

Estudio de la interacción de la radiación gamma con la materia

María da Fonseca, Luciano Robino, Lucila Zárte

Introducción a Partículas y Fis. Nuclear, Abril 2011

RESUMEN

Se midieron espectros de energía de fuentes radioactivas estándar con un centellador de NaI asociado a un fotomultiplicador y un multicanal. El detector fue calibrado utilizando los valores de energía de emisión tabulados. Se analizaron las formas de interacción de la radiación gamma con la materia. Dado que las energías de las fuentes utilizadas no superaban los 2 MeV, sólo se observaron los efectos: Fotoeléctrico y Compton. Se estudiaron también la influencia del medio circundante y el fenómeno del “backscattered peak”.

I. INTRODUCCIÓN

La interacción de la radiación gamma(γ) con la materia se manifiesta fundamentalmente de tres formas: el Efecto Fotoeléctrico, el Scattering de Compton y la Creación de Pares. La forma de interacción dominante según el rango de energía se muestra en la Fig.1. El efecto fotoeléctrico domina a energías menores al MeV, la creación de Pares a energías mayores que los 5 MeV, y el Scattering de Compton a energías intermedias.[1]

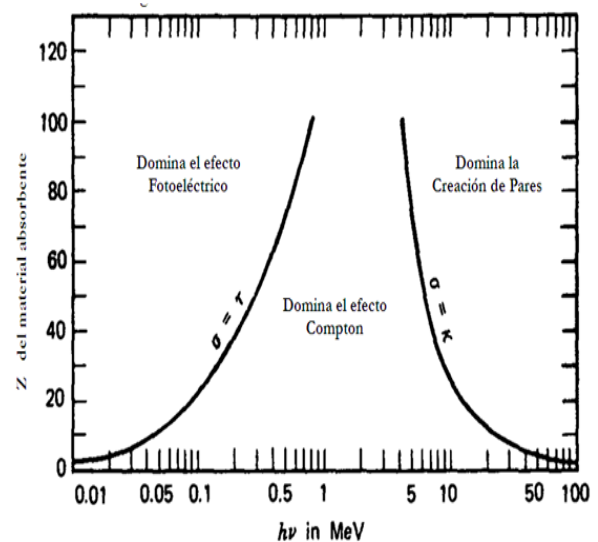


Figura 1: Rangos de energía en el que predomina cada una de las formas de interacción de la radiación con la materia de acuerdo al valor del número atómico del material absorbente. El efecto fotoeléctrico domina a energías menores al MeV, la creación de Pares a energías mayores que los 5 MeV, y el Scattering de Compton a energías intermedias.

A- Absorción fotoeléctrica

La absorción fotoeléctrica es una interacción entre un fotón y un electrón en la que el fotón desaparece, como se representa en la Fig.2. Un electrón en un estado ligado absorbe la energía ($h\nu$) del fotón incidente y escapa con una energía cinética (E_e) dada por:

$$E_e = h\nu - E_b, \quad (1)$$

donde E_b es la energía del electrón en el estado anterior, que es despreciable frente a la energía del fotón incidente.

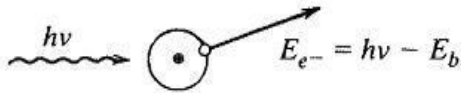


Figura 2: Representación de la absorción fotoeléctrica.

La vacancia creada por la emisión fotoeléctrica es ocupada por otro electrón de mayor energía. Al decaer puede emitir otro fotón que recorrerá una distancia del orden de 1mm hasta ser reabsorbido por efecto fotoeléctrico. En un detector ideal, aquel en el que no existen pérdidas de energía, la energía cinética total de los electrones es igual a la del rayo gamma incidente.

El espectro de la absorción fotoeléctrica es un pico ("fotopico") alrededor de la energía $h\nu$ como se puede observar en la Fig.3.



Figura 3: Espectro de absorción fotoeléctrica. El fotopico corresponde a una delta a una energía igual a la del gamma incidente.

B- Scattering de Compton

El Scattering de Compton consiste en la colisión elástica clásica entre dos cuerpos: un electrón y un fotón tal como muestra la Fig.4. La energía $h\nu$ y momento lineal $h\nu/c$ del fotón incidente, al colisionar con el electrón, se modifican dependiendo del ángulo de scattering (θ). Por conservación de la energía e impulso se pueden deducir las ecuaciones 2 y 3 que relacionan la energía inicial del fotón con las energías del fotón resultante ($h\nu'$) y del electrón dispersado (E_e) respectivamente.

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \left(\frac{h\nu}{m_0 c^2}\right)(1 - \cos \theta)}, \quad (2)$$

$$E_e = \frac{h\nu \left(\frac{h\nu}{m_0 c^2}\right)(1 - \cos \theta)}{1 + \left(\frac{h\nu}{m_0 c^2}\right)(1 - \cos \theta)}, \quad (3)$$

donde m_0 es la masa del electrón en reposo.

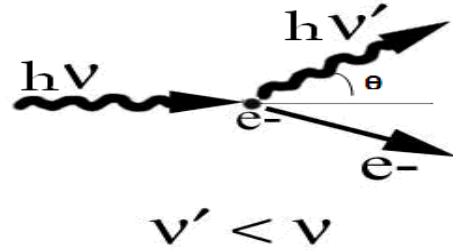


Figura 4: Scattering de Compton. El fotón dispersado sale con energía $h\nu'$ y un ángulo θ . El electrón sale con una energía de retroceso de $E_e = h\nu - h\nu'$.

La energía de retroceso del fotón ocurre para $\theta = \pi$, y tiene un valor de:

$$h\nu'|_{\theta=\pi} = \frac{h\nu}{1 + \left(\frac{2h\nu}{m_0 c^2}\right)}. \quad (4)$$

En esta condición la energía del electrón es máxima y está dada por:

$$E_{e-}|_{\theta=\pi} = \frac{\frac{2h\nu}{m_0c^2}}{1 + \left(\frac{2h\nu}{m_0c^2}\right)}. \quad (5)$$

Como resultado se obtiene una distribución continua en forma de meseta hasta un valor máximo en la energía correspondiente a $\theta=\pi$ dada por la expresión 4, tal como se muestra en la Fig.5. Este máximo se conoce como “talón Compton” debido a su caída abrupta por encima del valor de energía máximo.

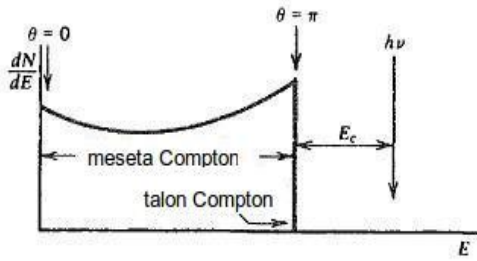


Figura 5: Espectro del Scattering de Compton. La distribución corresponde a una meseta cuyos máximos se dan para los ángulos $\theta=0$ y $\theta=\pi$ (talón Compton). E_c corresponde a la diferencia de energía entre el gamma incidente y el talón Compton.

C- Creación de pares

Este proceso ocurre solamente cuando la energía del fotón ($h\nu$) es mayor a $2m_0c^2$, y predomina para energías a partir de los 5Mev. Corresponde a la creación de un par electrón-positrón con la desaparición del rayo gamma incidente. La energía cinética del electrón y la del positrón está dada por: $E_{e-} + E_{e+} = h\nu - 2m_0c^2$.

El electrón y el positrón típicamente pierden toda su energía cinética al ser absorbida por el medio. El resultado que se observa es una delta alrededor de la energía $(h\nu - 2m_0c^2)$ como se muestra en la Fig.6.

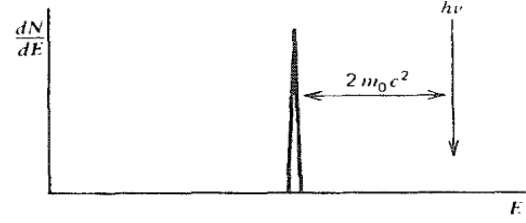


Figura 6: Espectro de la Creación de Pares. La distribución es una delta ubicada a una distancia de $2m_0c^2$ del fotopico.

II. MÉTODO EXPERIMENTAL

Los esquemas experimentales utilizados se encuentran representados en la Fig.7.

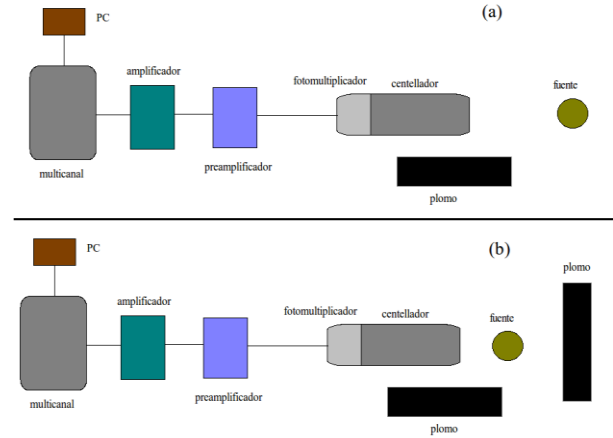


Figura 7: Montajes experimentales utilizados. Los gamma emitidos por la fuente son detectados en el centellador y traducidos a una señal eléctrica en el fotomultiplicador. La señal es acondicionada en el preamplificador y amplificador para ser luego analizada en el multicanal y la PC.

La fuente radioactiva emite rayos gamma, esta radiación interactúa con los electrones del centellador (NaI) acelerándolos. Aquellos electrones que se aceleran dentro del centellador interactúan con el detector produciendo excitaciones de los electrones de la banda de valencia a la banda de conducción. Debido a la existencia de “activadores” en el material, estas excitaciones son seguidas por un decaimiento en el que se emiten fotones. Son

estos los que inciden en el fotomultiplicador. La señal en el fotomultiplicador es traducida a un pulso eléctrico. Debido a las características de este pulso, la señal debe ser acondicionada por un preamplificador. La salida del preamplificador es muy tenue por lo que es necesario utilizar un amplificador. La señal es tomada por el multicanal que dependiendo de la altura del pico (intensidad), que es proporcional a la energía depositada por el gamma, le asigna un valor de canal. El resultado es un histograma de la energía depositada en el centellador por cada gamma incidente. Estos datos adquiridos son analizados en tiempo real a través de un programa graficador en la PC.

Los ladrillos de plomo que se observan en la figura producen un efecto rebote de la radiación. Como esta emite en todas las direcciones los resultados que se observarán con la configuración (a) – sin barrera- y con la (b) -con barrera- tendrán algunas diferencias que se detallan en la sección Resultados.

Dado que se desconocen los valores de energía correspondientes a cada canal, es necesario calibrar el detector. Para ello se utilizaron fuentes estándar con energía de emisión conocida.

III. RESULTADOS

i. Espectros gamma

Se midieron los espectros de las fuentes: ^{40}K , ^{137}Cs , ^{60}Co , ^{203}Hg , ^{241}Am , ^{22}Na , ^{133}Ba , ^{57}Co , ^{54}Mn . De las mediciones se obtuvieron espectros tales como el que se muestra en la Fig.8, donde se graficó en función de la energía asociada a cada canal (“ver calibración”). En este espectro se manifiestan dos de las interacciones de la radiación γ con la materia descritas en la introducción: el efecto fotoeléctrico y el scattering de Compton.

En la ampliación (b) se detalla el rango del espectro correspondiente a la absorción fotoeléctrica. Allí se evidencia que la distribución de energías no es una delta como se esperaría en el caso de un detector ideal, sino que es un pico cuyo máximo está bien definido. Dicho máximo (fotopico) permite conocer la energía de los gammas incidentes.

En la ampliación (a) se detalla el rango del espectro correspondiente al Scattering de Compton. Se identificó al máximo medido como un “Backscattered peak” (*ver sección iii*). El valor de energía obtenido para el talón Compton $E_{^{137}\text{Cs}(\text{TC})} = (0,46 \pm 0,03)\text{MeV}$ coincide con el valor esperado según la ec.5. Sin embargo, éste no es un máximo en la distribución Compton y la amplitud no se vuelve abruptamente cero sino que lo hace suavemente. Ambos fenómenos se cree que se deben al tamaño del detector. Posiblemente las dimensiones del detector permiten que ocurran múltiples scattering Compton que contribuyen al espectro con energías mayores a las predichas por la ec.5 que llenan el espacio entre el talón Compton y el fotopico. A su vez, la forma del continuo de Compton se ve modificada, recordar que la distribución predicha por la teoría asume que el scattering ocurre una sola vez. Es por ello que el talón de Compton no es un máximo del espectro y que las amplitudes para energías entre el talón Compton y el fotopico no son nulas.

Cabe aclarar que debido a fallas en el multicanal no pudo medirse el espectro para valores menores a $0,09\text{MeV}$, es por ello que no pudo registrarse el máximo esperado para el scattering de Compton a $\theta=0$. El fenómeno de la producción de pares no se observó debido a que los γ emitidos por las fuentes utilizadas eran de energías menores, o comparables, a la energía mínima necesaria para que ocurra el fenómeno ($\sim 1\text{MeV}$).

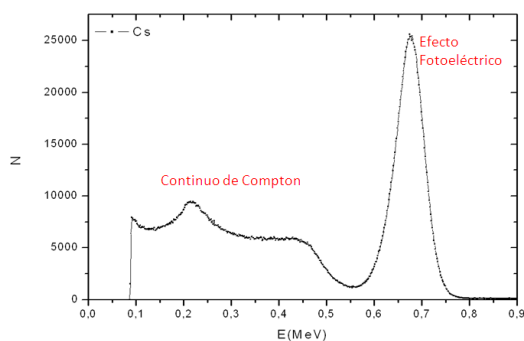
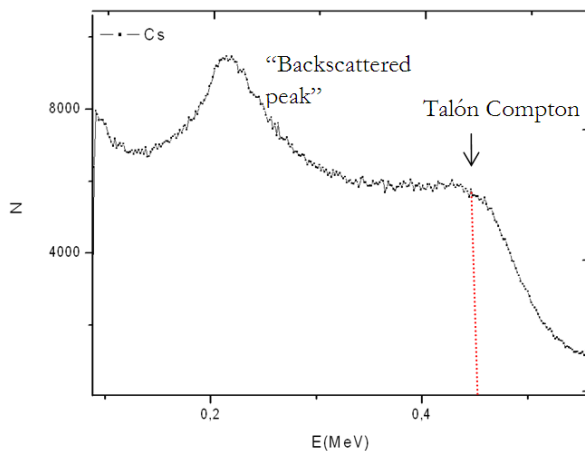
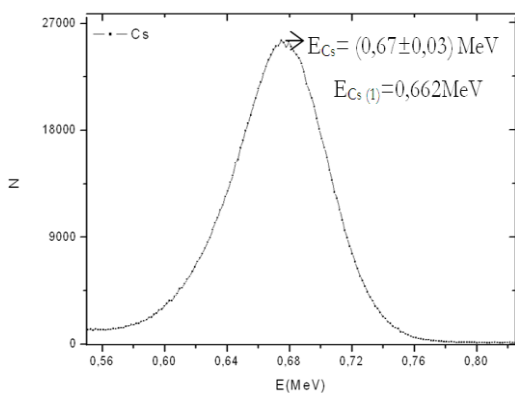


Figura 8: Espectro de radiación γ de una fuente de ^{137}Cs . Se manifestaron dos formas de interacción de la radiación γ con la materia: el scattering Compton y el efecto fotoeléctrico. El rango de energías del primero se extiende hasta los 0,5MeV aprox., y el del segundo define un pico alrededor del valor de emisión de la fuente.



(a)



(b)

(a) Ampliación del continuo de Compton. Se midió un "backscattered peak" a una energía intermedia (ver sección iii) y el valor de energía del talón Compton coincide con el esperado. Sin embargo, éste no es un máximo en la distribución y la amplitud no se vuelve abruptamente cero sino que decae suavemente. Se cree que esto se debe al efecto del tamaño del detector.

(b) Ampliación del efecto fotoeléctrico. El máximo de emisión coincide con el valor consultado para esa fuente.

ii. Efectos de Suma

Se midió el espectro de una fuente de ^{60}Co , este elemento emite a dos energías distintas y ambos fotopicos pudieron resolverse, tal como se muestra en la Fig.9. En este caso las contribuciones a los efectos de scattering Compton para ambas radiaciones γ quedaron sumadas distorsionando la forma de la distribución.

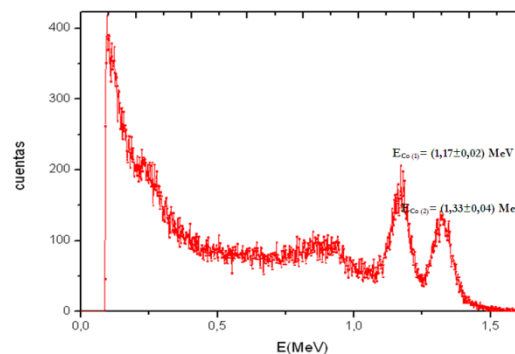


Figura 9: Espectro medido para el ^{60}Co . Lograron resolverse ambos picos de emisión cuyas energías coinciden con los valores consultados $E_{cs(1)}=(1,17\pm0,02\text{MeV})$ y $E_{cs(2)}=(1,33\pm0,04\text{MeV})$.

Para las fuentes isotópicas que emiten en cascada, los estados excitados intermedios son en general de vidas medias más cortas que los tiempos de respuesta de los detectores, por lo que suelen medirse γ en coincidencia. Como resultado se obtienen picos en el valor de energía correspondiente a la suma de las energías de los γ incidentes. No se pudo

observar este efecto debido a que la ganancia utilizada no alcanzaba a mostrar el espectro al valor de energía en el que ocurriría este fenómeno.

iii. Efecto de los materiales circundantes

Con el fin de analizar la influencia de los materiales circundantes sobre la detección, se colocó una barrera de plomo detrás de la fuente de ^{60}Co (ver Fig. 7b). Se midieron ambos espectros con y sin barrera (ver Fig. 11) y se encontró que al colocar la barrera creció un máximo a una energía de $E=(0,25\pm0,02)\text{MeV}$ que coincide con la energía de la radiación dispersada cuando se produce scattering Compton a $\theta=\pi$ (con un γ incidente de $E_{\text{Co}(1)}$), dada por la ec.4. Este resultado sugiere que se trata del denominado “Backscattered peak”(BS), máximo que corresponde al efecto Compton que ocurre en el material circundante (en este caso la barrera de plomo ubicada a 180° del detector). Es claro que el máximo no desaparece al quitar la barrera dado que sigue habiendo contribuciones de Backscattered peak que provienen principalmente de elementos que estén en el interior de la carcasa que contiene al detector.

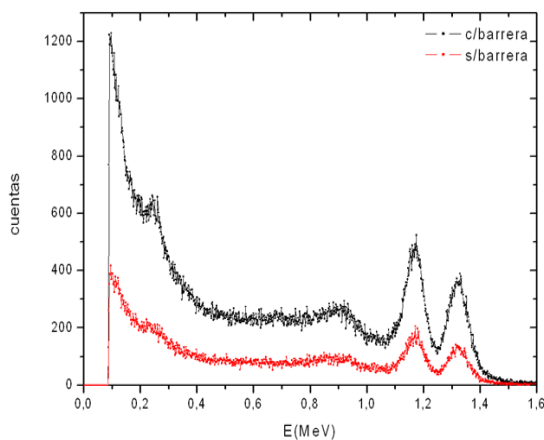


Figura 11: Espectros del ^{60}Co obtenidos colocando una barrera de plomo detrás de la fuente (en negro) y sin la barrera (en rojo)

Cabe notar que al colocar la barrera la estadística medida aumentó respecto de su valor obtenido sin la barrera, esto es otra manera de verificar que los γ de la fuente están interactuando con el material circundante.

iv. Calibración del detector

Debido a que varias de las fuentes tenían muy baja actividad sólo se utilizaron para la calibración los espectros de: ^{40}K , ^{137}Cs , ^{60}Co y ^{133}Ba . Sabiendo que la energía del fotopico corresponde a la energía de los γ emitidos por la fuente, el procedimiento utilizado para la calibración fue determinar en qué cuenta se encontraba el fotopico para cada espectro. Luego, utilizando valores tabulados [2] de las energías de emisión de cada una de ellas (ver Tabla I), se graficó cuenta vs canal tal como se muestra en la Fig. 12. El error asignado a cada dato fue el ancho, en canales, a mitad de altura del fotopico. Se realizó un ajuste lineal sobre la curva y de la pendiente se obtuvo el valor de la calibración:

$$\Delta E_{\text{canal}} = (1,61 \pm 0,02) \cdot 10^{-3} \text{MeV}$$

fuelle	E(MeV)
^{40}K	1,4608
^{137}Cs	0,662
$^{60}\text{Co}(1)$	1,173
$^{60}\text{Co}(2)$	1,333
^{133}Ba	0,356

TablaI: Valores tabulados de las Energías de emisión de las fuentes[2].

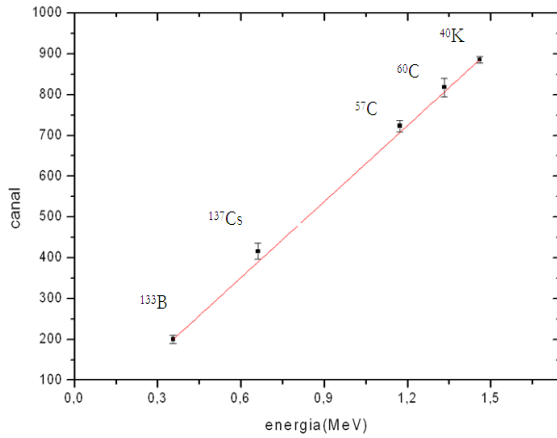


Figura 12: Canal vs Energía para cada uno de los máximos de emisión de las fuentes. En rojo el ajuste lineal realizado de cuya pendiente se obtuvo el valor de la calibración: $\Delta E_{canal} = (1,61 \pm 0,02) \cdot 10^{-3} \text{ MeV}$. La ordenada al origen pasa por cero dentro del error.

En una segunda calibración, para comparar con el resultado anterior, se incluyeron los datos correspondientes a las energías de Backscattered peak y del talón de Compton de los espectros del ^{137}Cs y ^{60}Co . Los valores de dichas energías fueron calculadas a partir de expresiones 4 y 5 con los datos de las energías de emisión de la Tabla I. El gráfico de cuenta vs canal se muestra en la figura 13 donde se ve que los nuevos puntos se alinearon con los anteriores. Del ajuste lineal realizado se obtuvo un valor de calibración de:

$$\Delta E_{canal} = (1,63 \pm 0,02) \cdot 10^{-3} \text{ MeV}$$

que no presenta diferencias significativas con el valor obtenido en la primer calibración. Cabe decir que la ordenada al origen pasa por el cero dentro de su error.

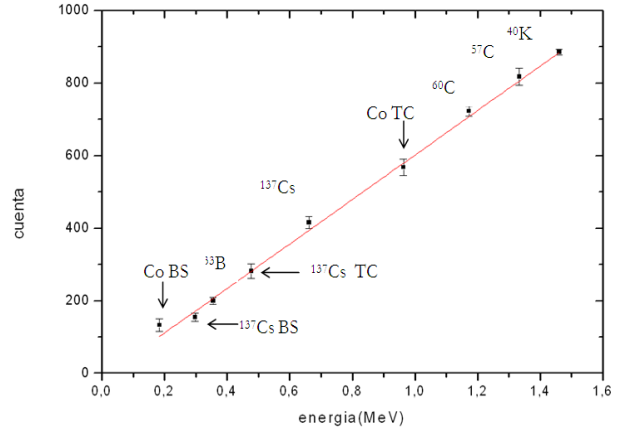


Figura 13: Cuenta vs Energía para calibración que incluye los valores obtenidos para el Backscattered peak y el talón Compton de los espectros de ^{137}Cs y ^{60}Co . Del ajuste lineal realizado se obtuvo un valor para la calibración de: $\Delta E_{canal} = (1,63 \pm 0,02) 10^3 \text{ MeV}$, que no presenta diferencias significativas con la calibración anterior.

IV. CONCLUSIONES

Se midieron los espectros de energía de las fuentes radioactivas: ^{40}K , ^{137}Cs , ^{60}Co , ^{203}Hg , ^{241}Am , ^{22}Na , ^{133}Ba , ^{57}Co , ^{54}Mn . El detector fue calibrado utilizando los valores de energía de emisión tabulados [2] de las fuentes: ^{40}K , ^{137}Cs , ^{60}Co y ^{133}Ba . Las restantes fuentes no pudieron ser utilizadas en la calibración debido a su baja actividad.

A su vez se analizaron las formas de interacción de la radiación gamma con la materia. Dado que las energías de las fuentes utilizadas no superaban los 2 MeV, sólo se observaron los efectos: Fotoeléctrico y Compton. Se estudiaron también la influencia del medio circundante y el fenómeno del “Backscattered peak”.

V. REFERENCIAS

- [1] G.F. Knoll, “Radiation Detection and Measurement”, 3ed, USA (1999).
- [2] PDG, Particle Physics Booklet (Julio 2010)