo que luego son acelerados y convertidos en un pulso medible. Esta es una cadena lineal, es decir, el número de fotones que llegan al fotocátodo está en relación directa con la energía cinética del electrón que surgió de la colisión del fotón γ inicial. Por ello, el número de canal es proporcional a la energía cinética de los electrones que en el caso de haber ocurrido un proceso fotoeléctrico es exactamente la energía del fotón γ .

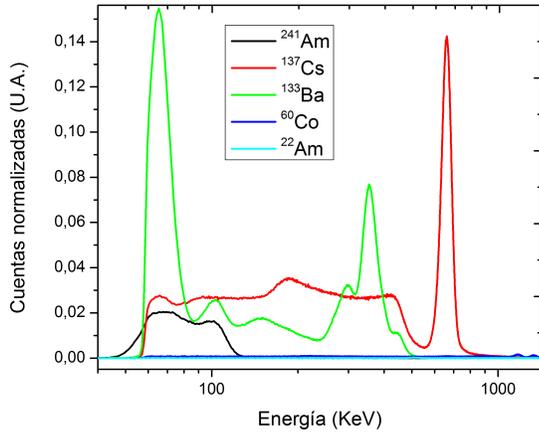


Figura 5. Espectro de emisión de las fuentes radiactivas analizadas para la calibración del sistema de medición.

A partir de realizar mediciones de este tipo con diferentes fuentes radiactivas disponibles en el laboratorio, se realizó una calibración de la relación canal-energía. Para esto se midieron los espectros de radiación de ^{22}Na , ^{133}Ba , ^{241}Am , ^{137}Cs y ^{60}Co , cuyos fotopicos están bien definidos, como se muestran en la Figura 5. Las energías de los mismos se encuentran tabuladas. Luego, se asumió una relación lineal entre los canales del equipo de detección y la energía detectada justificada por el párrafo anterior. Esta suposición puede fallar para las energías más bajas en el límite de la resolución del detector. En la Figura 6 se presenta el ajuste realizado para la calibración.

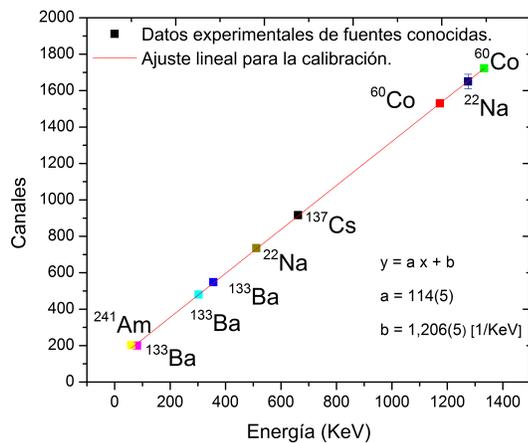


Figura 6. Ajuste de calibración entre los canales del sistema de medición y la energía de diferentes fuentes radiactivas conocidas.

Por otro lado, se realizó una medición en ausencia de

fuentes con el fin de obtener el espectro de radiación de fondo (ver Figura 7), a fin de sustraer a todas las mediciones la contribución sistemática del medio ambiente.

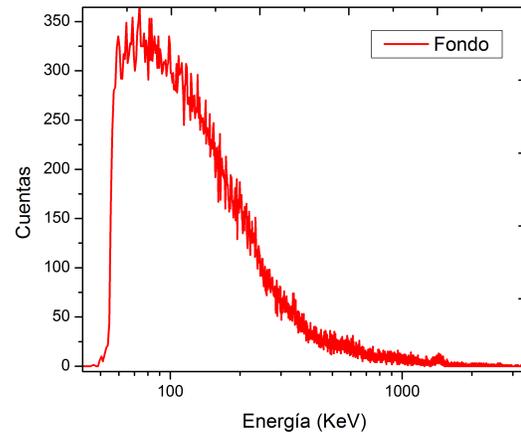


Figura 7. Espectro de radiación de fondo, obtenido mediante medición en ausencia de fuentes.

IV. RESULTADOS Y DISCUSIÓN

Los espectros obtenidos para cada tipo de emisión presentan una forma como la que se muestra en la figura 8 para el ^{137}Cs . Aquellas fuentes que cuenten con más decaimientos en el rango de energía observado presentarán un espectro que corresponde a la suma de espectros como el mostrado en la figura.

Se pueden observar señalados en la figura el pico correspondiente al efecto fotoeléctrico y el talón de Compton,

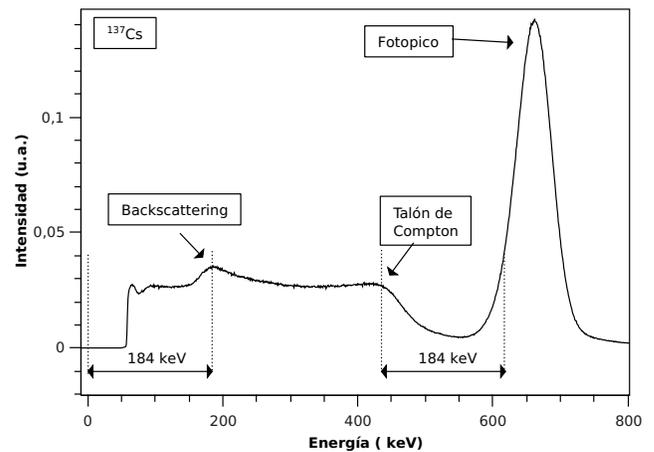


Figura 8. Espectro de radiación normalizado por el tiempo de vida del ^{137}Cs .

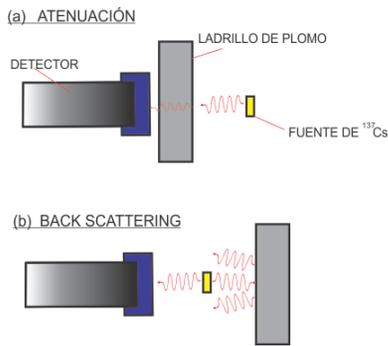


Figura 9. Disposición experimental de las mediciones para forward y back scattering.

ya explicados en la sección *Introducción*. También se encuentra sumada una réplica de este espectro pero de menor energía por un efecto conocido como *Backscattering* debido a un efecto compton en 180° en el material circundante al experimento, que luego interactúa por efecto fotoeléctrico en el cristal produciendo el pico que se observa señalado en la figura. La energía de este fotopico de backscattering está dada por la ecuación 5 colocando $\theta = \pi$, que para una energía incidente de alrededor de 660keV (como se presenta en el ^{137}Cs) es de 184keV, y se observa en la gráfica que coincide con lo observado. Esta energía es también la máxima cedida a un electrón por efecto compton, de modo que la separación entre el fotopico y el talón de compton es igual y se indica en la figura.

Además de los espectros ya mencionados obtenidos para la calibración, se midieron los espectros del ^{137}Cs colocado a cierta distancia del detector, con un ladrillo de plomo colocado entre estos, y luego el espectro con el ladrillo colocado detrás de la fuente de ^{137}Cs (ver figura 9). Cuando se colocó el ladrillo de plomo delante, el espectro se atenuó en un factor de 1100 (siendo este factor el cociente entre las áreas de los fotopicos). Luego utilizando la ecuación 2, y considerando que el ladrillo era de un espesor de $(5,0 \pm 0,5)\text{cm}$, estimamos un coeficiente de atenuación másico de

$$\mu = 1,4(2)\text{cm}^{-1}$$

que se encuentra en el orden de los valores tabulados⁴ (tener en cuenta que es una estimación con un único punto).

Si ahora observamos la Figura 10, vemos que al colocar el plomo detrás de la fuente, aumenta significativamente el pico de backscattering. Esto se debe a que, parte radiación emitida desde la fuente hacia el ladrillo de plomo, interactúa por efecto compton en éste y llega al detector. Dado que el detector se extiende en un ángulo sólido pequeño respecto del ladrillo de plomo, llegarán al primero aquellos fotones γ que hayan interactuado por efecto compton con un ángulo de 180° . Luego éstos, en su mayoría interactuarán por efecto fotoeléctrico en el cristal, produciendo el pico característico señalado.

También se observa que aumentan las cuentas en un

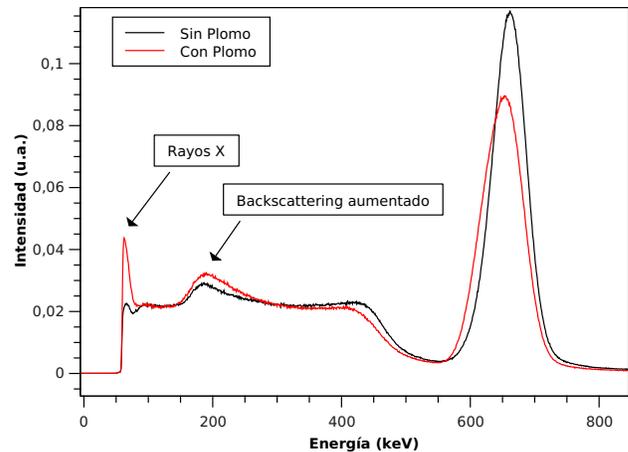


Figura 10. Espectros del ^{137}Cs normalizados con plomo colocado detrás de la fuente y sin él. Se ve como aumenta el pico del backscattering y surge uno debido a los rayos X.

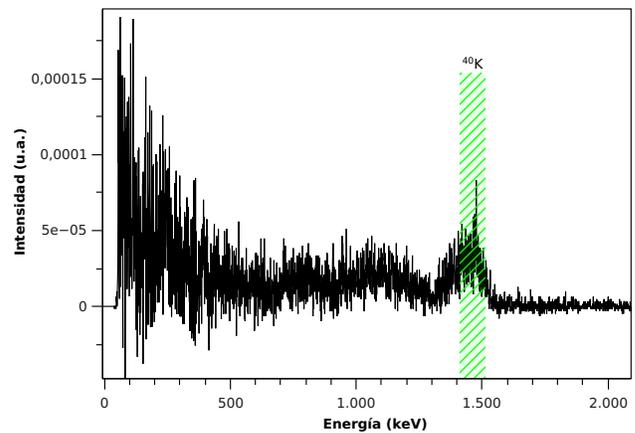


Figura 11. Espectro de radiación de un paquete de sal light de cocina. Se identifica el pico correspondiente a la presencia de ^{40}K en la sal.

pico de baja energía. Este pico es debido a los rayos gamma que interactúan mediante el efecto fotoeléctrico con el plomo. Como se explicó en *Introducción*, luego del efecto fotoeléctrico, el átomo involucrado se reacomoda emitiendo rayos X. Son éstos los que llegan al detector y conforman el pico de baja energía.

Por último se midió el espectro de radiación de un paquete de sal light de cocina, alto en contenido de potasio, y se identificó el pico en las energías correspondientes a las del decaimiento del ^{40}K ($1460,822(6)\text{keV}$). Esto se muestra en la Figura 11

V. CONCLUSIONES

Se estudiaron los espectros de emisión γ de las fuentes ^{22}Na , ^{133}Ba , ^{241}Am , ^{137}Cs y ^{60}Co a través de un centellador de $\text{NaI}(\text{Tl})$. Se calibró en energía el dispositivo experimental y se entendió el espectro típico del ^{137}Cs , identificando las regiones importantes del mismo

y su significado físico. A partir de una única medición se determinó el coeficiente de atenuación para el plomo en la energía del ^{137}Cs , resultando $\mu = 1,4(2)\text{cm}^{-1}$, en el orden del valor tabulado. Se estudiaron con mayor detalle las causas del pico de backscattering y el pico de rayo X. Por último se registró el espectro de la sal light determinando el pico de ^{40}K .

¹ Glenn F. Knoll, Radiation Detection and Measurement, Wiley 1979.

² Hulme, McDougall, Buckingham and Flower. Proc. Roy. Soc. (London) 149A,131.

³ https://www-nds.iaea.org/xgamma_standards/genegies1.htm

⁴ Radiation Dosimetry Vol. 1. Attix Roesch Tochilin.