

LABORATORIO DE FÍSICA NUCLEAR Y DE PARTÍCULAS

APUNTES DE INTRODUCCIÓN

ÍNDICE

1 - INTERACCIÓN RADIACIÓN-MATERIA

- PARTÍCULAS PESADAS CARGADAS
- ELECTRONES
- RAYOS GAMMA
- COMPARATIVA Y NEUTRONES

2 - DETECTORES DE RADIACIÓN

- DETECTORES GASEOSOS
- DETECTORES CENTELLEADORES
- DETECTORES SEMICONDUCTORES

3 - ESPECTROS DE RADIACIONES NUCLEARES

- ESPECTRO GAMMA
- ESPECTRO BETA
- ESPECTRO ALFA

1

INTERACCIÓN DE LAS RADIACIONES IONIZANTES CON LA MATERIA

Antes de comenzar con el estudio del funcionamiento de los detectores empleados en el laboratorio de física nuclear y los espectros de las radiaciones nucleares que se pueden registrar con ellos, es necesario aclarar algunos conceptos importantes sobre la interacción de las radiaciones con la materia.

Tal como se verá, dependiendo del tipo de radiación que se esté considerando, el efecto (principalmente ionizante) de éstas sobre la materia variará considerablemente. La principal consecuencia de esto será que el tipo de detector óptimo a emplear para cada una de ellas será distinto.

PARTÍCULAS PESADAS CARGADAS

Aunque la dispersión (o scattering) coulombiana de partículas cargadas por los núcleos (llamado scattering de Rutherford) es un proceso importante en física nuclear, tiene poca influencia en la pérdida de energía de las partículas cargadas a lo largo de su trayectoria dentro del detector. Debido a que los núcleos del material del detector ocupan sólo un 10-15 del volumen de sus átomos, es 1015 veces más probable para una partícula el colisionar con un electrón que con un núcleo. Por tanto, el mecanismo de pérdida de energía dominante para las partículas cargadas es el scattering coulombiano por los electrones atómicos del detector.

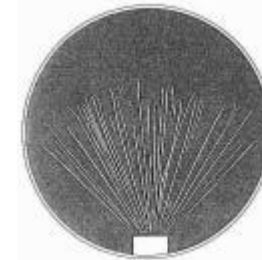
La conservación de la energía y el momento en una colisión frontal elástica entre una partícula pesada de masa M y un electrón de masa m (que supondremos por sencillez, en reposo) da una pérdida de energía cinética a la partícula de:

$$\Delta T = T \cdot \left(\frac{4m}{M} \right)$$

Para una partícula alfa de 5 MeV (valor típico en las desintegraciones alfa), esta cantidad es de 2.7keV. Por tanto, se pueden deducir inmediatamente 4 conclusiones:

1 – Ocurrirán muchos miles de estos sucesos antes de que la partícula deposite toda su energía. (Una colisión frontal da el máximo de transferencia posible de una partícula incidente al electrón. En la mayoría de las colisiones esta pérdida de energía será mucho menor).

2 – En una colisión entre una partícula cargada y un electrón, la partícula cargada es desviada un ángulo despreciable, por lo que la partícula sigue una trayectoria prácticamente rectilínea.



Trayectorias de partículas α de la desintegración del ^{210}Po en una cámara de niebla.

LABORATORIO DE FÍSICA NUCLEAR Y DE PARTÍCULAS

3 – Debido a que la fuerza coulombiana tiene un alcance infinito, la partícula interacciona simultáneamente con muchos electrones y por tanto, pierde su energía de un modo gradual pero continuo a lo largo de su trayectoria. Después de viajar un cierta distancia, habrá perdido toda su energía; esta distancia se denomina el alcance de la partícula. el alcance viene dado por el tipo de la partícula, su energía y el tipo de material en el que penetra. En la figura siguiente se muestran las trayectorias de partículas a detectadas mediante una cámara de niebla. Se puede apreciar que existe una distancia bien definida más allá de la cual no hay ya partículas. Normalmente se trabaja con un valor medio del alcance, definido de forma que la mitad de las partículas lo alcancen y la otra mitad no. Para partículas pesadas, la variación de los valores en torno al alcance medio es muy pequeño, por lo que éste se convierte en una cantidad útil y bien definida.

4 – La energía necesaria para ionizar un átomo (i.e., para extraerle un electrón) es del orden de 10 eV, por lo que la mayoría de las colisiones transferirán suficiente energía al electrón como para ionizar al átomo. (Si el electrón no recibe la suficiente energía, pasa a un estado excitado del que rápidamente regresa tras una desexcitación). Los electrones extraídos, adquieren la suficiente energía (keV) como para producir ellos mismos nuevas ionizaciones (estos electrones ionizantes se conocen con el nombre de rayos delta). Por tanto, son capaces de liberar por medio de colisiones con los átomos del medio, otros electrones (secundarios). Para determinar la energía perdida por una partícula debemos incluir tanto a los electrones primarios como secundarios, así como las excitaciones atómicas.

La figura siguiente muestra la relación entre el alcance y la energía para el caso del aire y otros materiales comunes. Para materiales que no se muestran, una estimación del alcance puede hacerse de un modo semiempírico por medio de una relación conocida como la regla de Bragg-Kleeman:

$$\frac{R_1}{R_0} \cong \frac{\rho_0 \cdot \sqrt{A_1}}{\rho_1 \cdot \sqrt{A_0}}$$

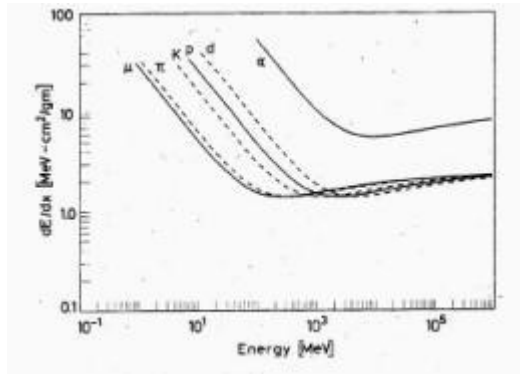
donde R es el alcance, ρ la densidad y A el peso atómico. Los subíndices 0 y 1 corresponden a dos materiales, uno de los cuales tiene un alcance conocido.

La relación teórica entre el alcance y la energía puede ser obtenida mediante el cálculo mecánico cuántico del proceso colisional. Este cálculo fue realizado por primera vez en 1930 por Hans Bethe. El resultado da la energía perdida por unidad de longitud (a veces llamado poder de frenado):

$$\frac{dE}{dx} = \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \cdot \frac{4\pi z^2 N_0 Z \rho}{m c^2 \beta^2 A} \cdot \left[\text{Ln} \left(\frac{2m c^2 \beta^2}{I} \right) - \text{Ln}(1 - \beta^2) - \beta^2 \right]$$

donde $v = \beta \cdot c$ es la velocidad de la partícula, $z \cdot e$ es su carga eléctrica, Z, A, ρ son el número atómico, el peso atómico y la densidad del material sobre el que impactan, N_0 es el número de Avogadro y m la masa del electrón. El parámetro I representa la energía media de excitación de los electrones atómicos, que se toma como una constante empírica (aunque en principio podría calcularse promediando sobre todos los posibles procesos de excitación e ionización atómicos). En general su valor es del orden de 10Z eV. Por ejemplo, I=86eV para el aire y 163 eV para el Aluminio.

LABORATORIO DE FÍSICA NUCLEAR Y DE PARTÍCULAS



Poder de frenado para diferentes partículas pesadas en función de la energía.

- La pérdida de energía es independiente de la masa M de la partícula incidente y proporcional al cuadrado de la carga.
- Varía con $1/v^2$ a velocidades no relativistas.
- Después de pasar por un mínimo, la pérdida de energía aumenta logarítmicamente con $\gamma=1/(1-b^2)^{1/2}$

El alcance puede ser calculado integrando la ecuación de Bethe-Bloch sobre todas las energías de la partícula:

$$R = \int_{t}^0 \left(-\frac{dE}{dx} \right)^{-1} \cdot dE$$

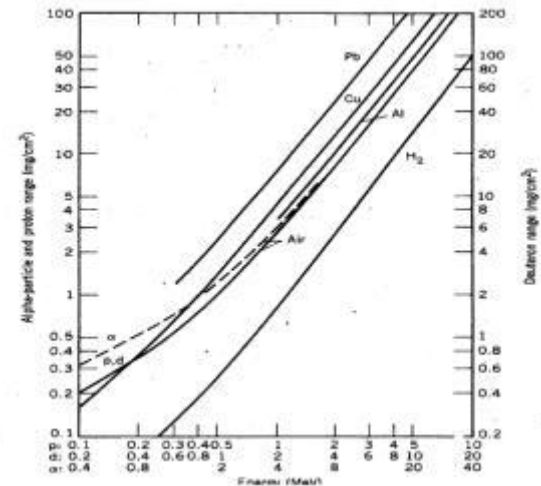
Sin embargo, la ecuación de Bethe-Bloch no es válida para energías bajas, cerca del final del alcance. Esto se debe a que no tiene en cuenta la posibilidad de que las partículas capturen electrones, como sucede en el caso de partículas incidentes de baja velocidad.

Es posible reescribir la ecuación anterior de la siguiente forma:

$$R = \frac{M}{Z^2} \int f(v) \cdot dv$$

donde $f(v)$ es una función de la velocidad de la partícula que es independiente de su masa y de su carga. Podemos, por tanto, comparar los alcances del mismo material para diferentes partículas con una misma velocidad inicial:

$$\frac{R_1}{R_0} = \frac{M_1}{M_0} \cdot \frac{Z_0^2}{Z_1^2}$$



Alcance (Range) frente a la energía para varios materiales.

ELECTRONES

Los electrones y los positrones interactúan mediante scattering coulombiano con los electrones atómicos del mismo modo que las partículas pesadas cargadas. Hay, sin embargo, una serie de importantes diferencias:

1 - Los electrones, particularmente aquellos emitidos en las desintegraciones β viajan con velocidades relativistas.

2 - Los electrones sufrirán grandes desviaciones en las colisiones con otros electrones, y por tanto, seguirán trayectorias erráticas. El alcance (definido como la distancia lineal de penetración en el material) será muy distinto de la longitud total de la trayectoria que el electrón siga.

3 - En las colisiones frontales con otro electrón, una gran fracción de la energía inicial puede ser transferida al electrón que recibe el impacto. De hecho, hay que tener en cuenta que en estos casos, no se puede distinguir en el estado final cual de los dos electrones era inicialmente el incidente y cual el blanco.

4 - Debido a que el electrón sufre rápidos cambios en la dirección y en la magnitud de su velocidad, está sometido a grandes aceleraciones. Como las partículas cargadas al ser aceleradas emiten radiación electromagnética, estos electrones emiten una radiación conocida como "Bremsstrahlung" (Expresión alemana que significa "radiación de frenado").

Las expresiones para la pérdida de energía por unidad de longitud recorrida para los electrones también fue obtenida por Bethe, y puede ser escrita en una forma similar a la ecuación :

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_c = \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0}\right)^2 \cdot \frac{2\pi N_0 Z \rho}{mc^2 \beta^2 A} \cdot \left[\text{Ln} \left(\frac{T \cdot \beta^2 \cdot (T + mc^2)^2}{2I^2 mc^2} \right) + (1 - \beta^2) - \left(2\sqrt{1 - \beta^2} - 1 + \beta^2 \right) \cdot \text{Ln} 2 + \frac{1}{8} \left(1 - \sqrt{1 - \beta^2} \right)^2 \right]$$

Aumenta de manera logarítmica con la energía y linealmente con Z.

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_r = \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0}\right)^2 \cdot \frac{Z^2 N_0 (T + mc^2) \rho}{137 m^2 c^4 A} \cdot \left[4 \text{Ln} \left(\frac{2(T + mc^2)}{mc^2} \right) - \frac{4}{3} \right]$$

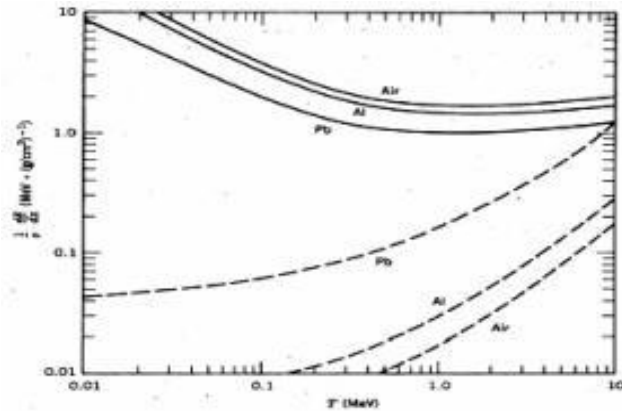
donde T es la energía cinética de los electrones. Los subíndices c y r indican las pérdidas de energía debidas a las colisiones y a la radiación respectivamente. La expresión de las pérdidas radiativas es válida únicamente para energías relativistas; por debajo de 1 MeV, las pérdidas radiativas son despreciables.

Aumenta linealmente con T y cuadráticamente con Z.

La pérdida total de energía es la suma de estas dos contribuciones:

$$\frac{dE}{dx} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_c + \left(\frac{dE}{dx}\right)_r$$

LABORATORIO DE FÍSICA NUCLEAR Y DE PARTÍCULAS



Pérdida de energía para electrones: por colisiones (contínuo) y radiación (discontínuo)

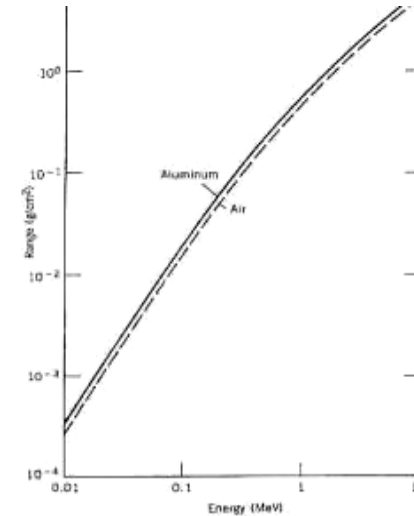
Para estimar las contribuciones relativas de los dos términos podemos ver de manera aproximada su cociente en la región relativista:

$$\frac{(dE/dx)_r}{(dE/dx)_c} \approx \frac{T + mc^2}{mc^2} \cdot \frac{Z}{1600}$$

El término radiativo es, por tanto, solo significativo a altas energías y en materiales pesados. Como se ve en la figura anterior, para la mayoría de materiales empleados como detectores de electrones, la contribución radiativa es pequeña. Además, hay poca variación de las pérdidas colisionales con la energía del electrón.

El cálculo del alcance de los electrones podría en principio realizarse integrando las ecuaciones y a lo largo de la trayectoria de los electrones. Sin embargo, dada la naturaleza

errática de la trayectoria, es un proceso difícil. Por tanto, se usan datos empíricos de la absorción de haces de electrones monoenergéticos para obtener la relación alcance-energía para electrones. La siguiente figura es un ejemplo de esta relación:



Alcance frente a la Energía para electrones en aire y en aluminio.

Basándonos en que la dependencia de la pérdida de energía con el tipo de material es pequeña, podemos despreciarla y usar esta figura para estimar alcances en otros materiales.

RADIACIÓN ELECTROMAGNÉTICA

Los rayos Gamma y los rayos X interactúan con la materia mediante tres procesos: absorción fotoeléctrica, scattering Compton y creación de pares partícula-antipartícula.

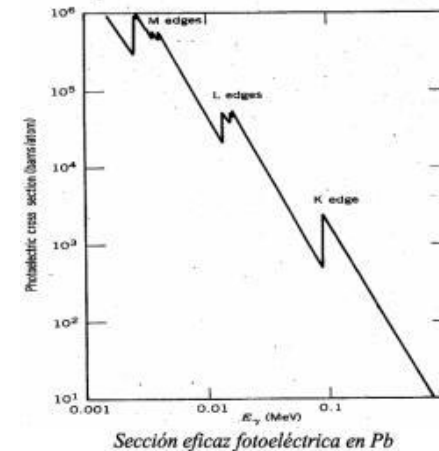
▶ EFECTO FOTOELÉCTRICO

En el efecto fotoeléctrico un fotón es absorbido por un átomo y uno de los electrones atómicos (fotoelectrón) es liberado. (Nota: Los electrones libres no pueden absorber fotones para cumplir simultáneamente con la conservación de la energía y el momento). La energía cinética del electrón liberado es igual a la energía del fotón incidente menos la energía de enlace que tenía el fotoelectrón:

$$T_e = E_\gamma - B_e$$

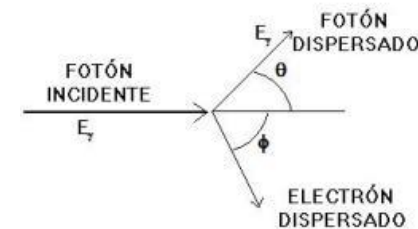
La probabilidad de absorción de un fotón por efecto fotoeléctrico es difícil de calcular, pero a partir de los resultados experimentales se conocen sus principales características:

- Es más significativa para bajas energías (~100 keV).
- Aumenta rápidamente con el número atómico Z del material absorbente (~Z⁴).
- Decece rápidamente con la energía del fotón (~E_γ⁻³).
- Aumenta bruscamente y de forma discontinua cuando la energía coincide con la energía de ligadura de alguna capa atómica (K correspondiente a los electrones más ligados (n=1), L correspondiente a (n=2), M para electrones con (n=3)...



▶ DISPERSIÓN COMPTON

La dispersión (scattering) Compton es el proceso por el cual un fotón cambia de dirección y energía al interactuar con un electrón atómico casi libre que se lleva la energía del fotón.



Si consideramos al electrón como libre y en reposo (una buena aproximación dado que la energía del fotón es normalmente mucho mayor que las bajas energías de ligadura de los electrones de las capas externas), entonces la conservación del momento lineal y la energía (usando dinámica relativista) nos da:

LABORATORIO DE FÍSICA NUCLEAR Y DE PARTÍCULAS

$$E_{\gamma}' = \frac{E_{\gamma}}{1 + \left(\frac{E_{\gamma}}{mc^2}\right) \cdot (1 - \cos\theta)}$$

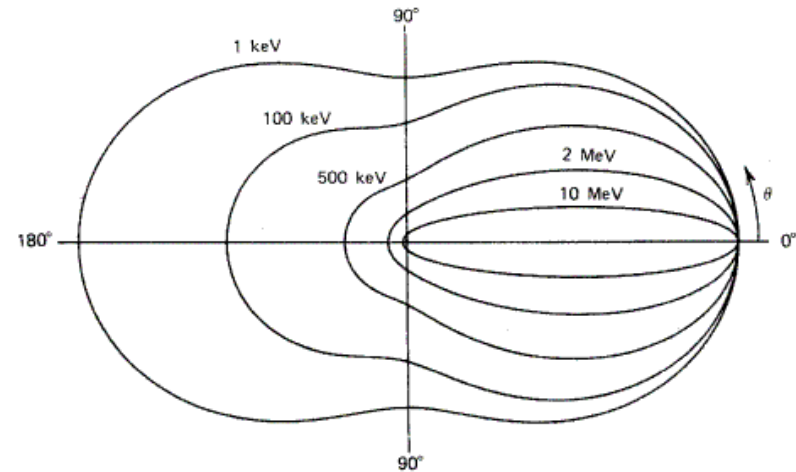
Los fotones dispersados varían en su energía dependiendo del ángulo Θ de dispersión desde el caso $\Theta \sim 0$, $E'_{\gamma} \approx E_{\gamma}$ hasta $\Theta \sim \pi$, $E'_{\gamma} \approx 1/2 \cdot mc^2 \approx 0.25 \text{ MeV}$.

La probabilidad para la dispersión Compton para un ángulo Θ puede obtenerse empleando la mecánica cuántica. El resultado es la fórmula de Klein-Nishina para la sección eficaz diferencial para el electrón:

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

$$\alpha \equiv \frac{E_{\gamma}}{mc^2} \quad r_0 = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 mc^2} = 2,818 \text{ fm}$$

donde α es la energía del fotón en unidades de la energía en reposo del electrón y r_0 es el radio clásico del electrón (que se utiliza como parámetro, pero que no tiene que ver con el tamaño de los electrones).



Sección Eficaz Diferencial Compton para distintas energías (usando un diagrama polar)

Si estamos interesados en la absorción de fotones (es decir, como van siendo absorbidos los fotones de un haz incidente), debemos integrar la ecuación sobre todos los ángulos, dado que en este caso no observamos los fotones dispersados. Esto nos da la Sección Eficaz de la dispersión Compton:

$$\sigma_c = \frac{\pi r_0^2}{\alpha} \left\{ \left[1 - \frac{2 \cdot (\alpha + 1)}{\alpha^2} \right] \cdot \text{Ln}(2\alpha + 1) \right. \\ \left. + \frac{1}{2} + \frac{4}{\alpha} - \frac{1}{2 \cdot (2\alpha + 1)^2} \right\}$$

PRODUCCIÓN DE PARES

El tercer proceso de interacción de un fotón energético con la materia es el de producción de pares, en el que un fotón en presencia de un átomo puede desaparecer creando un par electrón-positrón: $\gamma \rightarrow e^-e^+$.

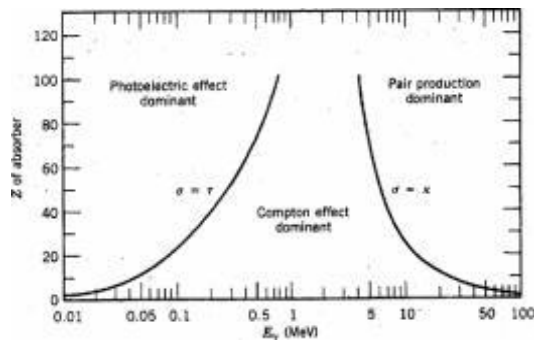
El balance energético viene dado por:

$$E_\gamma = T_{e^-} + m_{e^-}c^2 + T_{e^+} + m_{e^+}c^2$$

$$m_{e^-} = m_{e^+} \equiv m = 0,511 \text{ MeV}$$

Existe, por tanto, una energía umbral por debajo de la cual no puede darse este proceso: $E_{min} = 2mc^2 = 1,022\text{MeV}$.

Como en el caso de la absorción fotoeléctrica, este proceso requiere para la conservación del momento la presencia cercana de un átomo masivo, pero la energía de retroceso dada al átomo es despreciable comparada con los términos de la ecuación.

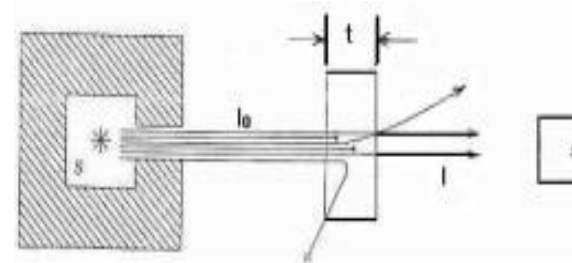


Importancia relativa de los tres procesos en función de la energía y el material absorbente.

Como se aprecia en el gráfico, la producción de pares llega a ser dominante únicamente para energías superiores a 5 MeV.

COEFICIENTE DE ATENUACIÓN μ

Consideremos un haz altamente colimado de fotones monoenergéticos que parten de una fuente S e inciden sobre un bloque de material de grosor t:



Los fotones pueden sufrir absorción fotoeléctrica o producción de pares y desaparecer, o bien dispersión Compton y ser desviados. Por tanto, tan solo llegan al detector aquellos los fotones que no han interactuado. Esta situación contrasta con el caso de partículas cargadas pesadas, en el que si t es menor que el alcance el número de partículas detectadas es el mismo que el de las incidentes (aunque con menor energía).

La probabilidad total por unidad de longitud m de que un fotón no alcance al detector, se conoce como el coeficiente de atenuación lineal total y es simplemente la suma de las probabilidades de cada uno de los procesos:

$$\mu = \tau + \sigma + \kappa$$

donde τ es la probabilidad de absorción fotoeléctrica, σ es la probabilidad de dispersión Compton y κ es la probabilidad de

LABORATORIO DE FÍSICA NUCLEAR Y DE PARTÍCULAS

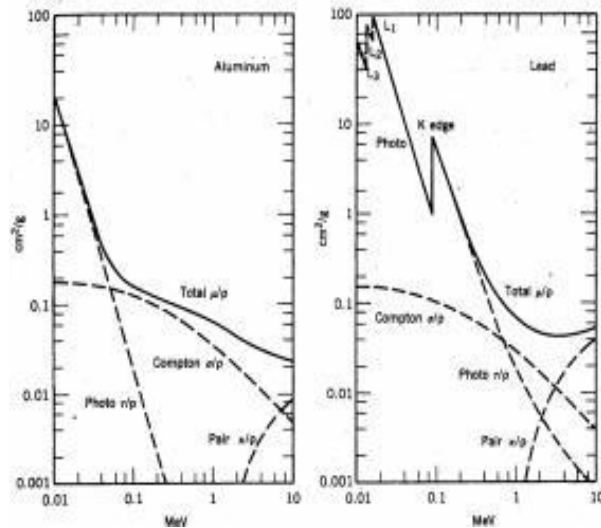
producción de pares e+e-. Todas estas cantidades tienen dimensiones de [Longitud]⁻¹

El coeficiente de absorción lineal Compton σ está relacionado con la sección eficaz por electrón calculada, σ_c de acuerdo con:

$$\sigma = \sigma_c \cdot N \cdot Z$$

donde Z y N representan el número atómico del material y el número de átomos por unidad de volumen.

En muchas ocasiones se trabaja con el coeficiente de atenuación másico, que viene dado por el cociente entre el coeficiente de atenuación lineal μ y la densidad: $\bar{\mu} = \mu / \rho$



Coefficientes de atenuación másicos para los tres procesos en Aluminio y en Plomo

La disminución relativa de intensidad del haz de fotones al atravesar un espesor dx del material es:

$$\frac{dI}{I} = -\mu \cdot dx$$

Por tanto:

$$I = I_0 \cdot e^{-\mu x}$$

Continuando con este análisis es fácil comprobar que la probabilidad de que un fotón atravesase un espesor x sin interactuar vendrá dada por:

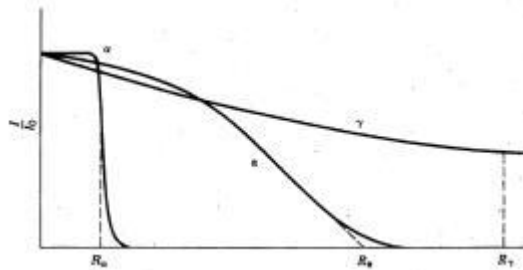
$$\frac{I_0 e^{-\mu x}}{I_0} = e^{-\mu x}$$

Se puede definir el recorrido libre medio como la distancia media entre dos interacciones. En este caso, tenemos que:

$$\lambda = \frac{\int_0^{\infty} x \cdot e^{-\mu x}}{\int_0^{\infty} e^{-\mu x}} = \frac{1}{\mu}$$

COMPARATIVA ENTRE PARTÍCULAS α, e^-, γ , NEUTRONES

Estudiando la pérdida de intensidad de un haz monoenergético de 1MeV de partículas α , electrones y radiaciones γ en un montaje experimental como el indicado anteriormente, obtendríamos un resultado como el que aparece en la siguiente figura:



Comparativa de las atenuaciones para partículas α , electrones y fotones γ

La intensidad de partículas alfa no disminuye hasta que el grosor atravesado está muy cercano al alcance medio y entonces cae rápidamente a cero. El alcance de partículas alfa en aluminio es de unos 0.0003 cm.

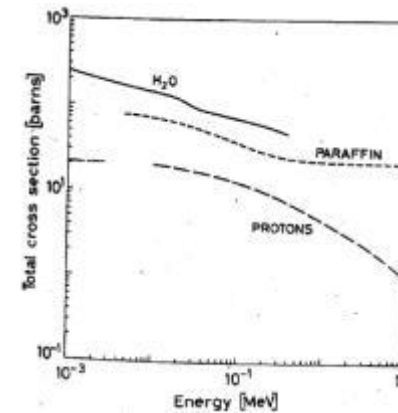
La intensidad de los electrones empieza a decrecer lentamente incluso para un grosor atravesado mucho menor que el alcance, debido a que algunos electrones son desviados fuera de la dirección del haz. El alcance extrapolado de los electrones es de unos 0.18 cm.

La intensidad gamma decrece exponencialmente tal como se ha mostrado. El alcance medio (que se define como el grosor para el cual $I = 0.5 I_0$) es de unos 4.3 cm para rayos g en

Aluminio. [Hay que destacar que la definición del concepto de alcance varía según el tipo de radiación].

Los neutrones no interaccionan eléctricamente con los átomos, pero sí lo presentan interacción fuerte con los núcleos en una amplia variedad de procesos:

- Colisiones elásticas: $A(n,n)A$ --Importante para energías de $\sim 1\text{MeV}$ (*neutrones rápidos*).
- Colisiones inelásticas: $A(n,n')A^*$, $A(n,2n')B$ -- Por encima de la energía umbral de excitación nuclear.
- Captura de neutrones: $n + (Z,A) \rightarrow \gamma + (Z,A+1)$ -- Decrece con la velocidad del neutrón ($\sim 1/v$).
- Otras reacciones nucleares: (n,p) , (n,d) , (n,a) , (n,t) , (n,ap) , etc. con captura de un neutrón y emisión de partículas cargadas -- Región de eV-KeV
- Fisión: A energías térmicas $\sim eV$ (*neutrones térmicos o lentos*).
- Producción de una cascada hadrónica: Para $E > 100\text{MeV}$.



Secciones eficaces totales para neutrones en agua, parafina y protones

2 DETECTORES DE RADIACIÓN

La mayoría de los detectores de radiación presentan un comportamiento similar:

1. La radiación entra en el detector e interacciona con los átomos de éste.
2. Fruto de esta interacción, la radiación cede toda o parte de su energía a los electrones ligados de estos átomos.
3. Se libera un gran número de electrones de relativamente baja energía que son recogidos y analizados mediante un circuito electrónico.

Tal como se ha indicado en el apartado anterior, el tipo de material del detector depende de la clase de radiación a estudiar y de la información que se busca obtener:

• Para detectar **partículas alfa** de desintegraciones radiactivas o partículas cargadas de reacciones nucleares a baja (MeV) energía, basta con detectores muy finos, dado que el recorrido máximo de estas partículas en la mayoría de los sólidos es típicamente inferior a las 100 micras. En el caso de los **electrones**, como los emitidos en las desintegraciones beta, se necesita un grosor para el detector de 0.1 a 1 mm. Sin embargo, para detectar **rayos gamma** puede que un grosor de 5 cm resulte aún insuficiente para convertir estos fotones tan energéticos (MeV o superior) en un pulso electrónico.

• Para medir la **energía** de la radiación, debemos escoger un detector en el cual la amplitud del pulso de salida sea proporcional a la energía de la radiación. Se debe elegir un material en el que el número de electrones sea grande para evitar que posibles fluctuaciones estadísticas afecten al valor de la energía.

• Para medir el **tiempo** en el que la radiación fue emitida, debemos seleccionar un material en el que los electrones sean recogidos rápidamente en un pulso, siendo el número de éstos aquí menos importante.

• Para determinar el **tipo de partícula** (por ejemplo, en una reacción nuclear, en la que se pueden generar una gran variedad de partículas), debemos elegir un material en el que la masa o carga de la partícula de un efecto distintivo.

• Para medir **el spin o la polarización de la radiación**, debemos escoger un detector que pueda separar distintos estados de polarización o spin.

• Si esperamos un **ritmo de cuentas** extremadamente alto, deberemos seleccionar un detector que pueda recuperarse rápidamente de una radiación antes de poder contar la siguiente. Para un ritmo de cuentas muy bajo, sin embargo, es más importante buscar reducir el efecto de las radiaciones de fondo.

• Finalmente si estamos interesados en reconstruir la **trayectoria de las radiaciones** detectadas, debemos decantarnos por un detector que sea sensible a la localización en la que la radiación penetra.

DETECTORES GASEOSOS

Los detectores gaseosos (La Cámara de Ionización, el Contador Proporcional y el detector Geiger-Müller) se basan en la recolección directa de la ionización producida por una partícula al atravesar un gas encerrado entre dos electrodos sometidos a una diferencia de potencial.

Veámos las características de cada uno de ellos:

CÁMARA DE IONIZACIÓN

El detector más sencillo de este tipo es la cámara de ionización, que se puede considerar como un condensador plano-paralelo en la que la región entre los planos está rellena de un gas, usualmente aire. El campo eléctrico en esta región evita que los iones se recombinen con los electrones y se puede interpretar que en esta situación los electrones se dirigen al electrodo positivo, mientras que los iones cargados positivamente lo hacen al negativo.

Gas	W eV/par)
H2	37
He	41
N2	35
O2	31
Aire	35
Ne	36
Ar	26

Energía media necesaria para formar un par electrón-ión

La energía media necesaria para producir un ión en aire es de unos 35 eV , por tanto una radiación de 1 MeV, produce un máximo de 3×10^4 iones y electrones. Para una cámara de ionización de tamaño medio, de unos 10x10 cm con una separación de 1 cm entre las placas, la capacidad es de 8.9×10^{-12} F y el voltaje del pulso recogido es de unos:

$$V = \frac{(3 \cdot 10^4 \text{ iones}) \cdot (1.6 \cdot 10^{-19} \text{ C/ion})}{8.9 \cdot 10^{-12} \text{ F}} \cong 0.5 \text{ mV}$$

Este voltaje es bastante pequeño, por lo que debe ser amplificado (hasta un valor 10000) antes de que se pueda analizada normalmente.

La amplitud de la señal es proporcional al número de iones creados (y por tanto, a la energía depositada por la radiación), y es independiente del voltaje entre las placas.

El voltaje aplicado determina la velocidad de deriva de los electrones e iones hacia los electrodos de la cámara. Para un valor típico del voltaje de unos 100 V, los iones se mueven a velocidades de 1 m/s. Esto hace que tarden hasta 0.01 s en atravesar una cámara de 1 cm de grosor (Los electrones son más móviles y viajarán unas 1000 veces más rápido). Estos tiempos son excesivamente largos para los tiempos con los que normalmente se trabaja en la detección de radiaciones nucleares. Por ejemplo, una fuente débil de 1 mCi da un promedio de una desintegración cada 30 ms. Por tanto, la cámara de ionización no sirve como contador de señales individuales.

LABORATORIO DE FÍSICA NUCLEAR Y DE PARTÍCULAS

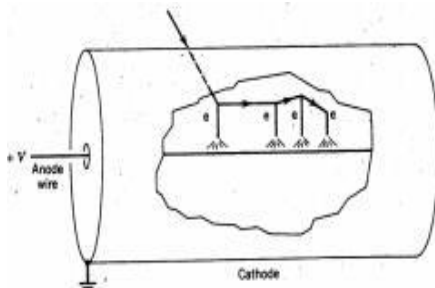
Normalmente se usa la cámara de ionización como monitor de radiación. La intensidad de la radiación se recoge como una corriente que representa la interacción de muchas radiaciones durante el tiempo de respuesta de la cámara. La corriente de salida es proporcional tanto a la actividad de la fuente y a la energía de las radiaciones (radiaciones de mayor energía dan una mayor ionización y por tanto, una mayor respuesta).

CONTADOR PROPORCIONAL

Para lograr observar pulsos individuales, debemos aumentar el voltaje aplicado (superando los 1000V). De este modo el mayor campo eléctrico es capaz de acelerar los electrones lo suficiente como para que éstos puedan generar ionizaciones secundarias. Los electrones secundarios acelerados producen nuevas ionizaciones, con lo que finalmente se genera una avalancha o cascada de ionizaciones.

Aunque hay un gran número de ionizaciones secundarias (~1000-100000), la cámara siempre trabaja de modo que este número es proporcional al número de sucesos primarios (de ahí el nombre de contador proporcional).

La geometría del contador proporcional suele ser cilíndrica, tal como se muestra en la figura:



En este caso, el campo eléctrico es:

$$E(r) = \frac{V}{r \cdot \ln(b/a)}$$

donde r es la distancia radial, b el radio interno del cátodo y a el radio externo del ánodo.

La avalancha ocurrirá obviamente en la región donde el campo es mayor cerca del cable de ánodo. Esta región, sin embargo, representa solamente una pequeña fracción del volumen de la cámara. La gran mayoría de los iones originales son creados lejos de esta región central, y la deriva de los electrones es lenta hasta que inician el proceso de avalancha. (Los sucesos primarios que ocurren dentro de la región de campo intenso, son poco amplificados, dado que no tienen la oportunidad de crear tantas colisiones).

Debido a que la señal de salida de un contador proporcional proviene principalmente del proceso de avalancha, el cual ocurre muy rápidamente, el tiempo viene determinado por el tiempo de deriva de los electrones primarios desde el punto de formación del ión original hasta la vecindad del ánodo donde ocurre la avalancha. Este tiempo es del orden de los microsegundos, y por tanto, el contador puede trabajar en modo pulsado hasta ritmos de conteo del orden de 10^6 por segundo.

Se emplea para detectar rayos X de baja energía y electrones de baja energía. También con gases como BF₃ o ³He se detectan neutrones con energías en el rango (0.1 eV – 100keV).

CONTADOR GEIGER-MÜLLER

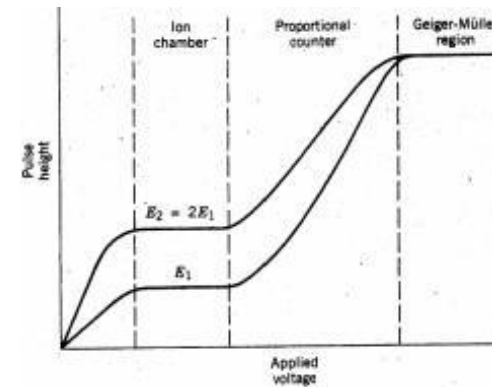
Si el campo eléctrico es aumentado aún más, se alcanza la región Geiger-Müller. En este caso, se pueden generar avalanchas secundarias en cualquier parte del tubo producidas por fotones emitidos por átomos excitados en la avalancha original. Estos fotones pueden viajar relativamente lejos de la región de la avalancha original y en poco tiempo el tubo entero participa en el proceso. El factor de amplificación puede llegar a ser de hasta 10^{10} . Los contadores basados en este principio se conocen como contadores de Geiger-Müller.

Debido a que el tubo entero participa en cada suceso incidente, no hay información de la energía de la radiación original (todas las radiaciones incidentes producen idénticos pulsos de salida $\sim 1V$). Sirve, por tanto, como contador de pulsos.

La señal de salida de un contador Geiger consiste en los electrones recogidos de los muchos procesos de avalancha. La señal, como se ha dicho, es del orden de 1 V, por lo que no se requiere en general una amplificación adicional. El tiempo de recogida es del orden de 10^{-6} , tiempo durante el cual los iones positivos no se mueven lejos de la región de la avalancha. Por tanto, alrededor del ánodo queda una nube de iones cargados positivamente que reduce la intensidad del campo eléctrico que finalmente finaliza el proceso de avalancha. El ciclo será completado después de que los iones positivos hayan alcanzado el ánodo y hayan sido neutralizados [lo que lleva 10^{-4} - 10^{-3} s].

Existe un problema: durante su viaje los iones pueden ser acelerados y alcanzar el ánodo con la suficiente energía para liberar electrones y empezar el proceso de nuevo (debido a la naturaleza del proceso de avalancha múltiple en el tubo Geiger basta con un electrón para crear un pulso de salida). Para evitar

que esto ocurra, se añade un segundo tipo de gas, denominado "quenching gas" (gas de extinción) compuesto por moléculas orgánicas complejas como el Etanol (mientras que el gas primario está generalmente formado por moléculas simples, como el Argón). Una mezcla típica será: 90% Argón y 10% Etanol. La naturaleza molecular de este gas añadido evita la aparición de estos electrones finales.



Detectores gaseosos de radiación (Distintas regiones según el voltaje aplicado).

Las varias regiones de operación de los detectores gaseosos aparecen en la figura anterior. Para voltajes pequeños, los electrones y los iones primarios pueden recombinarse. Según el voltaje aumenta, se alcanza la región de la cámara de ionización, donde el pulso de salida es proporcional a la ionización primaria producida por la radiación y por tanto a su energía, pero independiente de V. En la región proporcional, la amplitud del pulso aumenta con V para hacer más sencillo el análisis, pero el pulso de salida es aún proporcional a la energía de la radiación a través de la ionización producida. Finalmente se alcanza la zona Geiger, donde todas las radiaciones dan la misma salida, independientemente de la ionización inicial o la energía de la radiación.

DETECTORES CENELLEADORES

Una desventaja de los contadores gaseosos es su baja eficiencia para muchas radiaciones de interés en física nuclear: el rango de un rayo gamma de 1 MeV en aire es del orden de 100 m. Los detectores sólidos tienen densidades más altas que dan probabilidades de absorción razonables para un tamaño normal del detector.

Para crear un detector sólido se debe adquirir un compromiso entre dos criterios enfrentados:

1. El material debe ser capaz de soportar un campo eléctrico grande, de manera que los electrones y los iones puedan ser recogidos para formar un pulso electrónico. Además en ausencia de radiación el flujo de corriente debe ser mínimo o nulo para que el ruido de fondo sea bajo.

2. Los electrones deben ser fácilmente extraídos de los átomos y en gran número por la radiación, y los electrones e iones deben ser capaces de viajar fácilmente en el material.

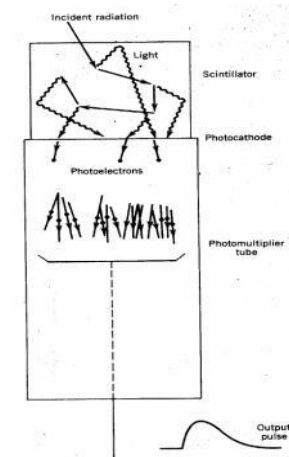
La primera condición parece exigir un material aislante, mientras que la segunda sugiere usar un conductor. El compromiso obvio es un semiconductor, tal como veremos. Materiales semiconductores de tamaño suficientemente grande para construir detectores de radiación útiles (decenas de cm³) no llegaron a estar disponibles hasta finales de la década de los 60 y para cubrir la necesidad de dispositivos espectroscópicos nucleares de alta eficiencia y una resolución razonable, los contadores centelleadores fueron desarrollados durante los años 1950.

Los contadores centelleadores solucionan el dilema de la elección del material del siguiente modo: los electrones que se

forman en el proceso de ionización no son los mismos que los del pulso electrónico. El intermediario entre ambos es la luz ordinaria.

El proceso completo es como sigue:

- 1) - La radiación incidente interacciona con los átomos y moléculas del material excitándolos.
- 2) - Los estados excitados se desexcitan emitiendo luz visible (o próxima al visible) de fluorescencia.
- 3) - La luz llega a una superficie fotosensible arrancando *fotoelectrones*.
- 4) - Los electrones se aceleran y se multiplican para formar un pulso eléctrico en el tubo *fotomultiplicador*.



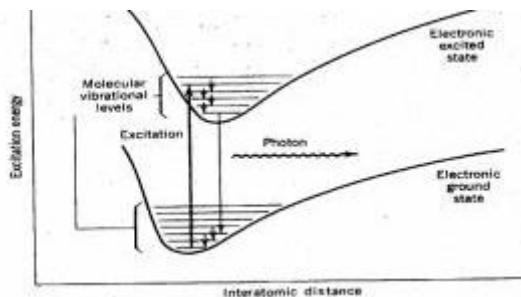
Esquema del funcionamiento de un centelleador

LABORATORIO DE FÍSICA NUCLEAR Y DE PARTÍCULAS

Existe una amplia variedad de centelleadores y tubos fotomultiplicadores disponibles, dependiendo de la aplicación en la que se va a usar. Las propiedades que hay que considerar en la elección del material incluyen la fracción de la energía incidente que aparece como luz, la eficiencia (la probabilidad de que la radiación sea absorbida), el tiempo de respuesta y la resolución en energía.

Para entender como funciona un centelleador, debemos considerar el mecanismo por el cual la energía puede ser absorbida excitando electrones atómicos. Hay dos tipos básicos de detectores, aquellos compuestos de materiales orgánicos y aquellos de materiales inorgánicos.

En los centelleadores orgánicos (que pueden ser líquidos o sólidos), la interacción entre las moléculas son relativamente débiles, y podemos ver sus propiedades en términos de los estados excitados discretos de las moléculas. Hay dos modos en los que las moléculas absorber la energía: los electrones pueden ser excitados a estados electrónicos superiores (saltos entre niveles electrónicos), o bien los átomos de la molécula pueden empezar a vibrar (saltos entre niveles vibracionales). Las energías típicas vibracionales son del orden de 0.1 eV, mientras que las energías de excitación electrónicas son del orden de unos pocos eV. La siguiente figura, esquematiza bien todo esto:



Esquema de niveles electrónicos y vibracionales moleculares

Los electrones excitados son generalmente aquellos que no están muy implicados en la ligadura de la molécula. En los hidrocarburos aromáticos, tales como los que presentan la estructura de anillo del benceno, tres de los cuatro electrones de valencia del carbono están en orbitales híbridos s que están localizados entre cada carbono, sus dos carbonos vecinos y un hidrógeno. El cuarto electrón, que está en un orbital p , no está tan localizado y no participa tanto en el proceso de ligadura entre los átomos como los electrones s . Es este electrón p el que es responsable principalmente del proceso de centelleo.

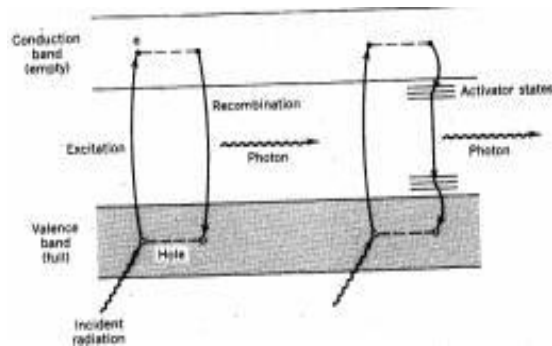
La radiación incidente interacciona con muchas moléculas, perdiendo unos pocos eV en cada interacción al excitarlas. Muchos posibles estados vibracionales pueden ser excitados (y también muchos posibles estados electrónicos). Los estados vibracionales excitados decaen rápidamente (~ 1 ps) al estado vibracional fundamental, el cual entonces decae (en un tiempo del orden de 10 ns) a uno de los estados vibracionales del estado electrónico fundamental que a su vez decae rápidamente a su estado vibracional fundamental correspondiente.

En circunstancias normales, a temperatura ambiente todas las moléculas de un centelleador están en el estado más bajo vibracional del estado electrónico fundamental: A la energía térmica $k.T = 0.025$ eV le corresponde una población siguiendo una distribución de Boltzmann: $\exp(-E/kT)$, de modo que es muy improbable que haya estados vibracionales excitados a esa temperatura. Esto hace que sólo uno de los fotones que se emiten en las muchas posibles transiciones tenga probabilidad de ser absorbido por el propio centelleador. Esto representa una importante propiedad: *un centelleador debe ser transparente a su propia radiación.*

De los centelleadores inorgánicos, el más común está formado por un único cristal de una sal alcalina como el NaI. Se necesita que sea un monocristal para obtener transparencia: las

LABORATORIO DE FÍSICA NUCLEAR Y DE PARTÍCULAS

reflexiones y absorciones en las caras del cristal harían inservible al centelleador. Las interacciones entre los átomos en un cristal hacen que los niveles discretos de energías se ensanchen formando una serie de bandas de energía. Las dos bandas superiores son la banda de valencia y la banda de conducción. (Ver Figura). En un material aislante como el NaI, la banda de valencia está generalmente llena y la banda de conducción vacía. Una radiación incidente puede excitar un electrón, hacerle saltar el gap de energía (de unos 4 eV) y llevarlo a la banda de conducción. En un momento dado, este electrón, perderá esta energía, emitiendo un fotón y cayendo de nuevo a la banda de valencia.



Bandas de energía en un cristal. A la izquierda se muestran los procesos característicos de un cristal puro como el NaI. A la derecha, los procesos de un cristal con impurezas: NaI(Tl).

Para aumentar la probabilidad de emisión de fotones y reducir la auto-absorción de luz, pequeñas cantidades de impurezas llamadas *activadores* se añaden al cristal. Un activador que se usa comúnmente es el talio, formando detectores como el NaI(Tl). El activador proporciona estados discretos de energía en el gap y la emisión de luz tiene lugar entre los estados del activador. 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. La absorción a esta

energía no se puede dar en el NaI(Tl) dado que los niveles fundamentales del activador no están poblados y el cambio de longitud de onda del ultravioleta al visible permite aprovechar la región de máxima sensibilidad de la mayoría de los tubos fotomultiplicadores.

En la siguiente tabla, se muestran algunas propiedades de algunos detectores centelleadores que se emplean normalmente.

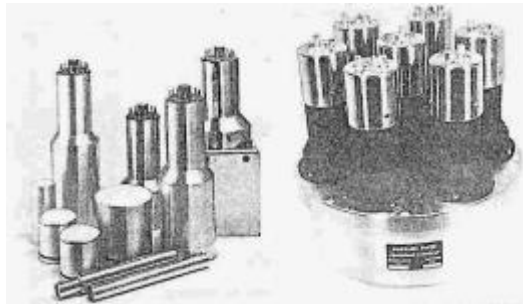
NOMBRE	TIPO	λ (nm)	t (ns)	Efic.Relat
Anthracene	Sol. orgánico	447	30	0.43
Pilot B	Sol. orgánico	408	1.8	0.30
NE 213	Liq. orgánico	425	3.7	0.34
NaI(Tl)	Cristal inorg.	410	230	1.00
CsF	Cristal inorg.	390	5	0.05

En la tabla, el tiempo hace referencia al tiempo de respuesta del detector (que es bastante rápido, del orden de los ns) y la eficiencia relativa se calcula respecto al NaI(Tl) (que es el que mayor eficiencia presenta) e incluye la eficiencia de absorción del fotón y de la emisión de la luz de salida.

La elección de uno u otro centelleador, dependerá principalmente del tipo de experimento que se va a realizar. Por ejemplo, si se busca una alta eficiencia para rayos gamma se usa normalmente el NaI(Tl), dado que la alta Z (53) del Yodo da una alta probabilidad para la absorción de fotones. Sin embargo, si se busca un corto tiempo de respuesta, el NaI(Tl) no es muy bueno, y los relativamente poco eficientes centelleadores plásticos pueden ser una mejor elección.

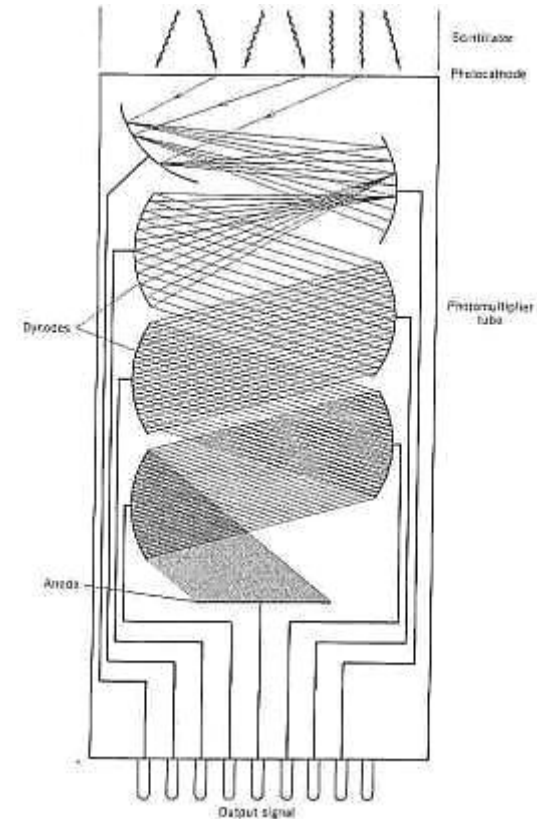
LABORATORIO DE FÍSICA NUCLEAR Y DE PARTÍCULAS

El acoplo de un centelleador a un fotomultiplicador puede hacerse de varias formas. Algunas combinaciones detectores-tubo se venden ya como una unidad sellada. Los detectores NaI(Tl) pueden ser colocados en contacto directo con el cristal del tubo fotomultiplicador usando una sustancia transparente que minimiza las reflexiones internas. Algunas veces la geometría de los fotomultiplicadores es muy distinta de la de los centelleadores, o deben ser colocados lejos de los centelleadores (para eliminar los efectos de los campos magnéticos, por ejemplo). En estos casos se emplea una guía de luz entre ambos.



Izquierda: Selección de centelleadores de NaI, algunos con fotomultiplicadores acoplados. Derecha: Centelleador grande de NaI unido a siete fotomultiplicadores.

Un esquema del funcionamiento de un fotomultiplicador aparece en la siguiente figura. Un pequeño número de electrones (menor que el número de fotones incidentes) son liberados en el fotocátodo, multiplicados y focalizados por una serie de electrodos llamados dínodos.



Esquema de un fotomultiplicador. Los electrones liberados del cátodo son atraídos al primer dínodo y multiplicados. Cada sucesivo dínodo a un potencial mayor que el anterior. Un tubo típico tiene de 10 a 14 dínodos. a cada paso, el número de electrones es aumentado en un factor del orden de 5.

Los dínodos están conectados a una fuente de alto voltaje y a una serie de divisores de voltaje. Así se logra una diferencia de potencial típica entre los dínodos adyacentes es de unos 100 V, y por tanto, los electrones impactan los dínodos de unos 100 eV de energía. Los dínodos están contruidos de materiales con una alta probabilidad de emitir electrones secundarios. Puede llevar 2-3 eV para liberar un electrón y por tanto una ganancia de el número de electrones de 30-50 es posible. Sin embargo, los electrones son liberados en direcciones aleatorias en el material, y relativamente pocos serán realmente liberados en la superficie, y una ganancia de 5 en cada dínodo es más común. Incluso así, con un tubo de 10 dínodos, la ganancia total será de 510 (~107).

En los espectrómetros de energía, dos importantes características son la linealidad y la estabilidad. La linealidad implica que la amplitud de un pulso de salida debe ser directamente proporcional al número de eventos originales en el centelleador, y por tanto a la energía depositada en el detector por la radiación. Debido a que la ganancia de cada dínodo depende de la diferencia de potencial, cualquier cambio en el alto voltaje, producirá una variación en el pulso de salida. Por ello suele ser necesario estabilizar la fuente de alto voltaje.

Existe una amplia variedad de tubos, y su elección puede venir determinada por parámetros como el tamaño, la respuesta del fotocátodo a las diferentes longitudes de onda, su sensibilidad, la ganancia, el nivel de ruido y su tiempo de respuesta.

DETECTORES SEMICONDUCTORES

Tal como se discutió en la sección anterior, los materiales sólidos semiconductores (Germanio y Silicio) son alternativas a los centelleadores para construir detectores de radiación. Ambos, el Ge y el Si, forman cristales sólidos en los cuales los átomos de valencia 4 forman cuatro enlaces covalentes con los átomos vecinos. Todos los electrones de valencia, participan por tanto, en los enlaces y la estructura de bandas muestra una banda llena de valencia y una banda de conducción vacía. La diferencia entre un aislante y un semiconductor reside en el tamaño del gap de energía, el cual es del orden de 5 eV en un aislante y de 1 eV en un semiconductor. A temperatura ambiente, un pequeño número de electrones (en torno a 1 de cada 10⁹) se encuentran térmicamente excitados en la banda de conducción, dejando una vacante en la banda de valencia. Según los electrones de átomos cercanos llenan esa vacante (creando en el proceso una nueva vacante), ésta parece moverse a través del cristal (pero por supuesto los átomos cargados positivamente no se mueven).

Para controlar la conducción eléctrica de los semiconductores, pequeñas cantidades de materiales llamados dopantes son añadidos. En el proceso de dopado, los átomos con valencia 3 o 5 son introducidos en la red cristalina. En el caso de los átomos de valencia 5 (P,As,Sb), cuatro de los electrones forman enlaces covalentes con los átomos vecinos de Si o Ge. El quinto se puede mover libremente a través de la red cristalina y forma un conjunto de estados discretos "donores" justo bajo la banda de conducción. Debido a que existe un exceso de transportadores de carga negativa, este material se llama semiconductor de tipo-n. Por otro lado, se puede usar átomos de valencia 3, los cuales intentan formar 4 enlaces covalentes, produciendo un exceso de vacantes. Estos forman

LABORATORIO DE FÍSICA NUCLEAR Y DE PARTÍCULAS

estados "aceptores" justo sobre la banda de valencia y el material recibe el nombre de semiconductor tipo-p debido a que los conductores dominantes de carga son las vacantes cargadas positivamente.

Hay que recordar que la denominación tipo-n o tipo-p hacen referencia al signo de la carga de los conductores de corriente eléctrica, siendo los materiales eléctricamente neutros.

Cuando se ponen en contacto un material de tipo-p con uno de tipo-n, los electrones del semiconductor de tipo-n pueden difundirse a través de la unión en el semiconductor de tipo-p y combinarse con las vacantes. En las proximidades de la unión p-n, los conductores de carga son neutralizados, creando una región denominada *zona de depleción*. La difusión de electrones de la región tipo-n deja atrás estados ionizados donores fijos, mientras que en la región tipo-p quedan estados aceptores fijos cargados negativamente. Se crea por tanto un campo eléctrico que finalmente impide que la difusión continúe. Se forma una unión p-n típica de un diodo.

Si alguna radiación penetra en la zona de depleción y crea un par electrón-hueco, el resultado es muy similar al de una cámara de ionización. De hecho, la zona de depleción tiene un gran parecido con un condensador plano-paralelo. Los electrones fluyen en una dirección y las vacantes en la otra. El número final de electrones recogidos pueden crear un pulso electrónico cuya amplitud es proporcional a la energía de la radiación.

En la práctica estos detectores operan con grandes voltajes inversos (1000-3000V) que aumentan la magnitud del campo eléctrico en la región de depleción (haciendo más eficiente la recogida de la carga) y aumentando la región de depleción (aumentando el volumen de sensibilidad del detector) forzando a más cargas que se desplacen de un tipo de material al otro.

A la hora de formar estos detectores se puede partir de un semiconductor de tipo-p en el que se difunden átomos de Litio. La capa de tipo-n creada al producir detectores como Ge(Li) o Si(Li) es del orden de 1 mm de grosor, el cual es fácilmente penetrable por rayos gamma de energía media (el rango de un fotón de 100 keV en Ge es de unos 4 mm y en Si es de unos 2 cm). Sin embargo, para partículas cargadas el alcance es mucho menor (para un electrón de 1 MeV, el alcance es de 1 mm en Si y Ge; para una partícula alfa de 5 MeV, el alcance es de tan sólo 0.02 mm en ambos) y una capa del grosor de 1 mm como puede tener la capa-n, impediría a las partículas alcanzar la zona de depleción.

Para partículas cargadas, la mejor elección es un detector de barrera de superficie, en el que una capa tipo-p extremadamente fina se deposita en una superficie de Si de tipo-n. Una fina capa de oro es entonces evaporada en la superficie frontal para servir de contacto eléctrico. El grosor total que las partículas deben penetrar para alcanzar la región de depleción es de unos 0.1 mm.

El tiempo necesario para recoger la carga de un detector de gran volumen se encuentra en el rango de 10-100 ns, dependiendo de la geometría del detector (plano o coaxial) y en el punto de entrada de la radiación respecto a los electrodos. Este tiempo es mucho menor que el que se tiene con una cámara de ionización, dado que aquí el recorrido que deben hacer las cargas creadas se ve reducido en varios órdenes de magnitud.

Otra ventaja de estos detectores consiste en que como se necesita menor energía para crear un par electrón-hueco (~3.6 eV/par en Si a 300K), se obtiene una excelente resolución energética.

3 RADIACIONES NUCLEARES

En esta sección se muestran las principales características de los espectros de energía de cada una de las radiaciones nucleares (alfa, beta, gamma). También se verá su relación con los niveles de energía nucleares y así cómo influye el tipo de detector empleado en la forma de estos espectros.

Lo primero que hay que destacar de estos espectros, es el orden de magnitud de las energías implicadas. A diferencia de la espectroscopía atómica (que es con la que un se está más familiarizado) en la que las energías son del orden de los eV, en este caso, se trabaja con energías del orden de los MeV. Esta diferencia de hasta 6 órdenes de magnitud (!), hace que la espectroscopía nuclear tenga ciertas particularidades que no comparte con la espectroscopia atómica.

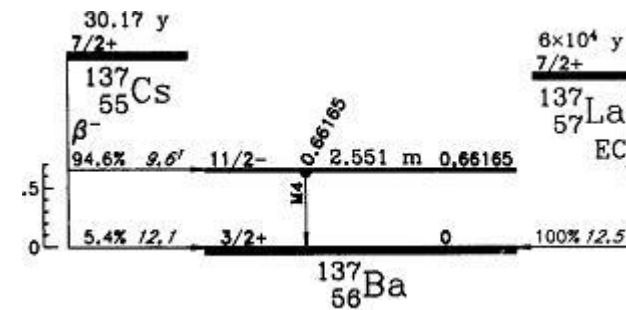
También hay que indicar que debido a su energía, estas radiaciones son ionizantes, por lo que una exposición excesiva a ellas puede suponer un riesgo biológico. Aunque las fuentes radiactivas que se emplean en el laboratorio son de baja actividad, siempre es recomendable seguir unas medidas de seguridad básicas. Estas se pueden resumir en: "limitar la exposición tanto como sea posible". Se puede conseguir más información sobre este tema visitando la dirección: www.csn.es

Recomendamos principalmente la sección sobre el uso de las [tablas de isótopos](#), que deberán emplearse en las prácticas.

ESPECTROS NUCLEARES Y DETECTORES

Tal como se ha indicado en la introducción a esta sección, la forma de los espectros nucleares depende del detector empleado. Veámos esto con un ejemplo: la medida del espectro gamma de una fuente radiactiva de $^{137}_{55}\text{Cs}$.

El esquema de emisión del ^{137}Cs tal como se puede encontrar en una tabla de isótopos es el siguiente:



¿Qué significan los datos de este esquema?

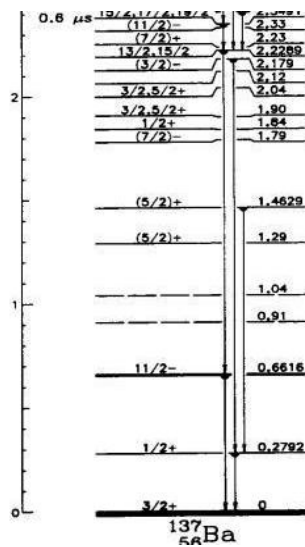
Primero podemos observar que el estado fundamental del ^{137}Cs es el $7/2+$ (sobre el significado de esto, puedes repasar los apuntes de la asignatura o bien visitar algunos de los [enlaces](#) recomendados en esta página) tiene un tiempo de vida medio de 30.17 años. Se desintegra (Desintegración β^-) emitiendo un electrón, pasando a ser ^{137}Ba . Tiene una probabilidad de un 94.6% de ir al nivel excitado $11/2-$ del ^{137}Ba y una probabilidad del 5.4% de ir al nivel fundamental $3/2+$.

LABORATORIO DE FÍSICA NUCLEAR Y DE PARTÍCULAS

En el primer caso, se desexcitará emitiendo un rayo gamma de 0.66165 MeV (Observa que es la diferencia de energías entre ambos niveles) para finalmente llegar al estado fundamental, estando un tiempo de vida medio en el estado excitado del ^{137}Ba de 2.551 minutos. Éste, es un tiempo alto (para física nuclear) debido a que esta transición es del tipo M4 (prohibida).

A la derecha del esquema podemos observar, que el ^{137}Ba también puede formarse a partir de la desintegración de otro núcleo atómico, en este caso, el ^{137}La . Éste núcleo mediante captura electrónica (EC) se convierte en el ^{137}Ba , con un 100% de probabilidad de ir directamente a su estado fundamental. En esta desintegración, como se puede observar, no hay emisión de rayos gamma asociada.

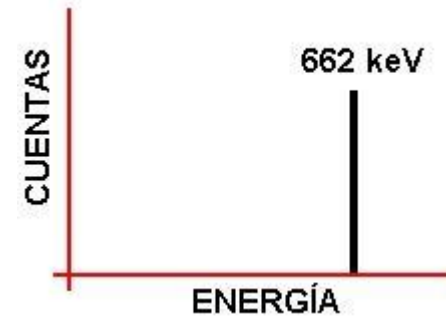
En realidad, el esquema de niveles del núcleo hijo, el ^{137}Ba , es más complejo que el que aparece ahí:



Esquema de niveles del ^{137}Ba

Pero debido a las reglas de selección, un núcleo de ^{137}Ba en su estado excitado 11/2- sólo puede decaer emitiendo un rayo gamma al estado fundamental (sin que pueda hacerlo a estados intermedios como el 1/2+).

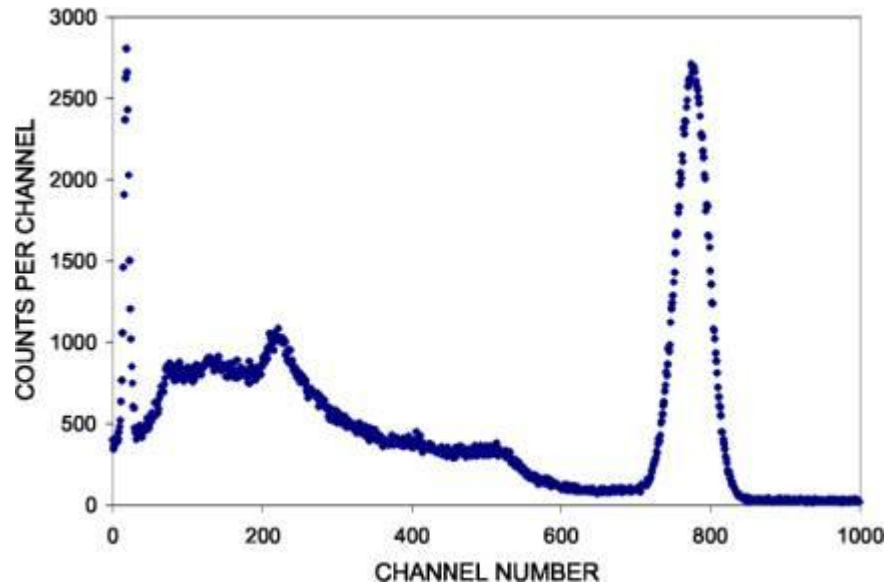
Basándonos en el esquema anterior, si colocamos un detector de rayos gamma frente a una fuente radiactiva de ^{137}Cs , sería de esperar que el espectro observado fuese del siguiente modo:



Es decir, idealmente sólo se registrarán en el detector rayos gamma con una energía de 662 keV, la energía con la que son emitidos por la fuente.

Sin embargo, usando un centelleador con 1000 canales (cada canal i recoge los gammas recibidos con una energía que se encuentra dentro de un intervalo $(E_i, E_i + \Delta E)$, siendo ΔE del orden de 1 keV), obtenemos el siguiente espectro:

LABORATORIO DE FÍSICA NUCLEAR Y DE PARTÍCULAS



Espectro gamma registrado en el laboratorio correspondiente a la radiación de una fuente de ^{137}Cs

[Nota: El detector debe estar calibrado de modo que se conozca del modo más exacto posible la relación canal-energía. Por ejemplo, en nuestro caso, el pico observado en los canales 750-800 corresponde a una energía de 662 keV. El proceso de calibración se realiza identificando varios picos del espectro con valores de Energía tabulados].

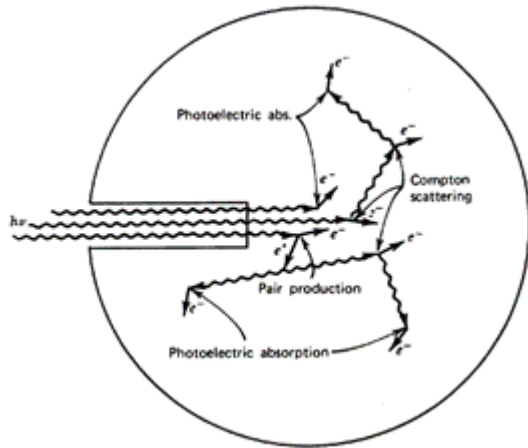
¿A qué se debe la forma de este espectro? ¿Por qué no se obtiene un único pico centrado en 662 keV? Para responder a estas preguntas, es necesario comprender un poco cómo se realiza el proceso de detección de los rayos gamma, por lo que se recomienda haber consultado antes la sección dedicada a los [detectores de radiación](#).

Repasemos de una manera breve la interacción de los rayos gamma con la materia: Sea un rayo gamma con una energía $h\nu=E$ que incide sobre un centelleador. Este gamma puede dar toda su energía a un único electrón (efecto fotoeléctrico) liberándolo con una energía cinética que corresponde a la diferencia entre la E del gamma y la energía de ligadura atómica del electrón. También puede sufrir una serie de scattering Compton en los que cede su energía de manera progresiva a un conjunto de electrones. Si $E > 1.022\text{MeV}$, puede generar un par electrón-positrón. En este caso, el electrón tendrá una cierta energía cinética y el positrón se aniquilará con un electrón liberando un par de rayos gamma. Estos electrones y fotones de menor energía, además de continuar el proceso de ionización, interaccionan con los átomos excitándolos mientras pierden energía. El efecto final de todos estos procesos es la generación de un gran número de átomos excitados, los cuales vuelven a su estado fundamental emitiendo luz (en el rango del visible) que pasan al fotomultiplicador.

Veámos como influye el tamaño del detector en el espectro gamma registrado:

1. **DETECTOR GRANDE** - En este caso, toda la radiación gamma que llega al detector acaba siendo recogida. En principio no importan los diferentes procesos que puedan sufrir los γ antes de depositar toda su energía: Lo que sí importa es que estos procesos son muy rápidos, y que su resultado final es la generación de fotones de luz visible en un corto período de tiempo (un pulso del orden de los ns) que pasan al fotomultiplicador. La energía total de estos fotones (la suma de las energías de todos ellos) equivale a la energía del gamma incidente.

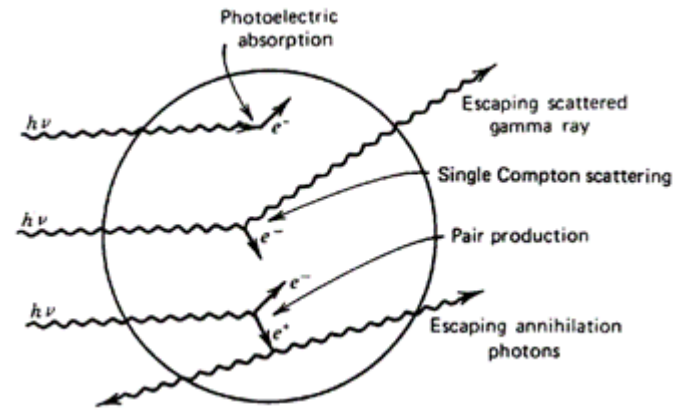
LABORATORIO DE FÍSICA NUCLEAR Y DE PARTÍCULAS



Esquema de la interacción de radiación gamma con un detector suficientemente grande (idealmente infinito).

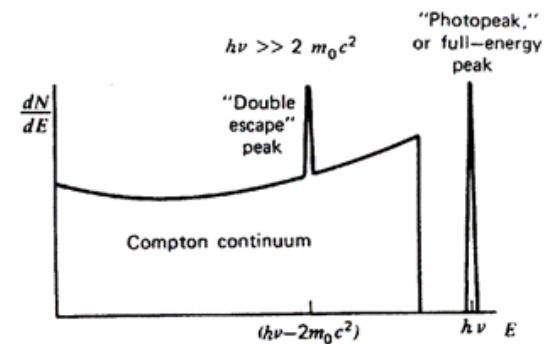
2. **DETECTOR PEQUEÑO** - En un detector pequeño, hay una probabilidad no despreciable de que los fotones que han sufrido una interacción Compton (o los generados a partir de la aniquilación de un positrón con un electrón), escapen sin dejar su energía en el detector. Esto crea un espectro distinto al anterior. Además estos espectros varían significativamente en los casos $E < 1.022 \text{ MeV}$ y $E \gg 1.022 \text{ MeV}$ (Energías en las que la sección eficaz de producción de pares domina.) Aquí sí se distingue cuando el gamma ha tenido una interacción fotoeléctrica (pico) o Compton (franja a la derecha del pico fotoeléctrico).

Respecto al pico fotoeléctrico registrado hay que indicar que el ensanchamiento que presenta se debe a la resolución que el detector real puede alcanzar.



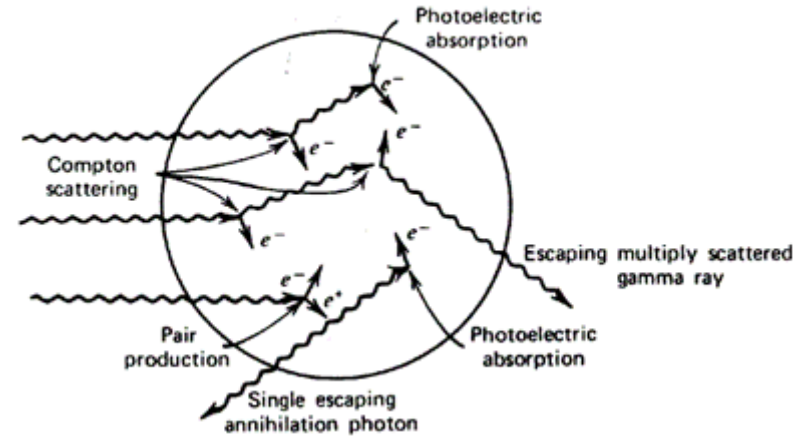
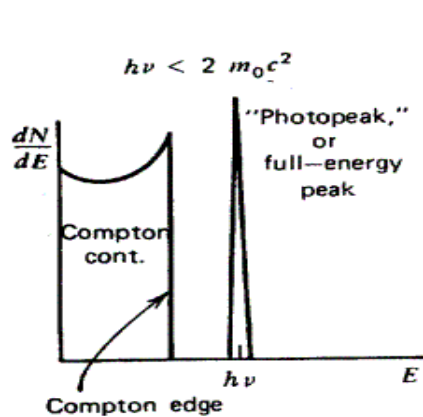
Esquema de la interacción de radiación gamma con un detector pequeño (con poca probabilidad de que un rayo gamma interacciones dos veces dentro de él).

El borde Compton que se puede observar corresponde a la máxima energía que puede depositar un rayo gamma en una única interacción Compton dentro del centelleador (en el que sale con un ángulo de 180 grados tras interactuar con un electrón).



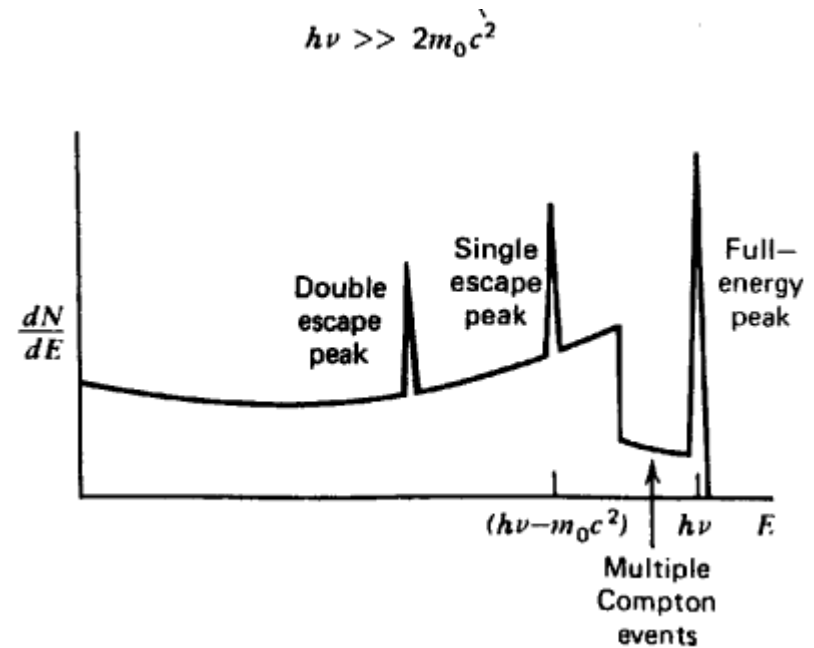
Espectro gamma registrado con un detector pequeño en el caso $E \gg 1.022 \text{ MeV}$

LABORATORIO DE FÍSICA NUCLEAR Y DE PARTÍCULAS

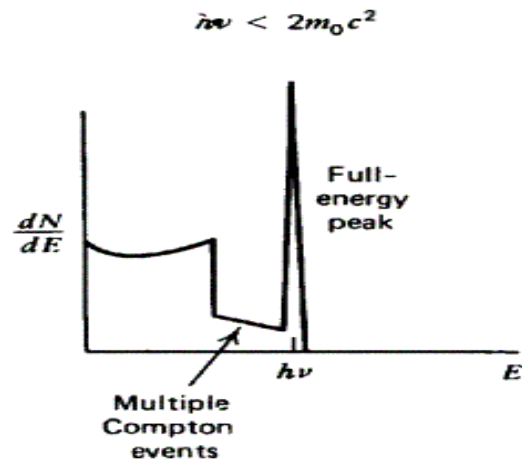


Espectro gamma registrado con un detector pequeño en el caso $E < 1.022\text{MeV}$

3. **DETECTOR MEDIANO** - En general es el tipo de detector con el que se trabaja en el laboratorio. En este caso, al igual que en el anterior, hay una cierta probabilidad de que algunos de los gammas que se generan en los distintos procesos escapen del centelleador llevándose parte de la energía incidente. La diferencia reside en que aquí una parte de esos gamma que escapan, lo hacen una vez que han sufrido varias interacciones Compton. Además, en el caso de los gammas incidentes de alta energía ($E \gg 1.022\text{MeV}$) los gammas generados tras la aniquilación del positrón pueden escapar los dos o uno solo de ellos.



LABORATORIO DE FÍSICA NUCLEAR Y DE PARTÍCULAS



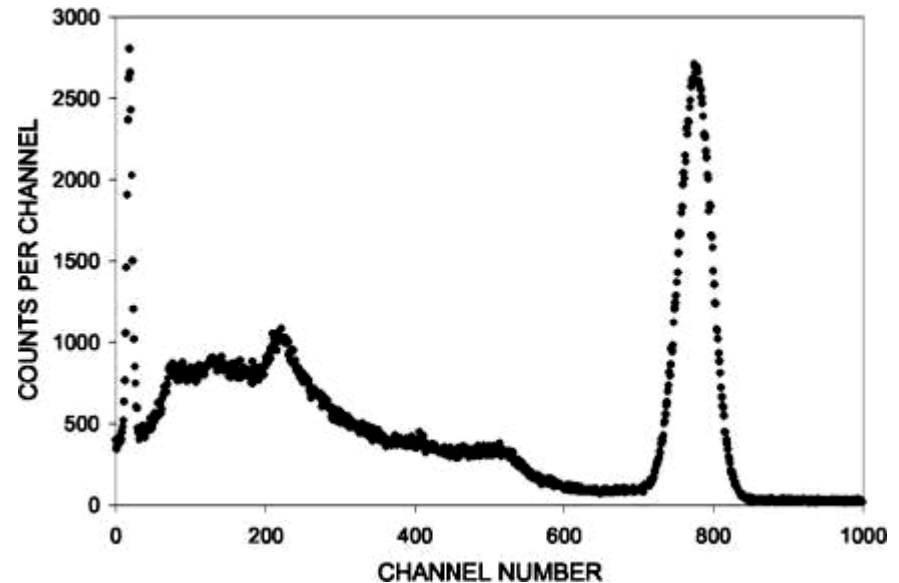
La situación que observaremos en el laboratorio es la correspondiente al caso $E < 2mc^2$. Sin embargo, falta todavía un aspecto a considerar: el pico que aparece a bajas energías en el espectro que se ha mostrado antes. ¿Cual es su origen?

Este pico corresponde a rayos X (energías de unos cientos keV) de dos orígenes distintos:

1. Los materiales que rodean al detector, al recibir los rayos gamma emitidos, se ionizan dejando vacantes en los niveles inferiores electrónicos de sus átomos. Tras esto, hay transiciones de electrones de los niveles superiores a estos niveles, emitiendo rayos X con la diferencia de energía entre sus niveles.

2. El espectro observado corresponde al ^{137}Cs , que además de la radiación beta indicada, presenta [conversión interna](#). Esto genera vacantes en el propio Cs, con lo que los rayos X también proceden de sus transiciones electrónicas.

Observemos de nuevo el espectro registrado por el detector para repasar lo explicado en esta sección:



- Se puede apreciar el pico correspondiente a la absorción completa de los rayos gamma (por efecto fotoeléctrico directo o tras varias interacciones Compton).
- Se aprecia una región Compton de los rayos gamma que han abandonado el detector tras sufrir algún Compton, y no han dejado toda la energía con la que incidieron.
- Se ve un pico en la región de menor energía correspondiente a transiciones electrónicas en las que se emiten rayos X provocadas por las ionizaciones de los rayos gamma y la conversión interna del Cs.

NOTA: Es interesante completar la visión de este espectro (correspondiente a la detección de los rayos gamma generados por el ^{137}Cs), con la de los electrones que libera en la desintegración beta de este isótopo y mediante conversión interna, tal como se ve en la sección sobre [espectros beta](#).

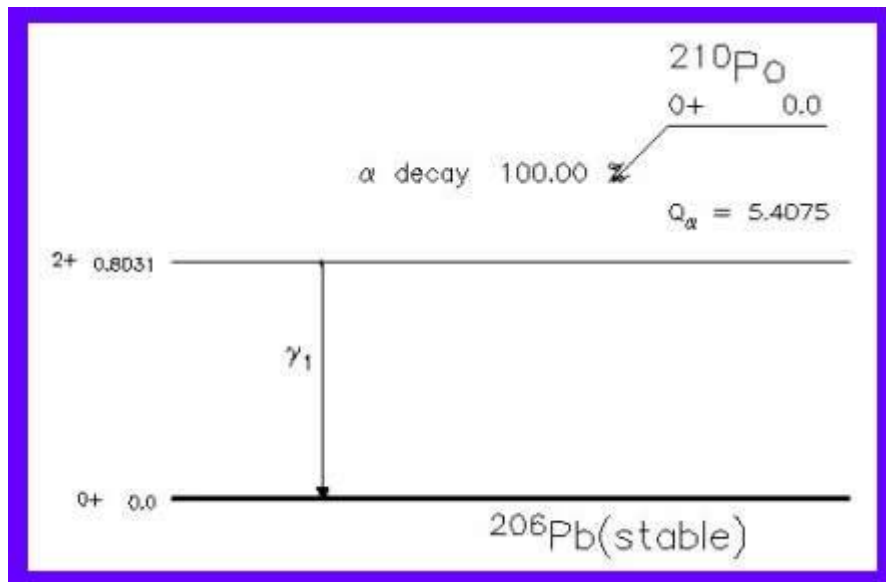
ESPECTRO DE RADIACIÓN ALFA

En el laboratorio se dispone de fuentes y detectores que permiten registrar espectros alfa. ¿Qué aspecto tienen estos espectros?

Colocamos una muestra que emite partículas alfa (por ejemplo, ^{210}Po) frente a un detector dentro de una cámara en la que se ha realizado el vacío (hasta tener una presión de tan sólo algunos milibares).

NOTA: El [recorrido de las partículas alfa](#) en aire es de unos pocos centímetros. Esto hace que si se colocase la fuente radiactiva un poco alejada del detector sin hacer el vacío, no se llegaría a detectar nada.

En una tabla de isótopos se puede encontrar el siguiente esquema correspondiente a la desintegración del ^{210}Po :



Se puede ver que el ^{210}Po se desintegra α (con una probabilidad del 100%) convirtiéndose en el estado excitado (2^+) del ^{206}Pb que es estable. Desde este estado excitado (2^+) pasa a su estado fundamental (0^+) liberando un rayo gamma de 803.1 keV.

El dato Q que aparece en la tabla, corresponde a la energía total disponible en el proceso de emisión de la partícula α . Para obtener la energía cinética con la que son emitidas realmente las partículas α hay que tener en cuenta el retroceso del núcleo hijo que se crea:

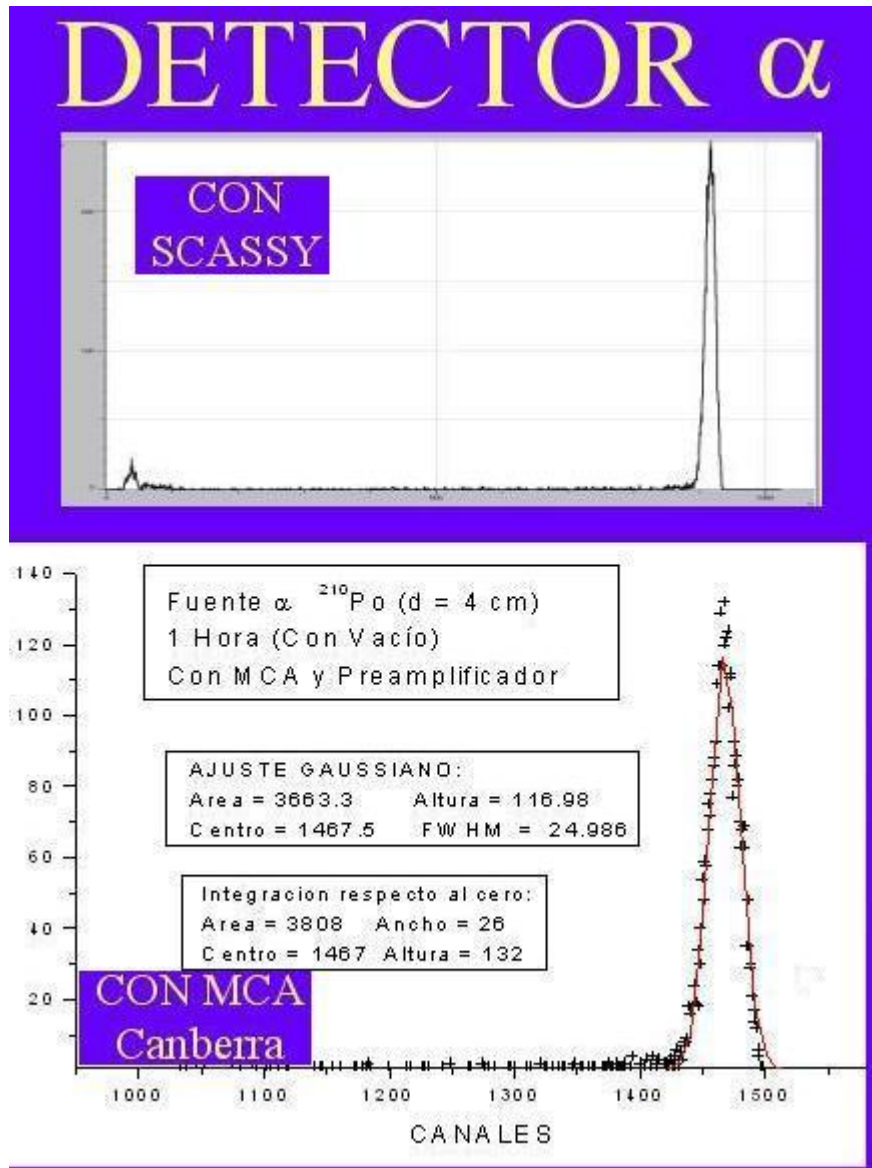
$$T = \frac{Q}{1 + \frac{m_\alpha}{m_{^{206}\text{Pb}}}} = \frac{5407.5}{1 + \frac{4.0026}{205.974}} = \frac{5407.5}{1.0194} = 5304.4 \text{ keV}$$

Como se ve con este cálculo, la energía cinética con la que son emitidas las partículas alfa es de 5304.4 keV, y no 5407.5 keV.

Dadas las características de la [interacción de las partículas alfa con la materia](#), a lo largo de su recorrido hasta llegar al detector, todas las partículas alfa llegarán con una energía similar. Al haber realizado el vacío en la cámara, la pérdida de energía cinética en este recorrido no será grande. Por tanto, idealmente esperaríamos registrar con el detector un espectro de energías con un único pico correspondiente a una energía T .

Este es un espectro alfa típico registrado en el laboratorio con dos espectrómetros distintos:

LABORATORIO DE FÍSICA NUCLEAR Y DE PARTÍCULAS



Las diferencias de las resoluciones de cada aparato se reflejan en la siguiente tabla:

	SCASSY	MCA Canberra
E_0 (canal)	917.1	1467.5
FWHM (Medida directa) (canal)	17.62	27,0
(Ajuste gaussiano) (canal)	$2.35 * \sigma = 17.625$	25,0
RESOLUCIÓN	0.0192	0.0177
Energía por canal	5.78 keV / canal	3.614 keV / canal
FWHM (Energías)	101.8 keV	93.97 keV

En resumen se aprecia que el espectro alfa presenta un pico correspondiente a la energía cinética T de emisión de la partícula, con una anchura de unos 100 keV para una partícula con una energía de 5300 keV.

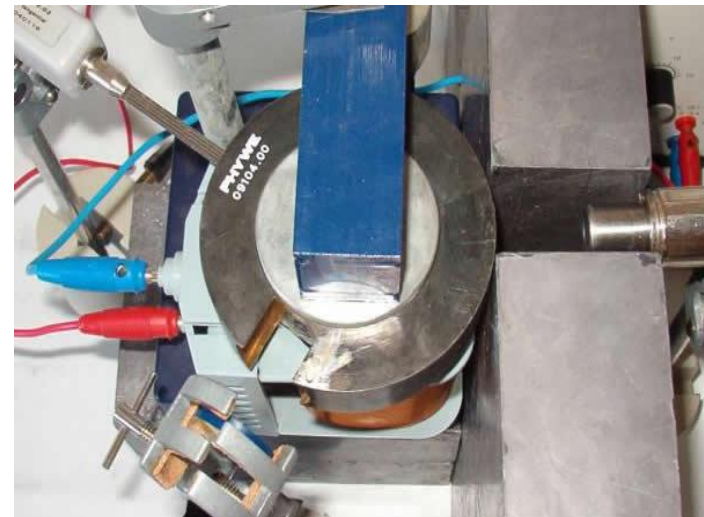
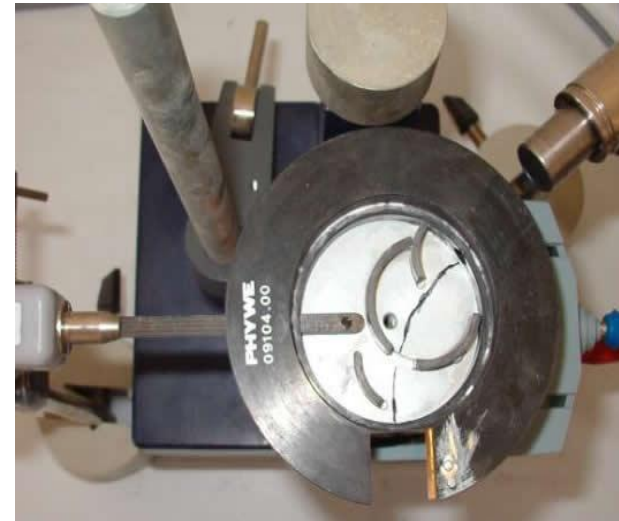
NOTA: FWHM = Full width at Half Maximum - Ancho total de una gaussiana a mitad de su altura. Permite estimar la anchura de la gaussiana (es proporcional a sigma).

ESPECTRO DE RADIACIÓN BETA

En el laboratorio se dispone de un espectrómetro beta que consta de las siguientes partes:

1	Una fuente radiactiva que emite electrones (P.ej. ^{204}TI ó ^{137}Cs).
2	Una abertura que selecciona los electrones emitidos, dejando pasar tan sólo aquellos emitidos en una determinada dirección en el plano horizontal.
3	Una región donde existe un campo magnético uniforme perpendicular al plano de la trayectoria de los electrones. Éstos, dependiendo de su velocidad (y por tanto, de su energía cinética), seguirán una trayectoria circular determinada dentro de ese campo.
4	El campo magnético se puede variar (cambiando la intensidad de corriente que pasa por las bobinas que lo generan. Existe una sonda que por efecto Hall nos permite conocer el valor del campo magnético.
5	Una abertura de salida colocada de tal manera que selecciona los electrones que han seguido una cierta trayectoria dentro de la región donde existe campo magnético y por tanto, seleccionando la energía cinética de éstos.
6	Un contador Geiger que detecta los electrones individuales que salen de la abertura de salida e inciden sobre él.

Esto queda claro observando las siguientes fotografías:



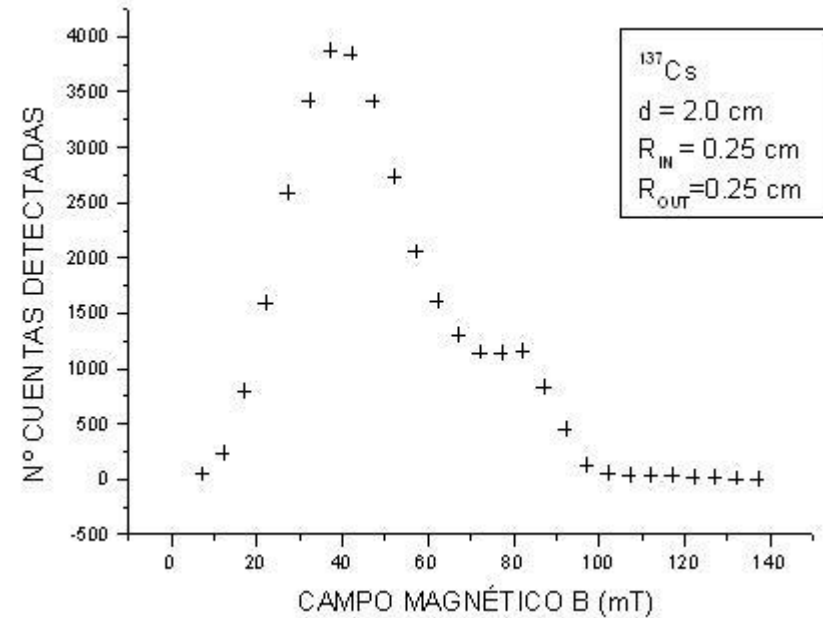
LABORATORIO DE FÍSICA NUCLEAR Y DE PARTÍCULAS

De acuerdo con los datos que conocemos de la muestra, podemos deducir la forma teórica de su espectro. Éste, a diferencia de un [espectro alfa](#) que era discreto, forma un continuo, debido a que los electrones son emitidos junto a un antineutrino que se lleva una fracción variable de la energía. Por ejemplo, para el caso del ^{204}Tl se puede generar el siguiente espectro simulado [Ojo, es un espectro en momentos, no en energía]. También hay que indicar que no se han incluido los factores de Fermi en el cálculo, por simplicidad.

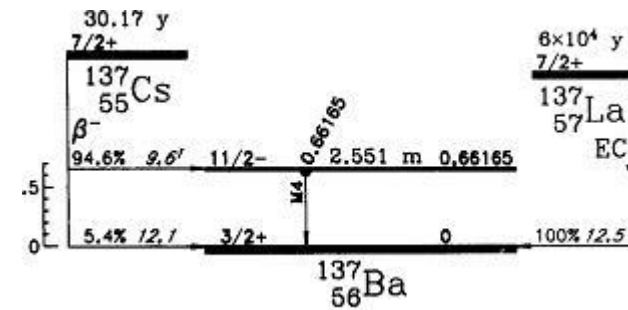


Para una muestra como el ^{137}Cs podemos simular igualmente su espectro de emisión. En este caso, además, mediante un método Monte Carlo (usando números aleatorios) se ha estudiado las trayectorias posibles que puede describir en nuestro espectrómetro los electrones hasta llegar a ser detectados en el tubo Geiger en función del campo magnético aplicado. En resumen, simulamos todo el proceso de generación y detección de los electrones.

El resultado es el siguiente:



Teniendo en cuenta el esquema de niveles del ^{137}Cs uno esperaría dos picos en el espectro:



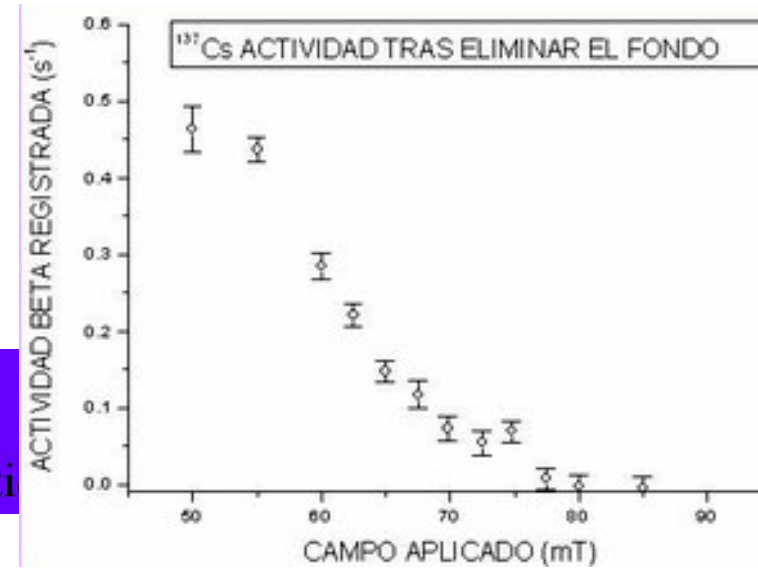
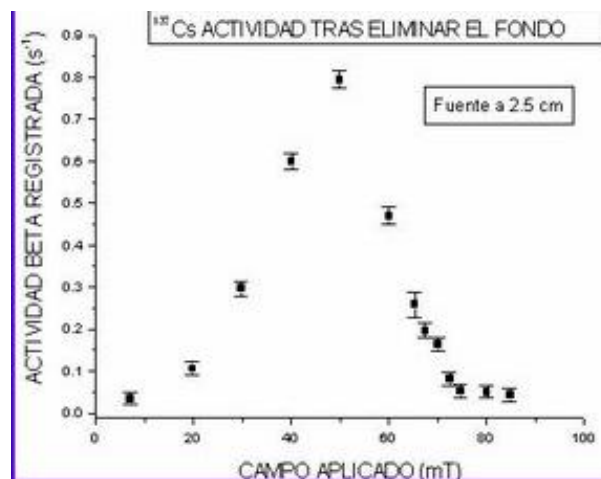
LABORATORIO DE FÍSICA NUCLEAR Y DE PARTÍCULAS

Pero, los electrones del ^{137}Cs de mayor energía, además de tener poca probabilidad (5.4%), están muy repartidos a lo largo del espectro (en comparación con los del otro pico). Por tanto, este pico no se observa.

En realidad el pico de la derecha observado es debido a electrones de conversión interna que libera este isótopo. Recordemos antes de seguir en qué consisten los electrones de conversión interna (Núcleo* = Núcleo excitado):

- ELECTRONES DE CONVERSIÓN INTERNA:
- Núcleo* + e⁻ (Atómico) → Núcleo + e⁻ (Emitido)

¿Qué se observa en la práctica en este laboratorio? Dado el porcentaje de error con el que trabajamos en este montaje, el pico de los electrones de conversión interna, apenas es apreciable. Unos datos experimentales obtenidos con tiempos de adquisición altos nos ofrecen el siguiente perfil para este espectro beta:



Se puede apreciar que este espectro experimental concuerda con lo esperado teóricamente, y sólo la falta de resolución del espectrómetro impide apreciar de un modo claro el pico de electrones de conversión interna que existe para un campo aplicado de unos 75 mT.

NOTA: Es interesante completar la visión de este espectro (correspondiente a la detección de los electrones emitidos por el ^{137}Cs), con la de los rayos gamma que se generan tras la desintegración beta de este isótopo, tal como se ha visto en la sección sobre [espectros y detectores](#).

ESPECTRO DE RADIACIÓN GAMMA

Dado que en la sección sobre el [efecto de los detectores en el espectro registrado](#) ya se ha mostrado cómo es la forma de un espectro gamma (con el pico fotoeléctrico, el borde Compton...), en este apartado simplemente veremos otro ejemplo de espectros experimentales adquiridos en este laboratorio.



Se toma el espectro del ^{60}Co con el centelleador de la imagen. En la imagen del detector se puede apreciar la región inferior de color gris que corresponde al centelleador de NaI y cómo está unida directamente al tubo fotomultiplicador negro superior.

Como se puede apreciar, presenta dos claros picos de 1173 keV y 1333 keV (tal como se espera de su esquema de niveles), una región Compton (con su borde correspondiente) y unos picos en la región de bajas energías correspondientes a los rayos X.

