

34264-Laboratorio de Física Nuclear y de Partículas

Departament de Física Atòmica, Molecular i Nuclear

Facultat de Física - Universitat de València

Bloque C, planta 2, puerta 3233

Estadística de recuento y espectrometría β con un detector Geiger-Mueller

Experimentos

1. Determinación de la curva “plateau” del Geiger-Mueller
2. Fondo del detector
3. Test de funcionamiento del sistema contador
4. Espectro β y Plot de Kurie del Sr/Y-90 con un espectrómetro magnético
5. Tiempo de resolución del sistema contador Geiger-Mueller

Agosto de 2018 (rev.)

Propósito

La finalidad de esta práctica es familiarizar al alumno con las propiedades y aplicaciones del detector Geiger-Mueller. Entre estas últimas cabe destacar el estudio de la emisión radiactiva y sus propiedades, la aplicación de los métodos estadísticos en la física nuclear y de partículas (estadística de recuento), y la medida de espectros beta con la ayuda de un espectrómetro magnético (espectrometría beta).

Equipamiento necesario

- Tubo contador Geiger-Mueller (GM) tipo “end-window” con soporte a rail y conector BNC. Voltaje nominal de funcionamiento ≈ 500 V
- Dispositivo de deflexión de partículas beta (espectrómetro magnético) con soporte a rail:
 - Soporte de fuente radiactiva
 - Colimador (ángulo de apertura $\approx \pm 18^\circ$ a 10 mm de distancia imán-detector)
 - Sistema removible de imanes (≈ 0.4 T con radio efectivo de ≈ 16 mm) reversible:
 - Rojo = polo N externo Blanco = polo S externo
 - Goniómetro
- Banco con rail de 40 cm
- Fuente de alta tensión y contador SPECTECH modelo ST360 con conexión USB a ordenador de sobremesa
- Software de control y adquisición de datos
- Fuentes radiactivas de Sr-90 y Tl-204

ATENCIÓN:

**JAMÁS debe tocarse la ventana del detector (mica),
éste resultaría irremediabilmente dañado**

Nomenclatura

G	Cuentas brutas registradas por el contador en el intervalo de tiempo t_G (con muestra en el contador, por lo que incluye el fondo y la fuente)
$g = \frac{G}{t_G}$	Tasa de cuentas brutas
B	Cuentas de fondo registradas por el contador en el intervalo de tiempo t_B (sin muestra)
$b = \frac{B}{t_B}$	Tasa del fondo radioactivo
$r = g - b$	Tasa de cuentas netas (asociada a la fuente radiactiva)
s	Desviación estándar muestral
σ	Desviación estándar esperada para la función de distribución de probabilidad

1.- Determinación de la curva “plateau” del Geiger-Mueller

Objetivos

Obtener la curva “plateau” del Geiger-Mueller, deducir su pendiente para comprobar su estado de funcionamiento y obtener el potencial óptimo de trabajo.

Fundamento

Un tubo GM consiste básicamente de dos electrodos con un gas a baja presión entre ellos. El tubo utilizado en esta práctica es del tipo “end-window”, ya que está cerrado por una fina ventana para que a través de ella penetre y llegue al gas la radiación α y β . El electrodo externo es usualmente un cilindro (cátodo), mientras que el interior positivo (ánodo) es un hilo colocado en el centro del cilindro. La diferencia de potencial entre los electrodos se eleva a un valor tal que, virtualmente, cualquier radiación directamente ionizante que entra en el tubo provoca una avalancha, es decir, el tubo es muy eficiente para detectar partículas cargadas. Por el contrario, si la radiación incidente es un fotón, es muy poco probable que éste interactúe con el gas a baja presión y el electrón secundario provoque una avalancha, es decir, el tubo es poco eficiente para detectar fotones. Para aumentar su eficiencia, algunos tipos de detector GM se construyen con una pared gruesa para favorecer la interacción del fotón con ella, con la esperanza de que el electrón resultante penetre en el tubo y provoque la avalancha.

El tubo GM **no distingue entre tipos de partículas**, y tampoco es capaz de proporcionar el valor de sus energías; sólo proporciona información sobre el flujo (número por unidad de tiempo, o tasa) de partículas que han interactuado en el detector. El voltaje del pulso de la avalancha es generalmente mayor de 1 V en amplitud. Al ser estos pulsos tan grandes, la señal no necesita amplificarse (aunque sí pre-amplificarse e invertirse). El montaje de la práctica y la electrónica asociada se muestran en la Figura 1.1.



Figura 1.1.- Montaje del laboratorio, con el tubo GM (a la izquierda), el sistema de deflexión (espectrómetro magnético, a la derecha) y la fuente de alimentación/contador conectado vía USB al ordenador de sobremesa (detrás).

En este experimento vamos a determinar la curva plateau del tubo GM para obtener el potencial óptimo de trabajo del tubo.

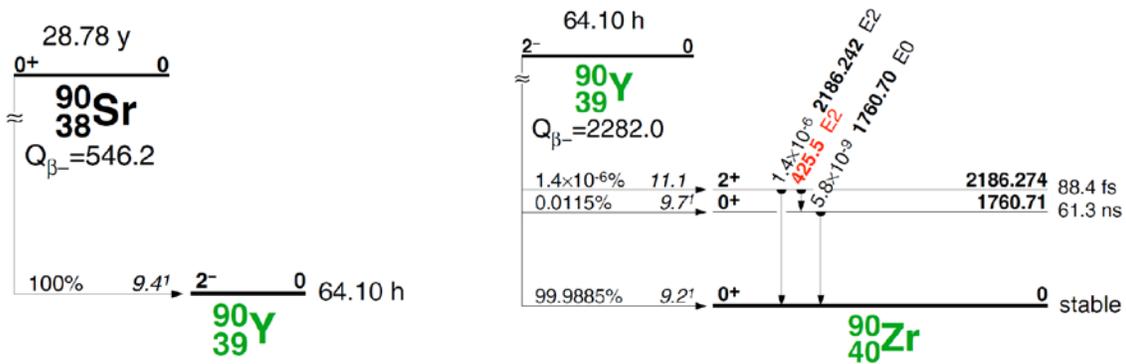


Figura 1.2.- Esquema de desintegración del Sr/Y-90.

Procedimiento

1. Se monta la práctica como se indica en la Figura 1.1, quitando el sistema de imanes, acercando el sistema de soporte de la fuente al detector a unos 10 mm y fijando un ángulo de 0 grados en el goniómetro.
2. Se sitúa la fuente radiactiva de ^{90}Sr (emisor β^- puro) en el soporte. El esquema de desintegración del ^{90}Sr se muestra en la Figura 1.2.
3. Se abre el programa de control y adquisición de datos en el ordenador de sobremesa, que presenta el aspecto de la Figura 1.3.

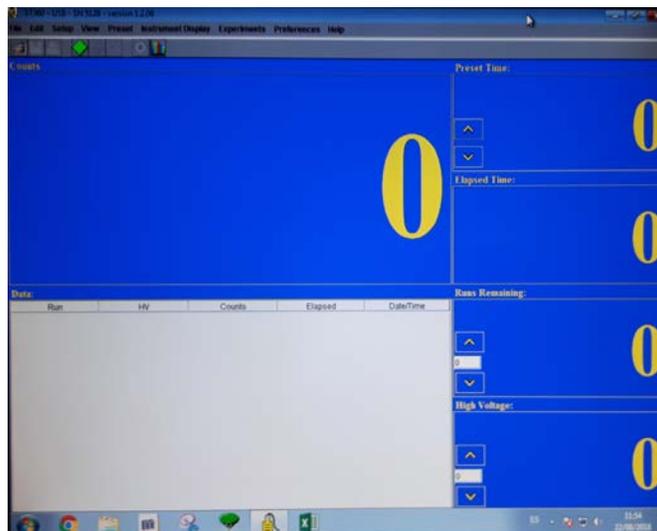


Figura 1.3.- Ventana del programa de control y adquisición de datos del experimento con el detector GM (contador SPECTECH modelo ST360).

4. Iniciamos una toma de datos inicial en la que vamos aumentando el voltaje suavemente (**¡nunca superar los 600 V!**) hasta que el contador empiece a registrar cuentas. Este valor del voltaje, V_s , corresponde al *starting voltage* de la Figura 1.4.
5. Invertimos las caras de la fuente de ^{90}Sr y seleccionamos aquella con mayor actividad. Justificaremos la razón de la diferencia observada.
6. Se aumenta suavemente el voltaje hasta que se establezca la tasa de cuentas. Éste es el codo del plateau, V_1 , indicado como *threshold of plateau* en la Figura 1.4.
7. Ahora se tomarán datos para representar la curva plateau y pueda determinarse el potencial de trabajo del contador GM. Para ello, utilizaremos la opción *Plateau* del menú *Experiments* de la ventana principal del sistema de adquisición. Estableceremos un voltaje inicial de barrido a unos 20 ó 30 V por debajo del codo del plateau, y un voltaje final de 600 V, con pasos de 10 V y un tiempo de adquisición por paso de $t_c = 30$ s. Seleccionar la opción de representación gráfica de la curva. Tras el barrido debería observarse con claridad un incremento en la tasa de conteo a altos voltajes, V_2 (*breakdown voltage* en la Figura 1.4). Es muy importante no superar significativamente el voltaje de ruptura dado que de lo contrario el tubo puede quemarse. Para el tubo GM del experimento, $V_2 - V_1 \approx 200$ V. Almacenar los datos adquiridos (fichero tipo .TSV, legible como fichero de texto, Word y Excel).

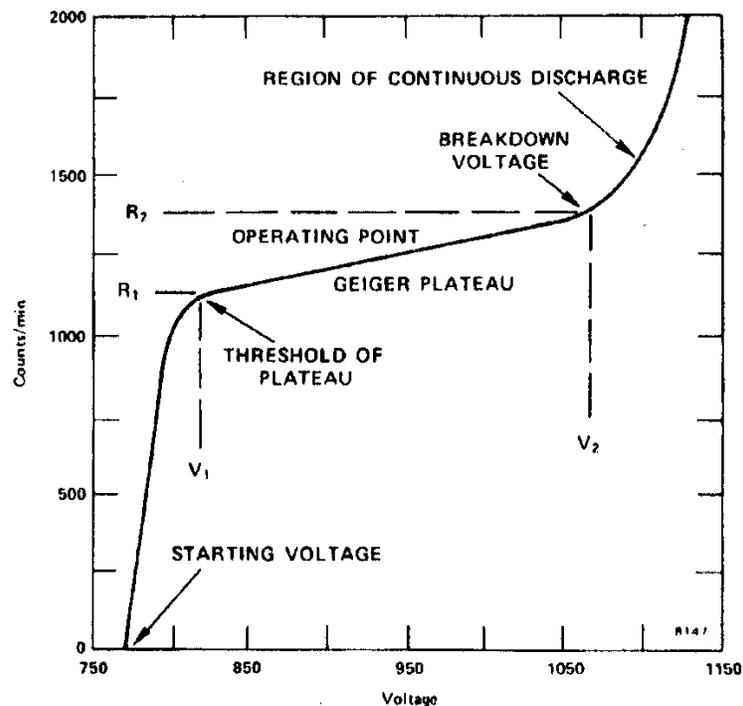


Figura 1.4.- Curva plateau típica de un detector GM. Los valores de los voltajes no se corresponden con los del contador GM usado en la práctica. Las tasas de cuentas R en la figura se denotan en el texto por g . El *starting voltage* se designa en el texto como V_s .

Resultados

- Se calcula la tasa de cuentas, $g = \frac{G}{t_G}$ en c/min y su desviación estándar σ_g .
- Se dibuja la curva plateau representando g frente a V , indicando en ella el codo y la región de descarga continua.
- El potencial de trabajo se elige en torno al 25% del plateau comenzando por el codo.
- Para evaluar el estado del contador Geiger-Mueller se determina la pendiente del plateau. Para ello, se dibuja una línea recta que ajuste visualmente la zona del plateau; se eligen dos puntos sobre la recta y a partir de ellos se calcula la pendiente relativa (pendiente por 100 V) definida como:

$$\frac{g_2 - g_1}{V_2 - V_1} \frac{100 \text{ V}}{g_1} \% . \quad (1)$$

- Si el contador se halla en buen estado, la pendiente ha de ser inferior al 10%. La utilización prolongada del detector acorta la anchura del plateau y hace crecer su pendiente, fundamentalmente debido a fallos en el proceso de extinción de la avalancha (“quenching”). Realizar también un ajuste de la línea recta de los puntos seleccionados del plateau y comparar la pendiente relativa así obtenida con la del caso anterior.

2.- Fondo del detector

Objetivos

Determinar el fondo del detector, estudiar de la distribución de Poisson y realizar un test de χ^2 para comprobar si el fondo sigue una distribución de Poisson.

Fundamento

Al igual que sucede con todos los procesos microscópicos, los procesos nucleares (y en particular las desintegraciones radiactivas) transcurren al azar. La presente experimento trata de ilustrar esta naturaleza estadística a través del estudio de los procesos radiactivos. En particular, vamos a comprobar si el ruido de fondo del contador GM sigue una distribución de Poisson como predice la teoría. La función de distribución de probabilidad de Poisson viene dada por la expresión:

$$P_\mu(x) = \frac{\mu^x}{x!} e^{-\mu} , \quad (2)$$

en la que $P_\mu(x)$ da la probabilidad de observar x sucesos en un intervalo de tiempo dado, si μ es el número medio de sucesos observados en el mismo intervalo de tiempo. En esta distribución la

desviación estándar es $\sigma = \sqrt{\mu}$. En la Figura 2.1 pueden observarse varios ejemplos de dicha distribución (observar su asimetría, mayor cuanto menor sea el valor de μ).

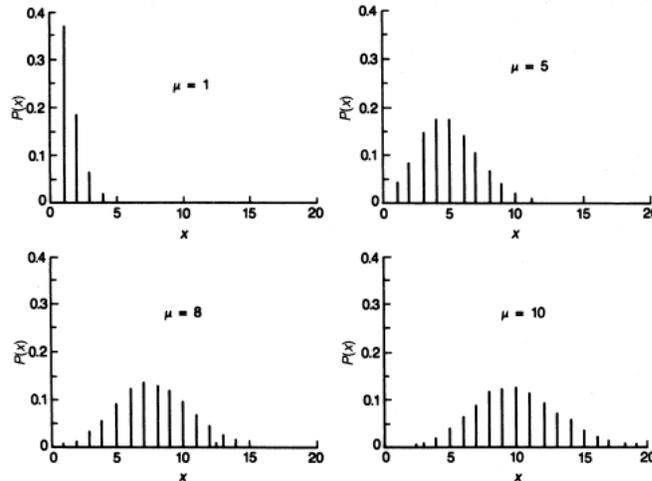


Figura 2.1.- Distribución de probabilidad de Poisson para distintos valores de μ .

Que la probabilidad esperada de observar un cierto número de sucesos en los procesos radiactivos esté determinada por una distribución de Poisson es consecuencia de dos hipótesis fundamentales: i) que la probabilidad λ de ocurrir un suceso por unidad de tiempo es constante, y ii) que dicha probabilidad es independiente e igual para todos los sucesos. Con estas hipótesis, λdt representa la probabilidad de que ocurra un suceso en un intervalo de tiempo dt , mientras que $(1 - \lambda dt)$ es la probabilidad de que no ocurra nada en ese intervalo. La probabilidad $p(t + dt, x)$ de que ocurran x sucesos en un intervalo $t + dt$ será $p(t + dt, x) = p(t, x)(1 - \lambda dt) + p(t, x - 1)\lambda dt$. Al usar este desarrollo en serie de Markov estamos suponiendo que los sucesos (desintegraciones radiactivas) no están influidos por el pasado de la muestra que los genera. Dado que $dp(t; x) = p(t + dt; x) - p(t; x)$, el desarrollo anterior puede reescribirse como $dp(t; x) / dt = \lambda [p(t; x - 1) - p(t; x)]$. La solución de esta ecuación diferencial es $p(t; x) = (\lambda t)^x e^{-\lambda t} / x!$. Sustituyendo $\mu = \lambda t$ obtenemos directamente la ecuación (2).

Procedimiento

Para la realización de este apartado se procede como sigue:

1. Se pone en funcionamiento el GM al potencial de trabajo determinado anteriormente.
2. Se realizan $N=100$ medidas de fondo de $t_G = 30$ s cada una. Utilizar las funciones *Preset Time* y *Runs Remaining* para automatizar el proceso de adquisición. Representar el histograma de frecuencias. No olvidar almacenar los datos adquiridos (archivo .TSV).

Resultados

- a. Una vez construido el histograma, se anotan las frecuencias experimentales $f(B_j)$ en una tabla, utilizando tantas filas como valores distintos de B_j se observen.
- b. Se calcula su valor medio \bar{B} y la desviación estándar muestral s_B .
- c. Para cada valor de B_j se calcula la frecuencia predicha por la distribución de Poisson, $f_i(B_j) = NP_{\bar{B}}(B_j)$, y se representa junto con su error (desviación estándar $\sigma[f_i(B_j)]$) sobre el histograma de las medidas.
- d. Se comprueba visualmente si ambas distribuciones son compatibles.

Test χ^2 del histograma de frecuencia (o cómo no debe aplicarse el test χ^2)

- e. Para tener un criterio cuantitativo estadístico de si los datos experimentales del fondo radiactivo siguen o no una distribución de Poisson, se recurre al test χ^2 . Para ello, se construye el test estadístico:

$$\chi^2 = \sum_{j=1}^n \frac{[f(B_j) - f_i(B_j)]^2}{\sigma^2[f_i(B_j)]}, \quad (3)$$

siendo $f_i(B_j)$ las frecuencias predichas por la distribución de Poisson y n el número de intervalos en los que se han agrupado los N datos. $\sigma^2[f_i(B_j)]$ son las varianzas asociadas a las frecuencias $f_i(B_j)$. En nuestro caso, para la distribución de Poisson $f_i(B_j) = NP_{\bar{B}}(B_j)$ y $\sigma^2[f_i(B_j)] = NP_{\bar{B}}(B_j)$. Siendo \bar{B} el valor medio del fondo y n el número de valores distintos observados de B_j , la ecuación (3) puede reescribirse como:

$$\chi_{\text{calculado}}^2 = \sum_{j=1}^n \frac{[f(B_j) - NP_{\bar{B}}(B_j)]^2}{NP_{\bar{B}}(B_j)}. \quad (4)$$

- f. Una vez hallado $\chi_{\text{calculado}}^2$, se determina el número de grados de libertad, $\nu = n - p - 1$, siendo p el número de parámetros deducidos de los datos que se han usado para hallar las frecuencias esperadas (en nuestro caso la media), y se obtiene el valor de χ^2 por grado de libertad, $\chi_{\nu, \text{calculado}}^2 = \frac{1}{\nu} \chi_{\text{calculado}}^2$.
- g. Por último, se halla la probabilidad de que repitiendo el experimento se encuentre un valor de χ_{ν}^2 mayor que el calculado: $P[\chi_{\nu}^2 \geq \chi_{\nu, \text{calculado}}^2]$. Si esta probabilidad se halla entre el 5% y 95%, se admite que la distribución experimental sigue una distribución de

Poisson. Nótese que si el test estadístico $\chi^2_{\text{calculado}}$ sigue correctamente una distribución de χ^2 , el valor con máxima probabilidad corresponde a $\chi^2_{\text{calculado}} = \nu$.

Test χ^2 del histograma de frecuencia con intervalos agrupados

- h. Si la frecuencia esperada de un valor del fondo $B_j, NP_{\bar{B}}(B_j)$, es menor que 5 (lo cual se presenta en las colas del histograma, véase la Figura 2.1), conviene agrupar este valor con los adyacentes, de tal manera que la frecuencia esperada para los valores agrupados (E_j) sea mayor o igual a 5. Se comparará esta frecuencia esperada con la correspondiente frecuencia observada (O_j) para la misma agrupación de intervalos. El valor del test estadístico será:

$$\chi^2_{\text{calculado}} = \sum_{j=1}^k \frac{[O_j - E_j]^2}{E_j}, \quad (5)$$

donde k es el número de intervalos agrupados que hayan resultado. Construir un nuevo histograma con esta agrupación de intervalos (incluyendo frecuencias observadas y esperadas como en el caso anterior) y repetir el test de χ^2 siguiendo este procedimiento.

Test χ^2 de la varianza

- i. También se ha de verificar si la dispersión de los datos es compatible con la dispersión esperada en una distribución de Poisson. Para ello, se sigue el procedimiento descrito en el apartado 3 (test de funcionamiento del sistema contador).

Fondo radiactivo

- j. Por último, se establece el fondo radiactivo del tubo GM:

$$b = \frac{\bar{B}}{t_B} \pm \frac{s_B}{t_B \sqrt{N}} \quad \text{c/min.} \quad (6)$$

3.- Test de funcionamiento del sistema contador

Objetivos

Test estadístico para comprobar el correcto funcionamiento del contador Geiger-Muller (tubo y electrónica).

Fundamento

Un procedimiento de control en los laboratorios en los que se utilizan instrumentos de recuento es comprobar si éstos funcionan correctamente. Para ello, se recoge una serie de 20-50 recuentos sucesivos durante el mismo intervalo de tiempo manteniendo constantes las condiciones del detector. Con el procedimiento que vamos a seguir es posible deducir (desde un punto de vista probabilístico) si las fluctuaciones internas que presentaran los recuentos son consistentes con las fluctuaciones esperadas, es decir, si éstas son solamente de origen estadístico. De esta manera, fluctuaciones anormales (muy pequeñas o muy grandes) pueden indicar un mal funcionamiento de alguna de las partes del sistema de detección o que las cuentas pueden estar correlacionadas (como en las cascadas de radiación cósmica).

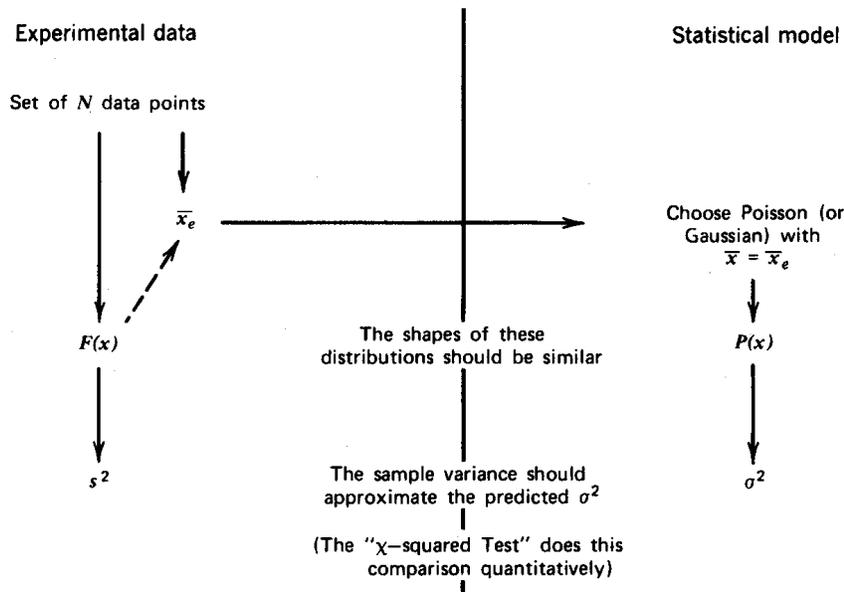


Figura 4.1.- Esquema del procedimiento para comprobar si las fluctuaciones observadas en el contador Geiger-Mueller son consistentes con las fluctuaciones estadísticas esperadas.

El esquema de la Figura 4.1 ilustra el procedimiento que vamos a seguir en esta sección. Se dispone de un conjunto de N medidas sucesivas (realizadas en idénticas condiciones) del número de cuentas registrado por el detector: G_1, G_2, \dots, G_N . De estas medidas podemos extraer la función de distribución de frecuencias, $f(G)$, el valor medio, \bar{G} , y la desviación estándar muestral, s_G .

Se elige ahora la distribución de Poisson como modelo estadístico, $P_\mu(G)$, y como mejor estimador de la media μ de esta distribución tomamos el valor medio de los N datos, \bar{G} . Dado que el número de puntos tomados es pequeño, es difícil comparar directamente $f(G)$ con $P_\mu(G)$, ya que para cada valor de G la función $f(G)$ está sometida a grandes fluctuaciones.

Dado que la distribución de Poisson predice una varianza $\sigma^2 = \mu$, es posible determinar si la varianza muestral, s_G^2 , es compatible con la media muestral, \bar{G} , es decir, si $s_G^2 \approx \bar{G}$ (Figura 4.1). Dado que la muestra de datos es pequeña, ambos parámetros pueden no ser muy similares, por lo que para tener un criterio cuantitativo recurrimos al test de χ^2 :

$$\chi_{\text{calculado}}^2 = \sum_{j=1}^N \frac{[G_j - \bar{G}]^2}{\bar{G}} = (N-1) \frac{s_G^2}{\bar{G}}. \quad (7)$$

El grado en que $\frac{s_G^2}{\bar{G}}$ se desvía de la unidad es una medida directa de cuánto la varianza muestral difiere de la varianza predicha por la distribución de Poisson. Por lo tanto, el grado en que $\chi_{\text{calculado}}^2$ difiere de $N-1$ es una medida de la desviación de los datos de la predicción de la distribución de Poisson. Lo que haremos es calcular $P[\chi \geq \chi_{\text{calculado}}; \nu]$, es decir, la probabilidad de que una muestra aleatoria obtenida de una distribución de Poisson presente un valor de χ^2 mayor que $\chi_{\text{calculado}}^2$ para $\nu = N - p - 1$ grados de libertad. Probabilidades muy pequeñas (<5%) indican fluctuaciones anormalmente altas, mientras que probabilidades muy altas (>95%) indican fluctuaciones anormalmente bajas. Cualquier valor de la probabilidad entre los dos anteriores se acepta como indicador del buen funcionamiento del detector.

Procedimiento

1. Se realizan 20 medidas consecutivas de $t_G = 0.5$ min cada con la fuente radiactiva ^{90}Sr .

Resultados

- a. Se efectúa el test χ^2 de la varianza para las 20 medidas.
- b. Se realiza el test χ^2 de la varianza para los datos de fondo del apartado 2.
- c. Conclusiones respecto al buen funcionamiento del contador GM.

4.- Espectro β y Plot de Kurie del Sr/Y-90 con un espectrómetro magnético

Objetivos

Medida del espectro continuo del Sr/Y-90 por medio de una técnica de espectrometría magnética y determinación de la energía de punto final del espectro del Y-90. Construcción del Plot de Kurie y comprobación experimental de la teoría de Fermi de la desintegración β .

Fundamento

Espectrómetro magnético

Existen dos tipos básicos de espectrómetros β : por una parte aquéllos que miden la energía de los electrones a través de su interacción con la materia, y por otra están los basados en la distribución angular de electrones y positrones de diferentes energías. Entre los instrumentos del primer tipo tenemos detectores de centelleo, de semiconductores (silicio) y cámaras de ionización. En los segundos tenemos los espectrómetros magnéticos en los que la energía de los electrones se determina a partir de su curvatura en el seno de un campo magnético conocido. El dispositivo del laboratorio pertenece a este segundo tipo.

El montaje experimental completo incluyendo el dispositivo de deflexión con su sistema de imanes permanentes removibles (espectrómetro magnético) se muestra en la Figura 1.1. La radiación beta se colima a través de una apertura de plástico. Para una separación de unos 10 mm entre el detector y los imanes la apertura del colimador determina una apertura (divergencia) angular de $\approx \pm 18^\circ$. A continuación, la radiación beta atraviesa una región con un intenso campo magnético formado por un par de imanes permanentes. En esta región la trayectoria de las partículas beta es circular con un radio de curvatura que depende de la velocidad de las partículas. El ángulo de deflexión se lee en la escala angular graduada (goniómetro) y es posteriormente convertida en energía cinética.

La Figura 4.1 muestra la geometría del espectrómetro. Si R es el radio de los imanes, el radio r_e de la trayectoria de los electrones viene dado por $r_e = \frac{R}{\tan(\theta/2)}$, con θ es el ángulo de deflexión. Para electrones, $q = -e$, igualando la intensidad de fuerza magnética $F_L = |q\vec{v} \times \vec{B}| = evB$ y la fuerza centrípeta inducida, $F_c = m_e \gamma v^2 / r_e$, se obtiene $r_e = \frac{p}{eB}$. Igualando las expresiones cinemática y dinámica para r_e se obtiene el momento del electrón/positrón,

$$pc = \frac{eBRc}{\tan(\theta/2)}, \quad pc[\text{MeV}] \approx \frac{3B[\text{T}]R[\text{cm}]}{\tan(\theta/2)}. \quad (8)$$

La correspondiente energía cinética (relativista) será por tanto

$$T = \sqrt{(pc)^2 + (m_e c^2)^2} - m_e c^2. \quad (9)$$

Para el espectrómetro de este experimento $B \approx 0.4$ T con radio efectivo $R \approx 1.6$ cm.

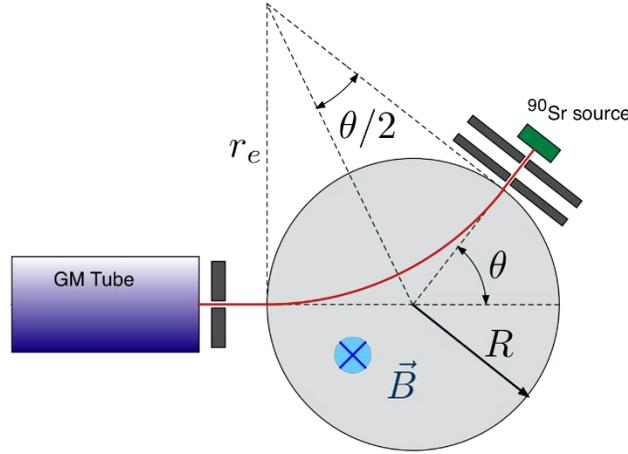


Figura 4.1.- Geometría del espectrómetro magnético.

Teoría de Fermi

Tras la hipótesis “desesperada” realizada por Pauli de la existencia del neutrino como explicación del espectro continuo de la radiación beta, Fermi desarrolló en 1933 la teoría de la desintegración beta (a la postre la primera, pionera y aún hoy en día exitosa teoría de las desintegraciones débiles), con la que se pudo explicar cualitativa y cuantitativamente la forma del espectro. Según esta teoría, la tasa de betas dN por intervalo de energía cinética dT viene dada, asumiendo despreciable la masa del neutrino, por la relación

$$\frac{dN}{dT} = C (T + m_e c^2) \sqrt{T(T + 2m_e c^2)} (Q - T)^2 F(Z', p) S(p, q), \quad (10)$$

donde C es una constante de proporcionalidad, Q es la energía máxima del espectro (energía de punto final), p es el momento del electrón/positrón y q el momento del antineutrino/neutrino. $F(Z', p)$ es la función de Fermi, que describe la influencia de la atracción electrostática de las partículas beta por el núcleo atómico y Z' es el número atómico del núcleo hijo. En aproximación no relativista y para β^- ,

$$F_{NR}(Z', p) = \frac{2\pi a}{1 - e^{-2\pi a}}, \quad a = \frac{Z' \alpha}{\beta} = Z' \alpha \frac{T + m_e c^2}{pc} = Z' \alpha \frac{T + m_e c^2}{\sqrt{T(T + 2m_e c^2)}}, \quad (11)$$

siendo α la constante de estructura fina. Una aproximación relativista válida para Z alto (hasta $Z \approx 84$) es,

$$F(Z', p) = F_{NR}(Z', p) F_{Corr}(Z', p), \quad (12)$$

$$F_{Corr}(Z', p) = \left[(T + m_e c^2)^2 (1 + 4\alpha^2 Z'^2) - (m_e c^2)^2 \right]^S, \quad S = \sqrt{1 - \alpha^2 Z'^2} - 1.$$

Para β^+ tenemos $F(-Z', p) \cdot S(p, q)$ es un factor de forma que tiene en cuenta el nivel de prohibición de la transición beta: 1 para transiciones permitidas y $\approx p^2 + q^2$ para primer nivel de

prohibición. En este último caso tenemos, por conservación de energía, $qc = Q - T$. Obsérvese, a partir de la Figura 1.2, que tanto la transición β del Sr-90 como la del Y-90 son primera prohibida (tipo Gamow puro).

Plot de Kurie

El espectro beta puede linearizarse llevando el factor de espacio fásico, la función de Fermi y el factor de forma a la izquierda de la relación (10). Así, si $r(T)$ es la tasa de cuentas netas observada para el intervalo representado por T ,

$$f(T) = \frac{r(T)}{(T + m_e c^2) \sqrt{T(T + 2m_e c^2)} F(Z', p) S(p, q)}, \quad (13)$$

debe seguir una distribución teórica dada por

$$f_i(T) = C (Q - T). \quad (14)$$

El espectro linearizado $f(T)$ se conoce como Plot de Kurie, y su ventaja principal es, en principio, la de ilustrar la correcta descripción del espectro (recta de pendiente negativa) y la energía del punto final (punto de intersección con el eje de abscisas). En la práctica, sin embargo, los efectos experimentales, principalmente la resolución energética, complican estas interpretaciones.

Procedimiento

Para la realización de este experimento se procede como sigue:

1. Preparar el montaje experimental tal como se muestra en la Figura 1.1:
 - a. La distancia entre los soportes del detector y del sistema de deflexión debe ser de 50 mm (unos 12-15 mm entre los imanes y la ventana del detector). Esta distancia es la mínima necesaria para poder realizar completamente el barrido de ángulos.
 - b. Verificar que el sistema de imanes está girado completamente en el sentido horario con el fin de que el campo magnético apunte hacia abajo (ver Figura 4.2). Esta configuración corresponde al caso de polo S externo (marcado blanco hacia arriba).
 - c. Con la ayuda de un pie de rey y el teslámetro del laboratorio determinar el radio de los imanes y la intensidad de campo de campo magnético.
2. Colocar la fuente de Sr/Y-90 en el soporte por su cara activa.
3. Realizar un barrido de contajes variando el ángulo θ entre 40° y 140° en saltos de 5° , con un tiempo de medida $t_c \approx 100$ s para cada ángulo. No olvidar almacenar los datos adquiridos (archivo .TSV) al final del barrido.
4. Para al menos uno de los ángulos con el mayor número de cuentas cambiar la polaridad de los imanes (girar completamente en sentido antihorario, caso de polo N externo) y repetir la(s) medida(s).
5. Quitar la fuente y realizar una nueva medida de fondo durante un tiempo $5t_c$.

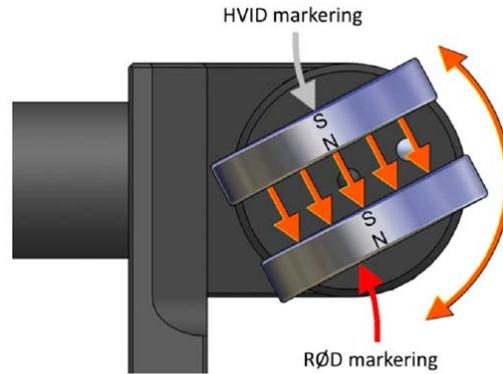


Figura 4.2.- Esquema de posicionamiento de las dos polaridades del sistema de imanes permanentes del espectrómetro magnético.

Resultados

Análisis simple

- Representar gráficamente el espectro neto (con substracción de fondo) de cuentas/minuto frente a θ , $r(\theta)$ según la notación introducida previamente. Asignar como error del ángulo $\sigma_\theta = 2.5^\circ$.
- Realizar la calibración del espectrómetro magnético, utilizando las relaciones (8) y (9). Deberá obtenerse una curva de calibración similar a la de la Figura 4.3.
- Con la calibración obtenida, representar el espectro de cuentas netas/minuto frente a T , $r(T)$. Dado que la relación entre T y θ no es lineal, los intervalos uniformes en θ con los que se han realizado las medidas no lo son en T . Por ello es necesario corregir las cuentas brutas/minuto dividiéndolas por

$$\left| \frac{dT}{d\theta} \right| = \left| \frac{dT}{dp} \frac{dp}{d\theta} \right| = \frac{(pc)^2}{T + m_e c^2} \frac{1}{|\sin \theta|} . \quad (15)$$

Esta corrección es también necesaria para la correcta comparación del espectro medido al espectro beta teórico, que es función de T , por lo que puede también entenderse como el Jacobiano de la transformación. Para estimar los intervalos de error sobre las tasas corregidas, considerar $|dT/d\theta|$ como constante. El error sobre T vendrá dado por la relación $\sigma_T = |dT/d\theta| \sigma_\theta$.

- Realizar el ajuste del espectro experimental, $r'(T) = \frac{r(T)}{|dT/d\theta|}$, al teórico dado en la relación (10), para valores $T > 0.6$ MeV con el fin de excluir la región en la que el espectro del Sr-90 e Y-90 solapan. Los únicos parámetros libres serán Q y la constante

- C. Para realizar este ajuste puede utilizarse el *template* ROOT (plotKurie.C) suministrado en el material de laboratorio de la asignatura.
- e. Representar el correspondiente Plot de Kurie experimental y teórico utilizando el valor de Q obtenido previamente, expresiones (13) y (14) respectivamente. El error de $f(T)$, dado por la ecuación (13), se evaluará propagando la incertidumbre sobre la tasa de cuentas netas corregidas, asumiendo constantes el resto de factores (como anteriormente, dado que estos factores sólo dependen de T , cuya incertidumbre aparece reflejada en la variable independiente): $\sigma_f = \left| \frac{df}{dr'} \right| \sigma_{r'} = \frac{1}{2} \frac{f}{r'} \sigma_{r'}$.
- f. ¿Qué conclusiones pueden extraerse de las medidas del apartado 4 del procedimiento?
- g. Discusión de los resultados.

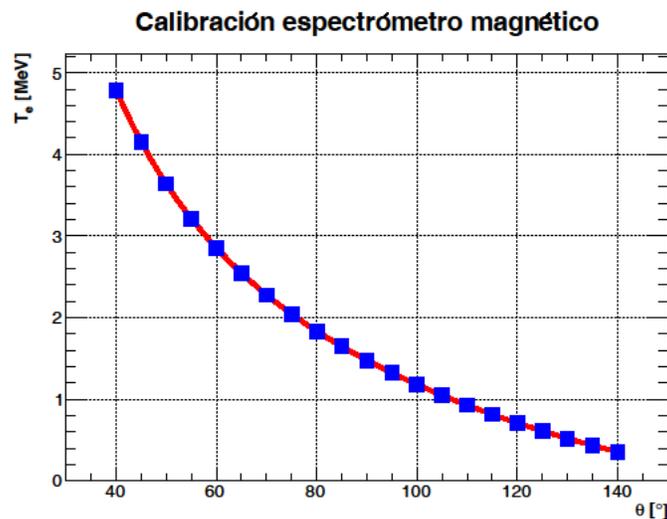


Figura 4.3.- Curva de calibración T - θ típica del espectrómetro magnético.

Análisis avanzado

Debido a la apertura angular del sistema de colimación la resolución energética del espectrómetro es relativamente pobre, por lo que no puede despreciarse al describir el espectro experimental. Es posible tener en cuenta los efectos de resolución mediante la convolución del espectro teórico, ecuación (10), con la función resolución energética. Sin embargo, aunque la resolución angular es en buena aproximación Gaussiana, la no linealidad de la transformación $T=f(\theta)$ hace que aquella tenga una forma compleja. La solución al problema consiste en realizar la convolución directamente en ángulo con una función resolución angular Gaussiana:

$$\frac{dN}{dT} = \int_{\pi}^0 G[\mu, \sigma; \delta\theta = \theta(T) - \theta_t] \frac{dN}{dT_t(\theta_t)} d\theta_t, \quad (16)$$

donde $G[\mu, \sigma; \delta\theta = \theta(T) - \theta_t]$ es la función de resolución angular Gaussiana de parámetros μ (media) y σ (anchura), $T_t(\theta_t)$ es la energía cinética calculada a partir de la variable de integración

θ_i (ángulo “verdadero”, con resolución perfecta) usando las relaciones (8) y (9), $\frac{dN}{dT_i(\theta_i)}$ es el espectro teórico dado por la ecuación (10), y [a partir de la ecuación (8)]

$$\theta(T) = 2 \tan^{-1} \left(\frac{eBRc}{\sqrt{T(T + 2m_e c^2)}} \right). \quad (17)$$

Se procede como sigue:

- h. Los apartados a, b, c del análisis simple son idénticos.
- i. Realizar un ajuste del espectro experimental al teórico dado por la relación (16), para valores $T > 0.6$ MeV. Los parámetros libres serán Q , la constante C y el parámetro σ de la resolución angular (tomar como valor inicial 10°). Como en el caso anterior, para realizar este ajuste puede utilizarse el *template* ROOT (plotKurie.C) suministrado en el material de laboratorio de la asignatura. Obtener el test estadístico de χ^2 del ajuste.
- j. Repetir el ajuste tomando para el factor de forma $S(p, q) = 1$. Comparar el valor del test de χ^2 de este ajuste al nominal del apartado anterior con el factor de forma $S(p, q) = (pc)^2 + (Q - T)^2$. ¿Es posible discriminar entre transición permitida y transición primera prohibida?
- k. Representar el correspondiente Plot de Kurie experimental y teórico utilizando el espectro corregido y los valores de Q y σ obtenidos previamente. A diferencia del caso del análisis simple (apartado e), en este caso es preciso convolucionar los factores $(T + m_e c^2) \sqrt{T(T + 2m_e c^2)} F(Z', p) S(p, q)$ y $(Q - T)$ independientemente, y con ello evaluar $f(T)$ y $f(T)$, ecuaciones (13) y (14) respectivamente.
- l. Repetir el Plot de Kurie para el caso de una transición permitida y compararlo al del caso anterior de transición primera prohibida.
- m. Evaluar los errores sistemáticos en la determinación de Q asociados a la estimación de la intensidad media del campo magnético B y el radio efectivo R (tomar como incertidumbre 0.1 T y 1 mm, respectivamente).
- n. Discusión de los resultados.

5.- Tiempo de resolución del contador Geiger-Mueller

Objetivo

Deducción del tiempo muerto del detector. Se realizará sólo si resta tiempo disponible durante la sesión de la práctica.

Fundamento

Cuando una partícula β penetra en el tubo a través de la ventana y pierde energía creando pares de iones, los electrones producidos en la avalancha resultante se recolectan en el ánodo durante un corto período de tiempo. Sin embargo, los iones positivos son masivos y se

desplazan más lentamente hacia el cátodo cilíndrico durante un intervalo de tiempo Δt en el que el contador GM “está ocupado”. Si durante este intervalo de tiempo otra partícula β penetra en el tubo GM ésta no será registrada. Este intervalo de tiempo se llama “tiempo muerto” o “tiempo de resolución” del contador GM.

El contador GM es un dispositivo lento. Cuando se usa para contar tasas superiores a ≈ 5000 c/min es necesario realizar correcciones por tiempo muerto para obtener la tasa de cuentas verdadera.

Procedimiento

En este apartado, se va a determinar el tiempo muerto del detector Geiger utilizando el método de las dos fuentes. Se utilizarán unas fuentes especiales partidas de ^{204}Tl . Al igual que en el caso del ^{90}Sr , debe prestarse atención al hecho de que las muestras sólo presentan actividad apreciable por una de las caras, por ser el Tl-204 también un emisor β puro (véase Figura 5.1). Dado que la vida del Tl es corta escogeremos fuentes que proporcionen tasas superiores a 5000 c/min. Sin imanes, colocar el detector a unos 10 mm del sistema soporte de la fuente. El tiempo de cada medida será de 2 min.

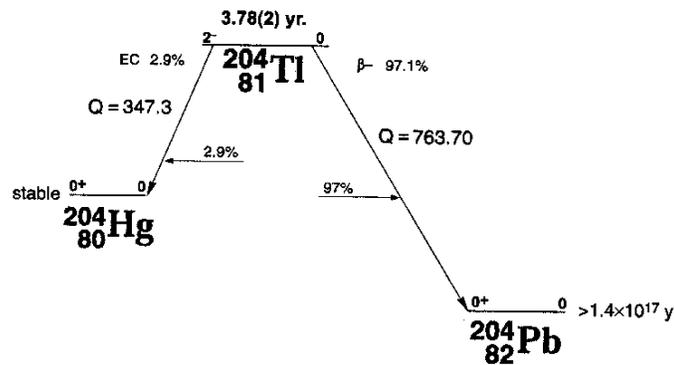


Figura 5.1.- Esquema de desintegración del Tl-204.

Se procede de la siguiente manera:

1. Se dispone de dos fuentes de actividades parecidas y de idéntica construcción, y de un blanco, muestra idéntica a las anteriores fuentes pero sin actividad.
2. Se coloca la fuente-1 y el blanco (Figura 5.2-a), y se anotan las cuentas registradas, G_1 , en un determinado período de tiempo $t_c(G_1)$. Se calcula g_1 .

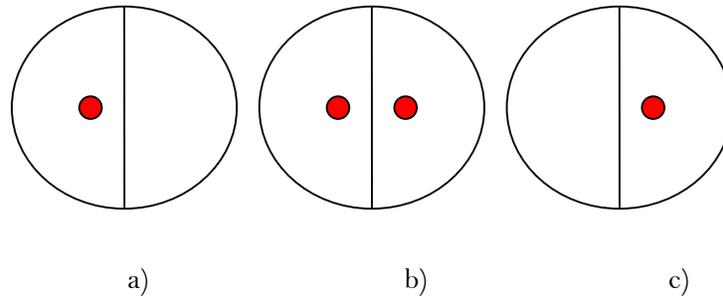


Figura 5.2.- Disposición de las fuentes de ^{204}Tl para determinar el tiempo muerto del GM.

- Se sustituye el blanco por la fuente-2 sin desplazar la fuente-1 (Figura 5.2-b), se mide durante el mismo intervalo de tiempo y se calcula la tasa de cuentas (g_{12}).
- Se retira la fuente-1, se sustituye por el blanco sin retirar la fuente-2 (Figura 5.2-c), y se mide durante el mismo intervalo de tiempo que en los apartados anteriores (g_2).
- Verificar que $g_{12} < g_1 + g_2$.
- Dado que en nuestro caso el fondo del GM es despreciable ($b \approx 0$) en comparación con las tasas de cuentas medidas, podemos considerar la expresión simplificada para el cálculo del tiempo muerto:

$$\tau = \frac{1}{g_{12}} \left[1 - \sqrt{1 - \frac{g_{12}}{g_1 g_2} (g_1 + g_2 - g_{12})} \right] \approx \frac{(g_1 + g_2 - g_{12})}{2g_1 g_2} \quad (18)$$

- Se repiten los pasos 2 al 4 entre tres y cinco veces en total (es decir, hay que quitar las fuentes y volverlas a poner cada vez). Realizaremos medidas de 2 min cada una.

Resultados

Para hallar el valor de τ y su error seguiremos el siguiente procedimiento:

- Rellenando la Tabla 5.1, se calcula el error de cada una de las 5 medidas y de la medida suma por propagación directa de errores en la expresión completa ($\sigma_{\tau}^{(i)}$) y la expresión aproximada ($\sigma_{\tau, \text{aprox}}^{(i)}$) de la ecuación (8). En este último caso se calcula el error del numerador y denominador de la expresión (8) simplificada por propagación directa de los errores y usaremos errores relativos para el cálculo del error del cociente. Es importante calcular directamente en el laboratorio, al menos, los valores de $\tau^{(i)}$ para las 5 medidas y la medida suma.
- Calcular el valor medio pesado ($\bar{\tau}_w$) con su error de las 5 medidas de la tabla (columnas sombreadas).
- Calcular el valor medio (sin pesar, $\bar{\tau}$), la desviación estándar y la desviación estándar de la media de las 5 medidas (columnas sombreadas).
- Representar gráficamente las 5 medidas, el valor medio pesado y el valor medio, con sus correspondientes errores. ¿Qué conclusiones se pueden extraer a partir de la comparación de todos estos resultados?

5. Determinar el valor de τ (en unidades de 2 min) y su error que se considere más apropiado. Transformar a continuación el resultado del tiempo muerto y su error de unidades de 2 min a segundos.
6. Comparar el valor obtenido con el especificado por el fabricante.

Todos los recuentos realizados que sean superiores a unas 5000 cuentas/min deben ser corregidos. La tasa de cuentas corregida por tiempo muerto es:

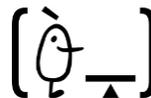
$$g = \frac{\overline{G}}{1 - \frac{t_G}{\overline{G}} \tau} \cdot \quad (19)$$

Tabla 5.1.- Cálculo del tiempo muerto del detector GM y su error (cuentas en 2 min).

Medida i	$G_1^{(i)}$ (c/2')	$\sigma_{G_1}^{(i)}$ (c/2')	$G_2^{(i)}$ (c/2')	$\sigma_{G_2}^{(i)}$ (c/2')	$G_{12}^{(i)}$ (c/2')	$\sigma_{G_{12}}^{(i)}$ (c/2')	$\tau^{(i)}$ (2')	$\sigma_{\tau}^{(i)}$ (2')	$\sigma_{\tau, \text{aprox}}^{(i)}$ (2')
1									
2									
3									
4									
5									
$\overline{\tau}_w$	-	-	-	-	-	-			-
$\overline{\tau}$	-	-	-	-	-	-			-

Bibliografía

- [1] K.S. Krane, *Introductory Nuclear Physics*, John Wiley & Sons Inc. (1988).
- [2] A. Ferrer, *Física Nuclear y de Partículas*, Univ. de Valencia, 2006 (2ª Ed).
- [3] G.F. Knoll, *Radiation detection and measurements*, John-Wiley & Sons Inc. (2000).
- [4] J.L. Duggan, *Laboratory Investigations in Nuclear Science*. Published by The Nucleus Inc. and TENNELEC (1988).
- [5] N. Tsoulfanidis, *Measurement and Detection of Radiation*, Taylor & Francis Ltd. (1995).
- [6] P.R. Bevington and D.K. Robinson, *Data reduction and error analysis for the physical sciences*, McGraw-Hill, Inc. (1992).
- [7] R.B. Firestone (Ed.), *Table of Isotopes*, 8th Edition. Wiley-VCH.
- [8] P. Venkataramaiah et al., *A simple relation for the Fermi function*, J. Phys. G: Nucl. Phys. **11** (1985) 359.
- [9] Frederiksen, *The beta spectrum (advanced version), Student exercise*. Number. 138550-EN. www.frederiksen.eu
- [10] Frederiksen, *Deflection of beta particles, Product manual AC514105*. www.frederiksen.eu
- [11] Frederiksen, *GM-tube no. 5125.15, Product manual AC5125.15*. www.frederiksen.eu
- [12] Spectrum Techniques, *Model ST360 Radiation Counter*. www.spectrumtechniques.com



34264-Laboratorio de Física Nuclear y de Partículas

Departament de Física Atòmica, Molecular i Nuclear

Facultat de Física - Universitat de València

Bloque C, planta 2, despacho 3233

Espectroscopia y vidas medias γ con un detector de NaI(Tl)

Experimentos

1. Calibración energética del sistema de detección
2. Espectros gamma de fuentes radiactivas
3. Estudio de la dispersión Compton
4. Pico de aniquilación. Picos de escape simple y doble. Pico suma.
5. Atenuación de fotones en plomo
6. Determinación de la constante de desintegración de un isótopo de vida corta

Agosto 2018 (rev.)

Propósito

La finalidad de esta práctica es iniciar al alumno en el campo de la espectroscopia gamma y la medida de vidas medias de estados nucleares inestables con detectores de centelleo con análisis multicanal. Se pretende que el alumno entienda y aplique los conceptos físicos básicos asociados con la des-excitación gamma y su importancia para el estudio de la estructura de niveles nucleares, así como los mecanismos de la interacción de electrones y fotones con la materia. Dado que la realización completa de esta práctica requiere dos sesiones de laboratorio, se recomienda al alumno realizar los experimentos 1 a 4 en la primera sesión y los experimentos 5 y 6 en la segunda.

Equipamiento necesario

- Sistema de detección
 - Detector de NaI(Tl) cilíndrico de:
 - Equipos PASCO: 3.8 cm (diámetro) \times 2.5 cm (altura)
 - Equipos PHYWE: 3.81 cm (diámetro) \times 5.08 cm (altura)
 - Tubo fotomultiplicador (PMT)
 - Soporte para el detector
 - Fuente de alta tensión, pre-amplificador y amplificador lineal
 - Analizador multicanal (MCA) conectado vía USB a ordenador de sobremesa
 - Software de control y adquisición de datos
- Castillete y bandejas de soporte para las fuentes radiactivas y los absorbentes
- Absorbentes de plomo
- Conjunto de fuentes radiactivas del laboratorio

Protocolo de trabajo

- a. Las fuentes se manipularán cogiéndolas con pinzas o de los bordes del disco que las contiene.
- b. Con el fin de reducir las condiciones de ruido de fondo en el laboratorio, las fuentes que se vayan a utilizar en el desarrollo de esta práctica se ubicarán en la sala de fuentes (gammateca), no en el laboratorio, y se llevarán una a una para efectuar las medidas. Una vez utilizada cada fuente se devolverá a la sala de fuentes.
- c. Siempre anotaremos la fecha de fabricación de las fuentes con las que se adquieren los espectros, así como su identificador y actividad. Cuando una fuente tenga una vida corta, puede que se halle agotada por lo que habrá que escoger entre las otras cajas una similar de fecha de fabricación reciente. Indicarlo al personal del laboratorio.
- d. Anotaremos para cada espectro el tiempo de medida del mismo, así como el tiempo muerto que nos proporcione la tarjeta de adquisición (si está disponible). Los espectros siempre se almacenarán en canales y en dos formatos, el propio del sistema de adquisición y de texto.

1.- Calibración energética del sistema de detección

Objetivo

Calibración del sistema NaI(Tl)-PMT-ADC.

Fundamento

Cuando un fotón interacciona con un cristal de NaI(Tl) transfiere toda (absorción fotoeléctrica, producción de pares) o parte (dispersión Compton) de su energía a un electrón del cristal, convirtiendo su energía cinética en luz al colisionar con los átomos. Cuanto mayor es la energía del electrón, tanta más luz se crea (Figura 1.1).

El PMT (al que se le aplica una alta tensión) convierte en el fotocátodo los fotones en fotoelectrones y estos, a través del sistema de multiplicación electrónica en los dínodos, en una pequeña corriente. Puesto que todos los fotones llegan casi simultáneamente al PMT, la corriente combinada que todos ellos crean produce un pulso de corriente mayor. Este pulso de corriente es convertido en un pulso de tensión cuya altura es proporcional a la energía del fotón primario incidente en el cristal (linealidad) (Figura 1.2).

El pulso de tensión es amplificado y medido por un Convertidor Analógico Digital (ADC). El resultado de esta medida es un entero entre 0 y 2^n-1 para un ADC de n bits. En los equipos PASCO (PHYWE) el ADC es de 10 (12) bits. El cero es el entero para la medida de un pulso de tensión menor que 10 (1) mV, y 1023 (4000) es el entero para la medida de un pulso mayor que 8 (4) V (el voltaje más grande que admite cada tipo de ADC). A los pulsos de tensión entre 0 V y 8 (4) V se les asigna proporcionalmente un entero entre 0 y 1023 (4000). A este entero se le llama número de canal. El proceso de conversión analógico-digital lo realiza el analizador multicanal (MCA), que es uno de los módulos electrónicos del montaje. La pantalla del PC muestra estas medidas como el número de fotones observados en función del número de canal (espectro) (Figura 1.3).

El proceso de calibración con fuentes que emiten fotones de energía conocida permite correlacionar el número del canal con la energía del fotón, con lo que el equipo de detección queda calibrado en energía. Hay dos parámetros que determinan la ganancia del sistema y por tanto la calibración en energía: la alta tensión aplicada al PMT, y la ganancia del amplificador lineal.

En este primer experimento vamos a proceder a calibrar el sistema de detección. Se pretende también en este apartado que el alumno se familiarice con el instrumental y el programa del analizador multicanal utilizado para la adquisición de datos y el análisis “on-line” de los mismos.

Procedimiento

1. Poner en funcionamiento el programa analizador multicanal.
2. Poner el potencial de trabajo del detector a +600 V.
3. Ajustar la ganancia (“Coarse Gain” y “Fine Gain”, o sólo “Gain”, según la disponibilidad en cada equipo) del amplificador a la unidad.
4. Conectar la alta tensión.

- Colocar una fuente de ^{137}Cs (Figura 1.3) en la repisa número 3 ó 4.
- Adquirir un espectro.

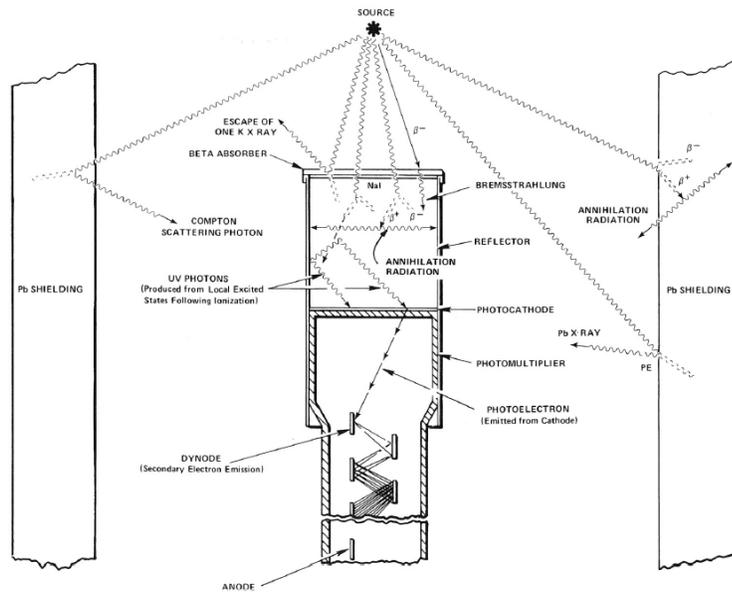


Figura 1.1- Fuente radiactiva, detector de NaI(Tl), PMT, y blindaje de plomo, mostrando varios tipos de interacción.

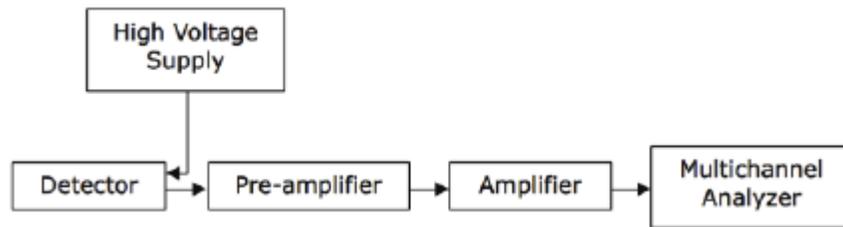


Figura 1.2.- Diagrama de bloques de un sistema típico de espectroscopia gamma.

7. Variar la ganancia (“Coarse Gain”, o “Gain”) del amplificador (potencias de 2), hasta que el fotopico de 0.662 MeV del ^{137}Cs se sitúe en una posición ligeramente por debajo de la mitad del número máximo de canales. Anotar el voltaje y parámetros del amplificador, que no deben modificarse durante el resto de la práctica. En el caso de los equipos PASCO, si es necesario efectuar un ajuste fino con la “Fine Gain”. En los equipos PHYWE incrementar la tensión del PMT hasta un máximo de 900 V si fuera necesario. El espectro ha de parecerse al de la Figura 1.4, pero con el fotopico situado hacia el extremo de la mitad inferior del espectro.
8. Adquirir un espectro de ^{137}Cs durante suficiente tiempo para poder determinar claramente la posición del fotopico.
9. Almacenar el espectro de ^{137}Cs , borrarlo de la pantalla, y sustituir esta fuente por una de ^{22}Na (Figura 1.3). Adquirir durante tiempo suficiente para que los fotopicos queden bien definidos. Almacenar el espectro del ^{22}Na .

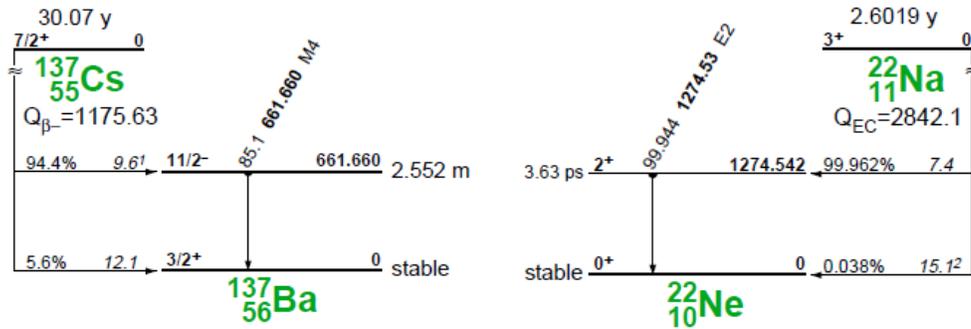


Figura 1.3.- Esquema de desintegración del ^{137}Cs y del ^{22}Na .

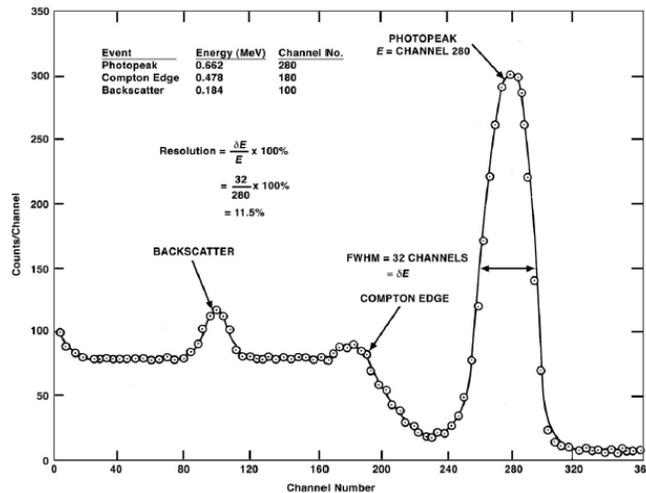


Figura 1.4.- Espectro del ^{137}Cs obtenido con un detector de NaI(Tl).

Resultados

- Estudiar el esquema de desintegración y los espectros del ^{137}Cs y del ^{22}Na .
- Para cada uno de los fotopicos, hallar el canal del centroide y la FWHM (en número de canales), utilizando las funciones de la MCA.
- Efectuar una representación gráfica de la curva de calibrado parecida a la de la Figura 1.5, es decir, la energía tabulada de los fotopicos frente a su centroide.
- Usar el procedimiento de calibrado de dos puntos del MCA para calibrar el sistema de detección utilizando los picos siguientes: ^{22}Na (511 keV, 1275 keV). Este es un calibrado aproximado, que usaremos en el desarrollo de la práctica (on line), y será sustituido por un calibrado preciso para el análisis y presentación de resultados.
- Representar la recta que resulta sobre la gráfica de calibrado. Comprobar si el equipo es o no lineal.
- Usar ahora el procedimiento de calibrado de tres puntos del MCA utilizando además de los dos anteriores el pico del ^{137}Cs .
- Representar la parábola que resulta sobre la gráfica de calibrado.

Importante: La calibración final o calibración fina (“off-line”) que usaremos para el análisis de la práctica deberá realizarse a partir del ajuste de los fotopicos, substraída la contribución del fondo, para lo que usaremos los espectros tomados en número de canal (no en energía) y con formato de texto para su posterior ajuste por programas externos (como por ejemplo ROOT).

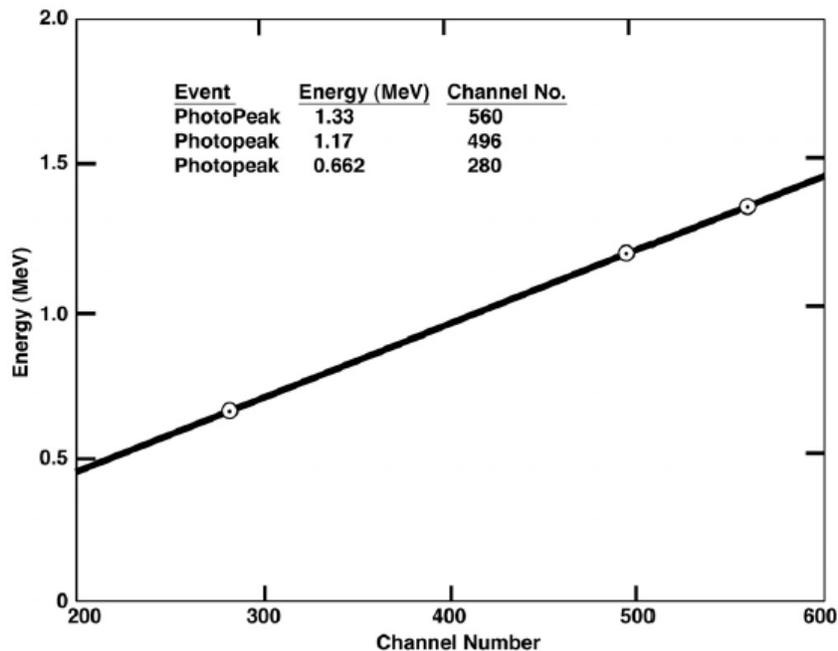


Figura 1.5.- Ejemplo de curva de calibrado de un sistema de detección.

Una vez fijadas la alta tensión y la ganancia a los valores para los que se ha calibrado el equipo, es conveniente comprobar el calibrado cada vez que se inicialice el equipo. Ello puede hacerse adquiriendo un espectro de ^{137}Cs y comprobando si el centroide del fotopico es 662 keV. Si la variación de la energía del centroide supera los 10 keV es necesario volver a calibrar.

2.- Espectros gamma de fuentes radiactivas

Objetivo

Adquisición de espectros de fuentes radiactivas. Cálculo del centroide y la FWHM.

Fundamento

Los fotones son emitidos en las transiciones nucleares desde un estado excitado a otro de menor energía. En las fuentes del laboratorio, los rayos gamma son emitidos por el núcleo hijo resultante tras los procesos de desintegración nuclear (generalmente β).

Una vez calibrado nuestro sistema de detección, se puede determinar la energía de los fotopicos de una fuente radiactiva de naturaleza desconocida, y con ello poder identificarla.

Además, podemos estudiar la desviación de la linealidad en el sistema de detección.

Procedimiento

1. Obtener una caja de fuentes radiactivas (Tabla 2.1) y adquirir un espectro para al menos cuatro de ellas (sin cambiar el alto voltaje ni la ganancia del sistema de detección usado en el Experimento 1) hasta que los fotopicos se puedan identificar con claridad. Asegurarse que las fuentes elegidas incluyen, a ser posible, el ^{54}Mn , ^{65}Zn y ^{60}Co , además del ^{137}Cs y ^{22}Na del apartado 1, todos ellos necesarios para la realización de los apartados 3 y 4 de la práctica. Como se ha indicado previamente en el protocolo de actuación, la caja no debe moverse de la sala de fuentes, sólo se moverán las fuentes, una a una.
2. Almacenar cada uno de los espectros en función del número de canal (no energía) con el fin de poder hacer uso de la calibración final "off-line" (más precisa) del Experimento 1.
3. Adquirir un espectro sin fuente radiactiva en el castillete (dejando las fuentes en el interior de la caja en la sala de fuentes) durante un tiempo suficiente (unos 20 min). Es conveniente realizar la adquisición de dos espectros de ruido de fondo (de 10 min cada uno), el primero cuando se llevan adquiridos aproximadamente la mitad de los espectros de fuentes, y el segundo cuando ya se han tomado todos. La suma de ambos, convenientemente normalizado al mismo tiempo de toma de datos, constituye el espectro de ruido de fondo que deberá ser sustraído del resto de espectros obtenidos con las fuentes radiactivas.

Tabla 2.1.- Isótopos con sus semividas y picos gamma de interés ubicados en las cajas de fuentes radiactivas del laboratorio.

Isótopo	Semivida	Principales picos gamma de interés (MeV)
^{22}Na	2,6 a	0.511, 1.275
^{133}Ba	10,5 a	0.081, 0.276, 0.303, 0.356, 0.384
^{109}Cd	463 d	0,022, 0,088
^{60}Co	5.27 a	1.173, 1.333
^{57}Co	272 d	0.014, 0.122, 0.136
^{54}Mn	313 d	0.835
^{65}Zn	244 d	0.511, 1.116
^{137}Cs	30,2 a	0.662

Resultados

- Dibujar y estudiar los esquemas de desintegración de los radionúclidos usados.
- Para cada uno de los fotopicos de cada espectro, hallar el canal del centroide, la FWHM (en número de canales) y la energía del centroide que proporciona el calibrado del Experimento 1.
- Comprobar si la energía de los centroides coincide con los valores tabulados para cada radionúclido.
- Completar el gráfico de calibrado con los nuevos picos hallados en este experimento.
- Extraer las conclusiones oportunas respecto a la linealidad del sistema de detección.

3.- Estudio de la dispersión Compton

Objetivo

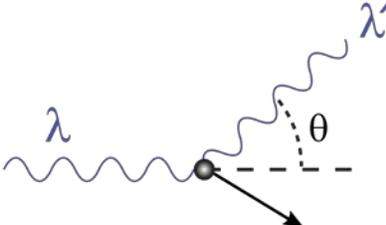
Estudio del continuo Compton en los espectros gamma para diversas energías de los fotones. Estudio del pico de retrodispersión o *backscattering*.

Fundamento

Aparte de los fotopicos, en los espectros de altura de pulsos hay otras estructuras que pueden observarse. Si tomamos el espectro del ^{137}Cs de la Figura 1.4, observaremos un pico, o mejor un borde, a unos 477 keV, **el borde Compton**. Además, dependiendo de la disposición geométrica del sistema detector-fuente-blindaje (Figura 1.1), habrá, probablemente, un fotopico alrededor de los 185 keV, **el pico de backscattering**. El propósito de este experimento es estudiar estos dos fenómenos asociados a la dispersión Compton.

El borde Compton

En la interacción Compton, la energía del fotón incidente, $E_\gamma = h\nu$, se reparte entre el electrón, T_e (que pasa a ser un electrón libre en el cristal) y el fotón dispersado, $E_{\gamma'} = h\nu'$. La energía que se lleva el electrón (y por lo tanto, la intensidad de luz que éste producirá en el cristal) depende del ángulo en que éste haya sido dispersado, de tal manera que:



$$T_e = E_\gamma - E_{\gamma'} = E_\gamma - \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{mc^2}(1 - \cos\theta)} \quad , \quad (3.1)$$

siendo θ el ángulo de dispersión del fotón. La energía máxima que puede llevarse el electrón se corresponde con la mínima que puede llevarse el fotón, que se presenta para el caso $\theta = \pi$:

$$E_{\gamma',\min} = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{2E_\gamma}{mc^2}} \rightarrow T_{e,\max} = \frac{\frac{2E_\gamma}{mc^2}}{1 + \frac{2E_\gamma}{mc^2}} E_\gamma = \frac{2E_\gamma^2}{mc^2 + 2E_\gamma} \quad . \quad (3.2)$$

Por lo tanto, en la dispersión Compton, es imposible que el fotón incidente transfiera toda su energía al electrón y la situación es que éste se lleva una energía que va desde 0 (que corresponde al caso límite en que el fotón se lleva la máxima energía posible, es decir, toda la incidente) hasta $T_{e,\max}$ dada por la ecuación (3.2). Puede que el fotón dispersado escape del detector, y en este caso se obtiene un continuo que va desde 0 hasta $T_{e,\max}$, conocido como borde Compton (Figuras 1.4 y 3.1). Si el fotón dispersado sufre una interacción fotoeléctrica en el detector, toda la energía del fotón incidente se acaba depositando en él y por lo tanto contribuirá al fotopico.

El pico de backscattering

El fenómeno del backscattering se presenta cuando los fotones de la fuente sufren una dispersión Compton en los materiales que rodean al detector y, posteriormente, el fotón dispersado sufre una absorción fotoeléctrica en el cristal de NaI(Tl) (Figura 1.1). Las Figuras 1.4 y 3.1 ilustran éste y otros fenómenos típicos que se presentan en un sistema fuente-NaI(Tl)-PMT-blindaje. La energía de los fotones dispersados puede estimarse a partir de la ecuación (3.1) suponiendo que la mayoría de ellos sufren dispersión a ángulos grandes y por lo tanto $\theta \approx 180^\circ$,

$$E_{\gamma', \text{backscatter}} \approx \frac{E_{\gamma}}{1 + \frac{2E_{\gamma}}{mc^2}} \quad (3.3)$$

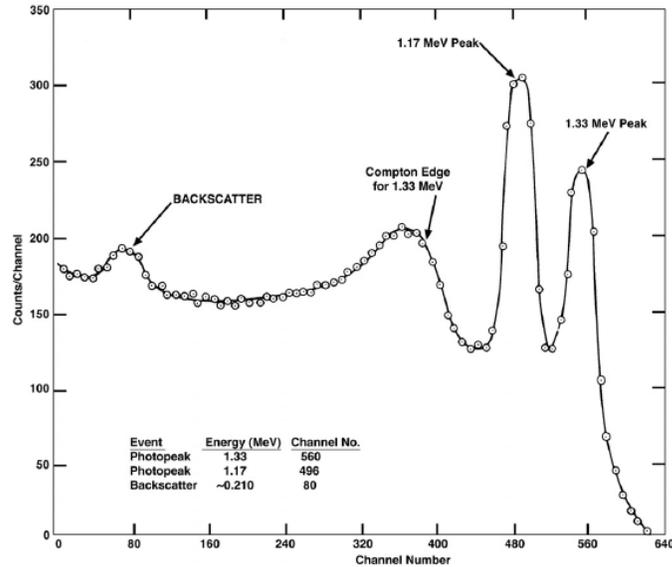


Figura 3.1.- Espectro del ^{60}Co obtenido con un detector de NaI(Tl).

Procedimiento

4. Se usan los siguientes espectros de los Experimentos 1 y 2: ^{60}Co , ^{22}Na , ^{137}Cs , ^{54}Mn y ^{65}Zn .

Resultados

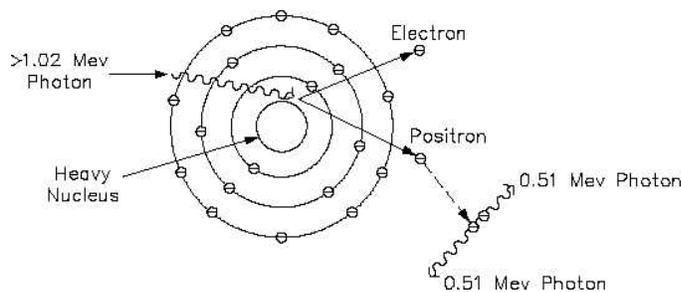
- a. Calcular la energía del borde Compton con la ecuación (3.2) para los fotopicos de los espectros anteriores.
- b. Determinar la energía del borde Compton en el espectro para cada uno de los fotopicos teniendo en cuenta que dicho borde se halla entre el continuo Compton y el fotopico a una energía que corresponde, aproximadamente, a la mitad en el cambio de tasa de cuentas (ver Figuras 1.4 y 3.1). Determinar la masa del electrón a partir de las energías del borde Compton de todos los fotopicos. Para ello, intentar ajustar el espectro en la región del borde Compton utilizando una función paramétrica que permita estimar el punto medio y la anchura del borde (por ejemplo, una función de tipo Saxon-Woods).
- c. Calcular la energía del pico de backscattering con la ecuación (3.3) para los fotones de los espectros anteriores. Determinar la energía del pico de backscattering para cada uno de los espectros teniendo en cuenta que corresponde a la mínima energía del máximo del pico (Figuras 1.4 y 3.1).

4.- Pico de aniquilación, picos de escape simple y doble, pico suma

Objetivo

Observación, estudio y análisis de los picos de aniquilación, picos de escape simple, doble y pico suma (coincidencias γ - γ).

Fundamento



La antipartícula del electrón es el positrón. Ambas se aniquilan, produciendo dos fotones de 511 keV que se emiten en direcciones opuestas para que se conserve la cantidad de movimiento. Los dos fotones producidos tienen energías de 511 keV dado que la aniquilación se produce cuando el positronio (estado ligado e^+e^-) se halla prácticamente en reposo.

Algunos isótopos radiactivos, muchos de los cuales son ricos en protones, se desintegran emitiendo un positrón (β^+), reduciendo su carga en una unidad. Los fotones de 511 keV de la subsiguiente aniquilación del positrón con un electrón del medio pueden ser observados en espectroscopia gamma como evidencia del fenómeno de la aniquilación (materia-antimateria).

Un positrón puede producirse junto con un electrón como un par electrón-positrón por la interacción electromagnética de un fotón de energía superior a dos veces la masa del electrón ($E_\gamma > 1.22 \text{ MeV}$) con un núcleo. Toda la energía del fotón se convierte en un par electrón-positrón, con una energía cinética repartida (no uniformemente) entre ambos igual a $E_\gamma - 1.22 \text{ MeV}$. El positrón producido se frena en el medio y termina aniquilándose con otro electrón cuando su energía cinética es próxima a cero, produciendo dos fotones de 511 keV. ¿Qué efectos tendrán estos dos fotones de 511 keV en el espectro gamma?

Pico de aniquilación

Si la aniquilación ocurre fuera del detector (Figura 1.1), sólo uno de ellos puede alcanzar éste ya que el otro saldrá en dirección opuesta, por lo que el efecto será un pico de 511 keV en el espectro gamma (Figura 4.1). A este pico se le llama pico de aniquilación.

Picos de escape simple y doble

Los fotones con $E_\gamma > 1.22$ MeV que inciden en el detector pueden interaccionar y producir un par electrón-positrón dentro del detector (Figura 1.1). La aniquilación se produce tan rápidamente que la luz producida por los dos fotones de 511 keV (suponiendo que sufran absorción fotoeléctrica en el detector) se combina con la luz producida por el par electrón y el positrón y producen un pulso que representa la energía del fotón original, y por lo tanto contribuye al fotopico. Sin embargo, algunas veces puede ocurrir que uno o ambos de los fotones de 511 keV no interaccionen con el detector y, simplemente, escapen. Esto da lugar a un fotopico de energía $(E_\gamma - 0.511)$ MeV si uno de los fotones ha sufrido absorción fotoeléctrica y el otro escapa (pico de escape simple), o a un fotopico de energía $(E_\gamma - 1.022)$ MeV si ambos fotones escapan (pico de escape doble). En la Figura 4.2 se pueden observar estos picos para un espectro de ^{24}Na .

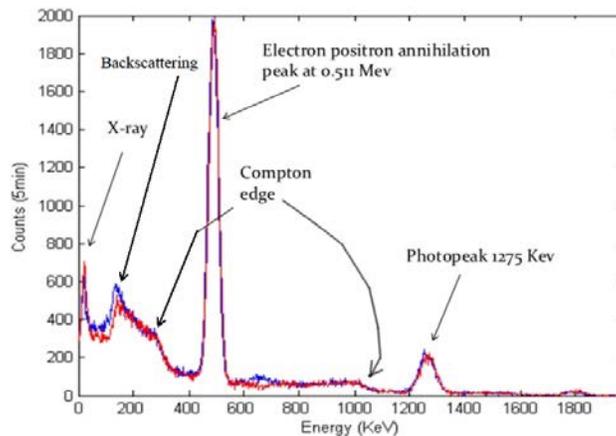


Figura 4.1.- Espectro del ^{22}Na obtenido con un detector de NaI(Tl) en el que se ilustra el pico de aniquilación de 511 keV. El fotopico a 1275 keV es originado por el fotón emitido como consecuencia de la desintegración del $^{22}\text{Ne}^*$ tras la desintegración β^+ del ^{22}Na .

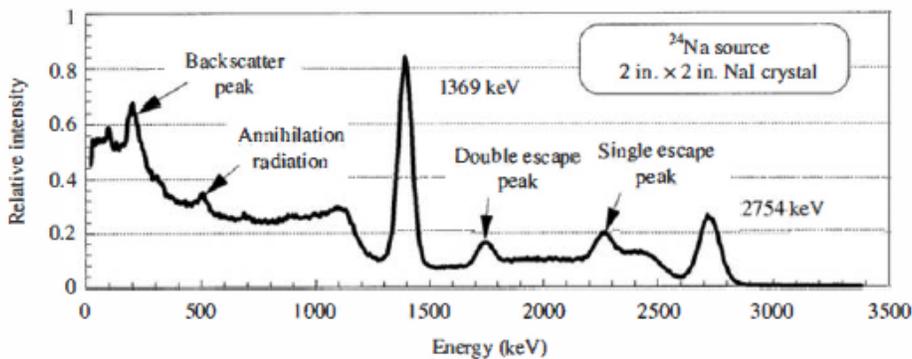


Figura 4.2.- Ejemplo de los picos de escape simple y doble en un espectro obtenido con un detector de NaI(Tl) para el ^{24}Na .

Pico suma

Cuando dos fotones interaccionan “simultáneamente en el detector” se dice que ha habido una detección en coincidencia. La situación más común se presenta cuando al desintegrarse un radioisótopo emite dos o más fotones en cascada, como se ilustra en la Figura 4.3 para el caso del ^{60}Co . Los dos fotones se emiten en un intervalo de tiempo muy corto comparado con el tiempo de respuesta del detector, por lo que podemos decir que se emiten en coincidencia. Si el tiempo de observación es suficiente, habrá un pico que refleja la detección en coincidencia de ambos fotones y a este pico se le llama pico suma. En la Figura 4.3 se observa este pico con una energía de $1.17 + 1.33 = 2.50$ MeV para el caso de ^{60}Co . La intensidad del pico suma depende del tamaño del detector y para visualizarlo es conveniente usar escala logarítmica. Si la energía nominal del pico suma cae fuera de la ventana de observación, será necesario reducir la ganancia del amplificador (debe apuntarse esta ganancia nominal para determinaciones posteriores).

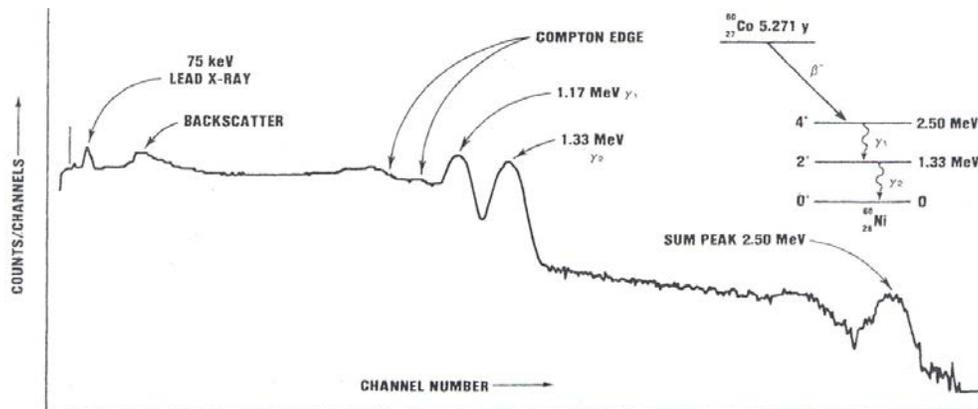


Figura 4.3.- Espectro del ^{60}Co obtenido con un detector de NaI(Tl). En él se ilustra el pico suma.

Procedimiento

1. Usar los espectros de ^{22}Na , ^{65}Zn y ^{60}Co . Si algún pico suma se sale fuera del espectro, modificar temporalmente la ganancia hasta que quede dentro del rango del analizador. No es preciso recalibrar. En tal caso y una vez adquirido el espectro, volver a colocar la ganancia en su posición de calibrado.

Resultados

- a. Identificar los picos de aniquilación, picos de escape simple y doble y picos suma.

5.- Atenuación de fotones en plomo

Objetivo

Obtener el valor del coeficiente de atenuación para fotones de una energía dada en plomo.

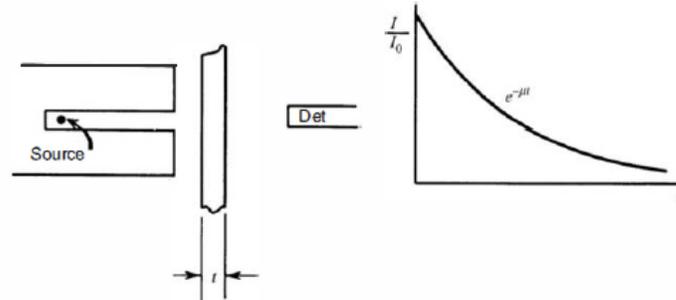


Figura 5.1- Curva exponencial de transmisión para rayos gamma en condiciones de “buena geometría”.

Fundamento

Cuando un haz estrecho de fotones **mono-energéticos** atraviesa una lámina delgada, estos no pierden progresivamente su energía como lo hacen las partículas cargadas (como las β), sino que en cada proceso de interacción con el medio (por efecto fotoeléctrico, Compton o producción de pares) se elimina un fotón del haz (Figura 5.1).

Podemos definir un coeficiente de atenuación lineal μ de tal manera que cuando I_0 fotones de la misma energía inciden perpendicularmente en un absorbente delgado de espesor x , el número de fotones que lo han atravesado sin interactuar, I_γ , viene dado por

$$I_\gamma = I_{0\gamma} e^{-\mu x} = I_{0\gamma} e^{-\frac{\mu}{\rho} \rho x}.$$

El coeficiente de atenuación lineal μ depende del medio con el que interacciona el fotón y de su energía. Usualmente se considera el coeficiente de atenuación másico, μ/ρ , por ser independiente del estado físico del absorbente. La distancia promedio que recorre un fotón en el absorbente antes de sufrir una interacción se llama recorrido libre medio, y su valor es $\lambda = 1/\mu$. El producto ρx se conoce como espesor másico del absorbente, y sus unidades son g/cm^2 .

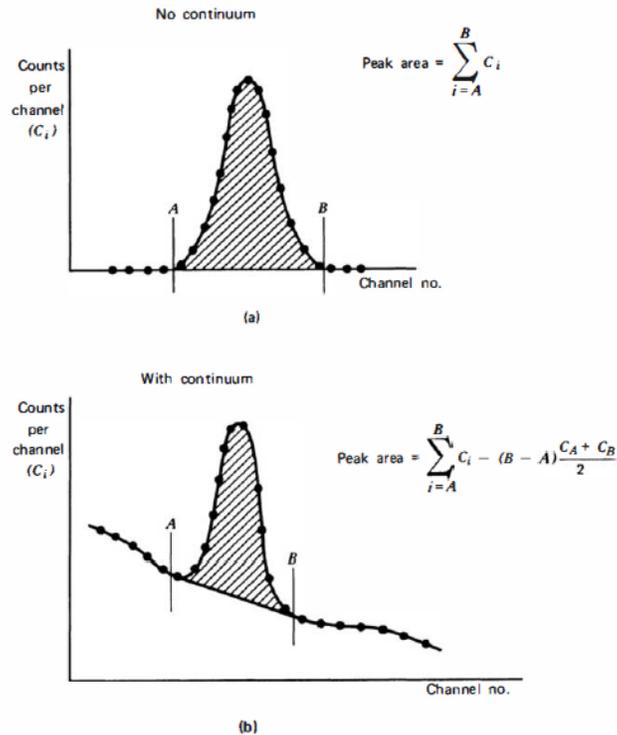


Figura 5.2- Métodos para obtener las áreas bajo los fotopicos en un espectro multicanal. En a) el continuo bajo el pico es despreciable, mientras que en b) se sustrae tal como se indica [2].

En este apartado vamos a realizar un experimento como el esquematizado en la Figura 5.1. Para ello hemos de determinar en cada fotopico cuantas son las cuentas que corresponden a fotones de la energía del centroide del fotopico. Dado que el detector registra tanto los fotones de la muestra como los del fondo, y que el continuo Compton asociado a cada fotopico no puede evitarse, el número de cuentas de un fotopico que corresponden a los fotones de la muestra (cuentas netas) han de separarse de aquellos de otro origen, en la medida de lo posible. La Figura 5.2 ilustra el procedimiento que debe utilizarse para realizar la sustracción del fondo con el programa de ajuste preferido (como por ejemplo ROOT). El software del MCA también permite una primera aproximación, una vez hemos definido la región de interés (ROI) con las utilidades del mismo.

El objetivo de este experimento es determinar este coeficiente de absorción másico para plomo a la energía de 662 keV (^{137}Cs). Si se dispone de tiempo puede efectuarse el experimento para otras energías de los fotones usando otro radionúclido. En tal caso debe prestarse atención a la presencia de fotones de distintas energías y seleccionar las cuentas netas para cada uno de los fotopicos.

Procedimiento

1. Se coloca la fuente de ^{137}Cs en el quinto estante y se adquiere un espectro de tal manera que el área total bajo el fotopico sea ≈ 6000 cuentas al menos. Con la función ROI (o equivalente) obtener las cuentas brutas, las cuentas netas y el tiempo de adquisición (live time).

2. Se repite el proceso con una serie de absorbentes de plomo de espesor variable colocados en el estante 1 o el 2 entre la fuente y el detector, midiendo durante un intervalo de tiempo suficiente para que el número de cuentas bajo el fotopico sea ≥ 1000 cuentas. Con la función ROI se obtienen las cuentas brutas, las cuentas netas y el tiempo de adquisición.
3. Se repite el proceso para distintos espesores de plomo. Pueden ponerse varios absorbentes de plomo juntos para obtener datos para más valores del espesor si fuese necesario.

Importante: las cuentas netas obtenidas con el software de la MCA deben utilizarse sólo como una primera aproximación “on-line” de las mismas. Para el análisis final se debe evaluar las cuentas netas realizando los correspondientes ajustes de fotopicos con las correcciones necesarias de la sustracción del fondo.

Resultados

- a. Representar en escala semi-logarítmica I_γ frente al espesor x .
- b. El ajuste de la ecuación a estos datos proporciona el valor de μ/ρ .
- c. Comparar el valor hallado de μ/ρ con aceptado para la energía de los fotones utilizados.

6.- Determinación de la constante de desintegración de un radionúclido de vida corta

Objetivo

El objetivo de esta práctica es determinar la vida media ($\tau = \frac{1}{\lambda} = 1.44T_{1/2}$) del estado metaestable del ^{137}Ba producido por la desintegración β del ^{137}Cs (Figura 1.3).

Fundamento

Dado un radionúclido, la ley exponencial de la desintegración radiactiva establece que si en t_0 el número de átomos radiactivos de la muestra es N_0 , en t este número se habrá reducido a

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda(t-t_0)} . \quad (6.1)$$

Esta ley es válida para cualquier t_0 dado. La actividad $A(t) = \lambda N(t)$ de la muestra (que es la magnitud que realmente vamos a medir, sigue la misma relación).

En el esquema de desintegración del ^{137}Cs (Figura 1.3) se observa que el estado metaestable del ^{137}Ba se desintegrara al estado excitado del ^{137}Ba (0.662 MeV) que luego se desexcita emitiendo un fotón; este estado excitado tiene una vida media de $\tau = 220.91 \pm 0.06$ s. Por lo tanto, la desexcitación de este estado excitado sigue la relación (6.1).

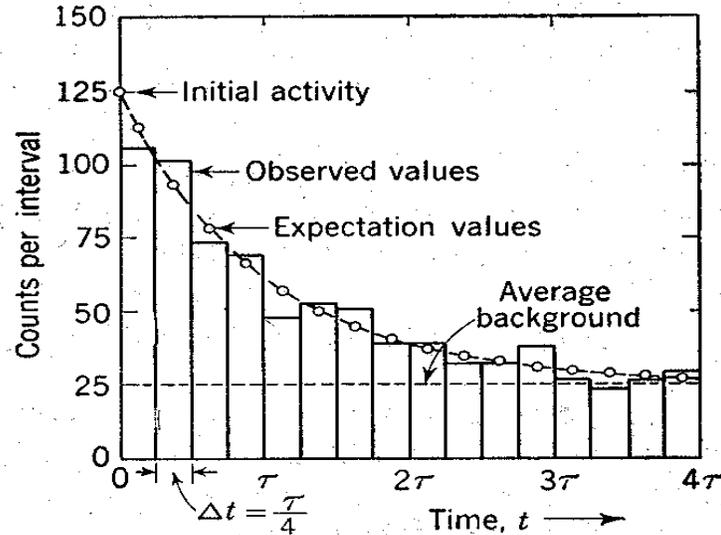


Figura 6.1.- Representación gráfica de las fluctuaciones estadísticas típicas encontradas al medir la vida media de una fuente de vida corta.

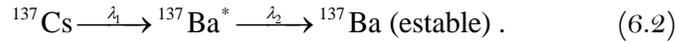
Para obtener el ^{137}Ba se dispone de una muestra de ^{137}Cs en disolución (en equilibrio secular con el ^{137}Ba) de la que por un método químico se separa el Ba del Cs (“milky cow”), con lo que se dispone de una muestra de ^{137}Ba puro.

Al efectuar las medidas de la desintegración del $^{137}\text{Ba}^*$ con el detector de NaI(Tl), sabemos que además de las cuentas debidas al $^{137}\text{Ba}^*$ también se registrarán las debidas al fondo radiactivo ambiental. En la Figura 6.1 se pueden apreciar los principales problemas estadísticos que se presentan en un experimento de determinación de vidas medias cortas como el que nos ocupa. Para efectuar las medidas, elegimos un intervalo de tiempo para cada observación, Δt , y efectuamos n observaciones consecutivas sin interrupción, y registramos los valores de las cuentas registradas x_1, x_2, \dots, x_n debidos a la fuente radiactiva más el fondo (Figura 6.1). Si el tiempo de observación se prolonga durante muchas veces la vida media τ de la muestra en estudio, la actividad de la fuente llegará a ser del orden del fondo ambiental, pudiendo presentarse el caso de que el número de cuentas registrado sea menor que el fondo (véase Figura 6.1 a partir de 3τ). Por tanto, hay que medir durante el tiempo adecuado ya que, si medimos durante poco tiempo perderemos una información útil, y si medimos durante demasiado tiempo registraremos datos que no aportarán ninguna información adicional. El intervalo de tiempo total de observación que tomaremos será del orden de 5τ .

Desde el instante en que comienza la medida tendremos las siguientes contribuciones al número de cuentas que registra el detector:

1. Las cuentas debidas al ^{137}Ba que se desexcita emitiendo un fotón (con la vida media τ que queremos determinar).
2. Las cuentas debidas al fondo radiactivo ambiental.
3. Con el fin de reducir el tiempo muerto del detector, situaremos la muestra en la cuarta ranura del castillete) y anotaremos si es posible el tiempo muerto (complementario de “live time” en los sistemas PASCO). Además, si las fuentes de medida de nuestros compañeros se hallan cerca de nuestro detector, procuraremos blindar sus radiaciones.

A partir de estas consideraciones vamos a plantear la ecuación que nos dará el número de cuentas que registrará el detector en cada canal. Podemos considerar que tenemos la serie radiactiva



En el instante en que empezamos a contar (suponemos que comenzamos en $t_0 = 0$) tenemos $N_{10} = 0$ átomos de ^{137}Cs ya que lo hemos eliminado en la extracción, y N_{20} átomos de $^{137}\text{Ba}^*$. Por lo tanto, las cuentas registradas durante el intervalo de tiempo de medida Δt serán:

1. Desintegraciones debidas al $^{137}\text{Ba}^*$ en un intervalo Δt . La actividad en un instante t será

$$A_{Ba}(t) = \lambda_2 N_2(t) = \lambda_2 N_{20} e^{-\lambda_2 t}, \quad (6.3)$$

y por lo tanto, en el intervalo Δt siguiente el número total de desintegraciones será:

$$A_{Ba}(t, \Delta t) = \int_t^{t+\Delta t} \lambda_2 N_2 dt = \int_t^{t+\Delta t} \lambda_2 N_{20} e^{-\lambda_2 t} dt = N_{20} e^{-\lambda_2 t} (1 - e^{-\lambda_2 \Delta t}). \quad (6.4)$$

2. Desintegraciones debidas al fondo radiactivo ambiental en el intervalo Δt :

$$A_{Fondo}(t, \Delta t) = b \Delta t. \quad (6.5)$$

Así pues, la suma de las dos contribuciones anteriores ha de ser igual al número total de desintegraciones:

$$A(t, \Delta t) = A_{Ba}(t, \Delta t) + A_{Fondo}(t, \Delta t). \quad (6.6)$$

Obsérvese que t corresponde al borde inferior de cada intervalo temporal de anchura Δt .

Procedimiento

1. Se pone en funcionamiento el MCA en modo Multichannel Scaling (MCS) (equipos PASCO) o Integration Measurement (equipos PHYWE). En este modo de funcionamiento se determina el número de pulsos cuya energía o altura de pulso está comprendido en un cierto intervalo, y se utiliza para medidas de tiempos relacionadas con vidas medias o contaje de fotones simples. El intervalo o ventana hay que fijarlo por medio de sus límites inferior y superior al fotopico de interés.
2. El período durante el cual los pulsos deben registrarse debe ser también prefijado (Dwell time en los equipos PASCO). Se fijará a 8, 16 ó 22 s. Los resultados de las distintas medidas se presentan en una gráfica donde se representa el número de registros frente a cada medida integrada (como la de la Figura 6.1). Nótese que en los equipos PHYWE las distintas medidas hay que realizarlas manualmente, con lo que conviene utilizar un

intervalo de tiempo relativamente grande (30 s mejor que 8 s) con el fin de minimizar errores sistemáticos en la medida de la vida media debido a la pérdida de tiempo entre medidas. Por el contrario, estos equipos permiten variar la ventana y tiempo de medida para una secuencia de medidas integradas.

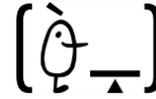
3. Se obtiene una muestra de ^{137}Ba con el procedimiento “milky cow”, y se coloca en una posición intermedia del castillete.
4. Se adquiere una curva de tasa de cuentas durante unos 1100–1500 s. Es conveniente ensayar el procedimiento con una fuente de ^{137}Cs , comprobando que la distribución temporal es uniforme.

Resultados

- a. Efectuar un gráfico en el que se representen las cuentas registradas en Δt (con su barra de error) frente al tiempo.
- b. En la expresión (6.6) se tratan N_{20} , b y λ_2 como parámetros desconocidos. A partir del gráfico, se efectúa una primera estimación de N_{20} , b y λ_2 .
- c. Utilizar el programa de ajuste favorito (por ejemplo Root) para obtener los parámetros N_{20} , b y λ_2 . En el software de los equipos PHYWE existen opciones para realizar dicho ajuste, que pueden utilizarse durante la sesión de laboratorio para realizar un primer ajuste.
- d. A partir de λ_2 , dedúzcase el valor de la vida media del estado excitado de ^{137}Ba .
- e. Dibujar las dos contribuciones de la expresión (6.6) y su suma sobre el gráfico anterior.
- f. El tiempo muerto del detector, y la variación de su efecto sobre el número de cuentas en el espectro temporal puede inducir un error sistemático no despreciable. Una manera de estimar dicho error sistemático consiste en realizar, si se dispone de suficiente tiempo durante la sesión de laboratorio, una segunda medida completa del espectro temporal pero ahora colocando la fuente lo más cerca posible de la ventana del detector.
- g. Asimismo, se puede obtener una estimación del error sistemático originado en el caso que el cambio de intervalo se hace manualmente, corrigiendo la serie de los valores temporales del ajuste de $t_j = (j-1)\Delta t$ a $t_j = (j-1)\Delta t + (j-1)0.1$ s, donde $j = 1, \dots, M$ representa la sucesión de intervalos temporales medidos y M es el número total de intervalos, es decir, un retraso acumulado de 0.1 s en cada intervalo. Poner el error sistemático así obtenido independientemente del estadístico.

Bibliografía

- [1] K.S. Krane, *Introductory Nuclear Physics*, John Wiley & Sons Inc. (1988).
- [2] G.F. Knoll, *Radiation detection and measurements*, John-Wiley & Sons Inc. (2000).
- [3] J.L. Duggan, *Laboratory Investigations in Nuclear Science*. Published by The Nucleus Inc. and TENNELEC (1988).
- [4] Randolph S. Peterson, *Experimental γ ray Spectroscopy and Investigations of Environmental Radioactivity*. Published by Spectrum Techniques (1996).
- [5] R.B. Firestone (Ed.), *Table of Isotopes*, 8th Edition. Wiley-VCH.



34264-Laboratorio de Física Nuclear y de Partículas

Departament de Física Atòmica, Molecular i Nuclear

Facultat de Física - Universitat de València

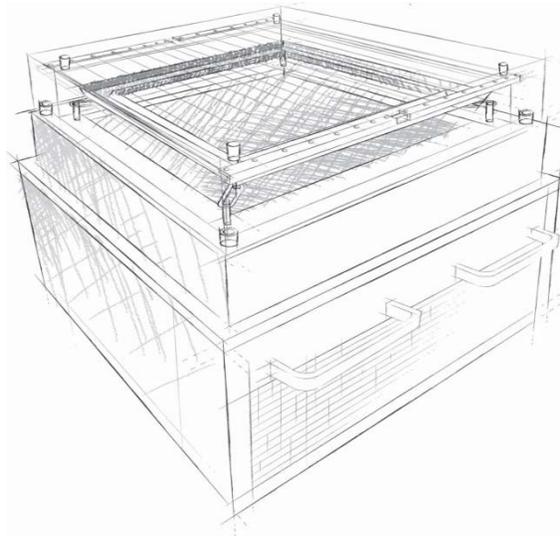
Bloque C, planta 2, despacho 3233

Instituto de Física Corpuscular (IFIC)

Parque Científico – Universitat de València

Hall Edificio Laboratorios IFIC

La cámara de niebla de difusión



Experimentos

1. Visualización directa de trazas de partículas alfa, protones, electrones, fotones y muones presentes en la radiación natural
2. Visualización directa de un haz de partículas beta
3. Medida de la concentración de radón en atmósfera
4. Identificación de distintas topologías de sucesos

Agosto de 2018 (rev.)

Propósito

La cámara de niebla de difusión es un dispositivo único para la visualización de trazas de los distintos tipos de radiaciones, y la identificación de las mismas a partir de las diferencias en su longitud y espesor (densidad de ionización o *stopping power*). Por tanto, la finalidad básica de esta práctica es la de visualizar y diferenciar directamente las trazas de partículas alfa, protones, electrones, fotones e incluso muones, que llegan a la cámara procedentes de los rayos cósmicos o la radiactividad natural terrestre, ilustrando directamente las consecuencias de la fórmula de Bethe-Bloch así como los mecanismos de interacción de los fotones. La discriminación entre tipos diferentes de radiaciones se aplicará para realizar una medida de la concentración de radón atmosférico. Asimismo, se pretende que el alumno conozca la técnica de escaneado de miles de fotografías (en este caso una película) para la búsqueda de sucesos “raros”, técnica que ha conducido a muchos de los grandes descubrimientos en Física de Partículas, como por ejemplo el del positrón (primera antipartícula descubierta) y el del muón, entre otros.

Equipamiento necesario

- Cámara de niebla de difusión PHYWE.
- Una webcam montada sobre un trípode y conectada a un ordenador portátil.
- Una fuente de Sr-90.
- Cronómetro.

1.- Introducción

La cámara de niebla de difusión es un detector de partículas que permite la observación directa de las trayectorias de partículas cargadas cuando atraviesan el volumen activo de la cámara. Con esta cámara podremos observar diferentes tipos de trazas asociadas a la radiación cósmica y terrestre, así como a fuentes radiactivas artificiales (Sr-90).

La cámara de difusión es una versión mejorada de la cámara de niebla de Wilson. Ambas se basan en el mismo principio: cuando una partícula ionizante pasa a través de una atmósfera de aire sobresaturada de vapor de agua o alcohol, el vapor se condensa alrededor de los iones que se forman al paso de la radiación y la traza de la partícula se hace visible.

En la cámara original de Wilson, el aire dentro del dispositivo sellado está saturado con vapor de agua, y se usa un diafragma para expandir el aire dentro de la cámara (expansión adiabática). Esto enfría el aire y el vapor de agua comienza a condensarse alrededor de los iones formados al paso de la radiación. Las diminutas gotas de líquido que se forman a lo largo de la trayectoria de la radiación pueden ser fotografiadas. Si además la cámara está dentro de un campo eléctrico o magnético, las trayectorias aparecen curvadas por dicho campo por lo que es posible conocer la carga de la radiación incidente. Como ejemplos podemos citar el descubrimiento por Anderson en 1932 y del muon en 1936, utilizando una cámara de niebla en un campo magnético expuesta a los rayos cósmicos (Figura 1.1).

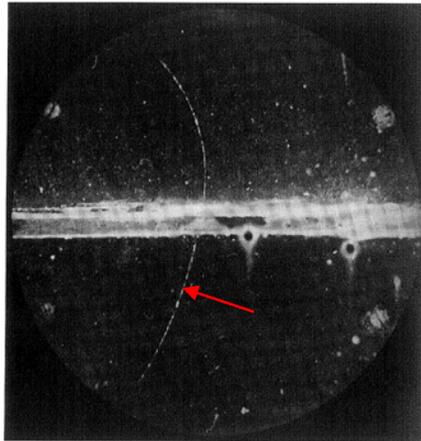


Figura 1.1.- Descubrimiento de la antimateria. Traza de un positrón observado por Anderson en 1932. El positrón entra en la cámara por abajo y atraviesa la plancha de plomo central (soporte del imán) perdiendo energía, por lo que su curvatura debida al campo magnético es mayor.

La cámara niebla de difusión fue desarrollada en 1936 por Alexander Langsdorf. Esta cámara difiere de la cámara de expansión de Wilson en que es sensible a la radiación de forma continua, ya que no se utiliza la expansión para enfriar, sino que se genera un gradiente térmico enfriando el fondo de la cámara con una máquina refrigerante o con hielo seco, consiguiendo la mezcla sobresaturada en esta parte de la cámara permanentemente.

2.- Descripción de la cámara

La cámara de niebla de difusión del IFIC (Figura 2.1) consta de un zócalo y de una cámara de observación. El zócalo de la cámara contiene la máquina refrigerante, la alimentación eléctrica, el tanque de alcohol y la bomba del alcohol. La cámara de observación se halla encima del zócalo.



Figura 2.1.- La cámara de niebla de difusión del IFIC.

La Figura 2.2 muestra un esquema de la cámara. El fondo de la cámara de observación lo constituye una placa metálica maciza negra (superficie 45cm x 45cm) enfriada uniformemente sobre toda la superficie por la máquina refrigerante (aproximadamente -35°C). El techo y las paredes de la cámara de observación están constituidos por dos cubiertas de vidrio superpuestas. Entre las dos cubiertas está dispuesta una redcilla de finos alambres de calefacción, que sirven para calentar esta parte de la cámara (hasta unos $+35^{\circ}\text{C}$ aproximadamente), creando el gradiente de temperatura necesario y evitando que se empañe. Los hilos constituyen asimismo una red de alta tensión para la absorción de iones.

En la parte superior y debajo de la cubierta de vidrio se halla una canaleta calentada eléctricamente, que da la vuelta a toda la cubierta, y dentro de la cual gotea el alcohol isopropilo desde un pequeño surtidor. El alcohol se evapora y se difunde desde la zona superior caliente hacia el fondo frío (por eso se llama cámara de difusión). El alcohol se condensa en el fondo y vuelve al tanque.

Dado que la altura del volumen de observación es de unos 15 cm, el gradiente de temperatura es $\approx 4.7^{\circ}\text{C}/\text{cm}$. Este valor está por encima del umbral de $3.6^{\circ}\text{C}/\text{cm}$ necesario para formar una capa de vapor sobresaturado en la mezcla de aire-alcohol a 1 atm de presión, por encima de la delgada capa de líquido que cubre el fondo. En esta zona únicamente, de espesor ~ 5 mm, las partículas cargadas provenientes del exterior o del interior de la cámara generan iones a lo largo de sus trayectorias, formando núcleos de condensación alrededor de los cuales aparecen las gotitas del

alcohol, formando las trazas de niebla visibles para el observador (Figura 2.3). La longitud y la forma de las trazas permiten estudiar algunas características de las partículas que las originan.

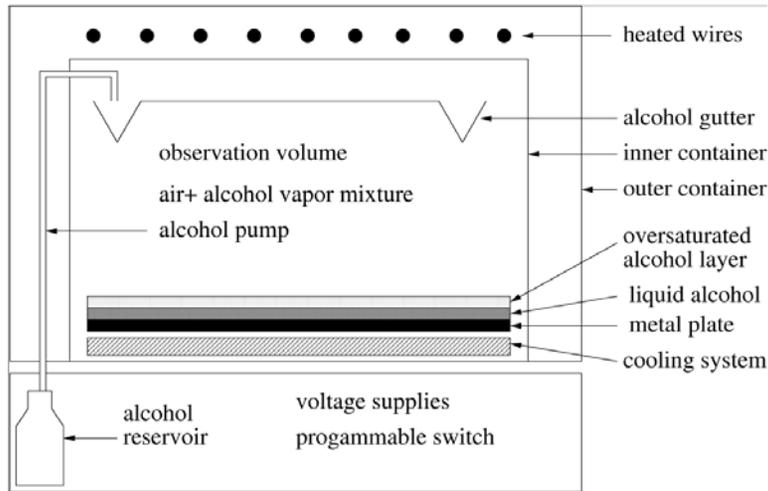


Figura 2.2.- Vista esquemática del volumen de observación de la cámara de niebla de difusión.

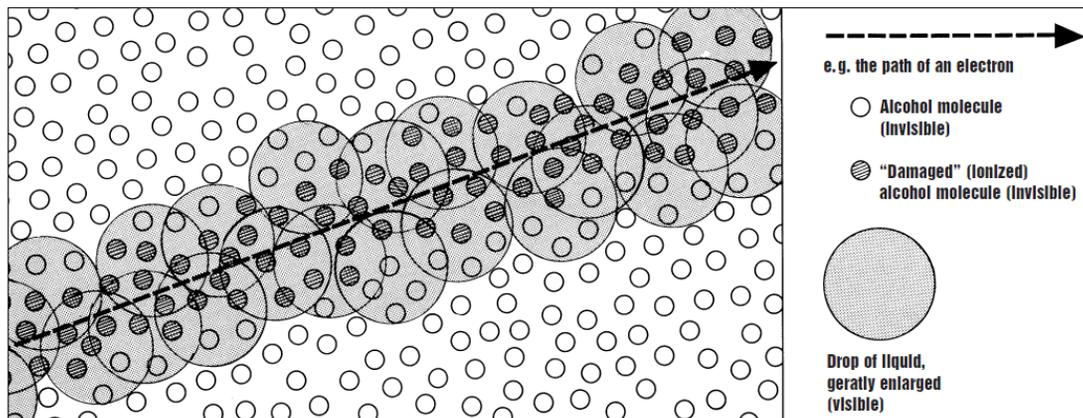


Figura 2.3.- Formación de las trazas en la cámara de niebla.

3.- Fondo radiactivo

En la cámara se pueden observar trazas generadas por partículas alfa, protones, electrones y positrones y también muones. Algunas tienen su origen en los rayos cósmicos y otras en la radiación natural terrestre.

Los **rayos cósmicos** (Figura 3.1) están constituidos por partículas muy energéticas (rayos cósmicos primarios) provenientes del espacio y que penetran en nuestra atmósfera, provocando violentas colisiones con los núcleos de la atmósfera y produciendo cascadas de partículas que llegan a nuestra superficie (rayos cósmicos secundarios).

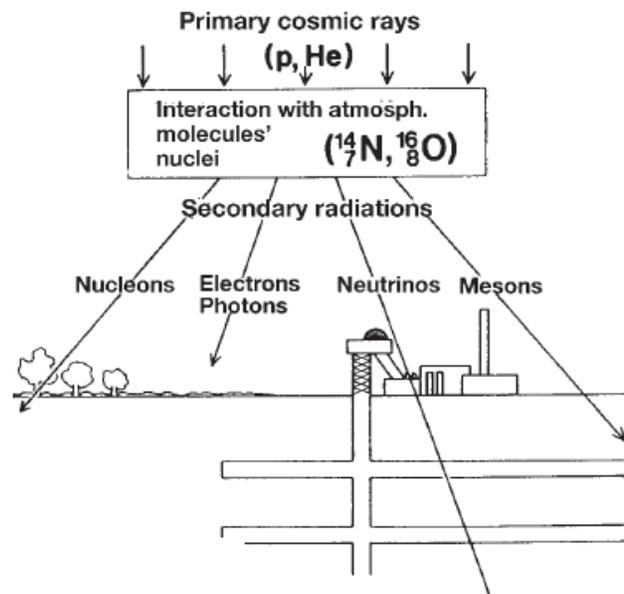


Figura 3.1.- Producción de rayos cósmicos secundarios a partir de los primarios, constituidos fundamentalmente por protones y partículas alfa.

Los rayos cósmicos primarios están constituidos en su mayoría por protones (86%). El resto son principalmente partículas alfa (11%) y otros núcleos más pesados (1%). Los electrones constituyen el 2%. Se han detectado rayos cósmicos primarios de hasta 10^{20} eV de energía. Los rayos cósmicos secundarios están constituidos por distintos tipos de partículas con diferente poder de penetración, principalmente mesones μ (muones), neutrinos muónicos, protones/neutrones, electrones/positrones y otros mesones (piones, aunque éstos se desintegran antes de llegar a la superficie terrestre) [1]. En la Figura 3.2 puede verse el flujo vertical de rayos cósmicos con energías superiores a 1 GeV.

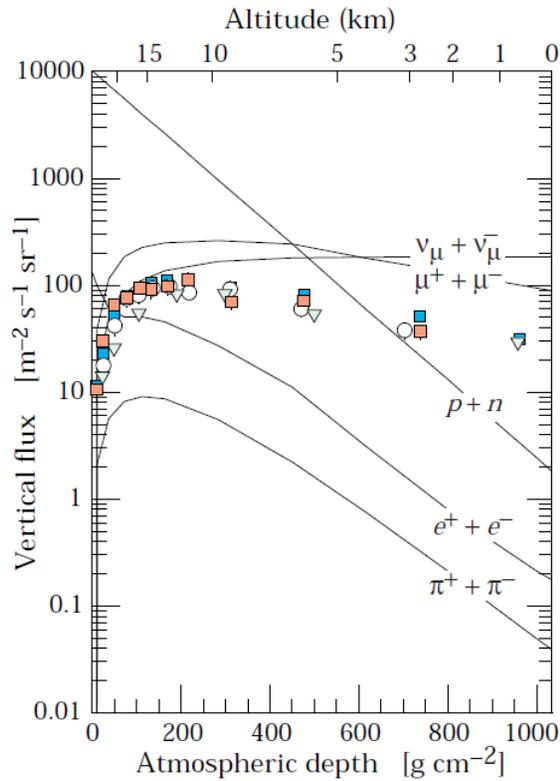
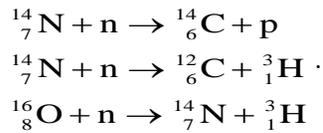


Figura 3.2.- Flujo vertical de rayos cósmicos con $E > 1$ GeV. Los puntos corresponden a medidas de muones negativos con $E > 1$ GeV [1].

La **radiación natural terrestre** proviene de la desintegración de los radionúclidos presentes en los materiales que nos rodean, especialmente en rocas y minerales que se formaron en la Tierra hace unos 4500 millones de años. El U-238, el Th-232 y el U-235, con periodos de semi-desintegración comparables a la edad de la Tierra, constituyen el primer eslabón de las tres series radiactivas naturales de elementos pesados (conocidas como serie del uranio-radio, serie del torio y serie del actinio, respectivamente). En general las rocas constituyen un blindaje para que la radiación no escape, pero en las tres series aparece radón radiactivo gaseoso que, cuando escapa por fracturas en las rocas o a través de su presencia en materiales de construcción, puede ser peligroso para la salud cuando es inhalado.

Las series de elementos pesados no son las únicas fuentes de radiactividad natural. Radionúclidos naturales como el K-40, Rb-87, Cd-113, In-115 y otros también forman parte de los isótopos de vidas largas presentes en las rocas. Otros radionúclidos naturales con periodos cortos y que se crean continuamente por reacciones nucleares con rayos cósmicos en las capas altas de la atmósfera son el C-14 y el H-3, producidos a partir de la desintegración del N-14 o el O-16,



4.- Visualización de las trazas

La cámara de niebla de difusión permite visualizar todas las partículas cargadas (electrones/positrones, protones, partículas alfa y muones). Los fotones pueden visualizarse indirectamente a través de la producción de fotoelectrones, electrones Compton o incluso por medio de la producción de pares cuando la energía del fotón es superior a $2m_e c^2$. Finalmente, los neutrones pueden producir una reacción nuclear con los núcleos en el volumen de la cámara y la partícula cargada producida dejará su rastro en la misma.

Partículas alfa

Las partículas α provenientes de la desintegración de radionúclidos tienen una energía típica de 5 MeV, con un alcance en la mayoría de los sólidos inferior a 100 μm y en aire de unos 5 cm (Figura 4.1). En una mezcla de aire y vapor de alcohol el alcance será algo menor.

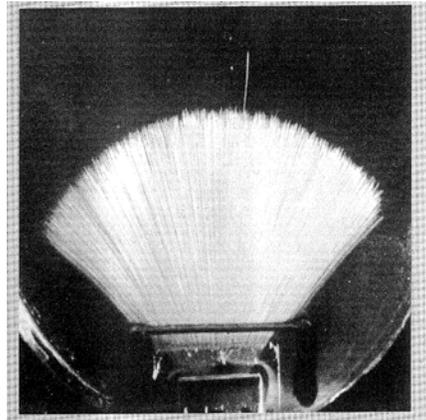


Figura 4.1.- Fotografía de la desintegración alfa del Bi-214 en una cámara de niebla. Obsérvese que no hay apenas fluctuaciones en el alcance (la traza larga es una alfa más energética).

La expresión teórica entre el alcance y la energía a energías intermedias y altas se obtiene del cálculo mecano-cuántico del proceso de colisión coulombiana con los electrones atómicos del medio (fórmula de Bethe-Bloch) [3]:

$$S_{col} = \frac{1}{\rho} \left(-\frac{dE}{dx} \right)_{col} = K \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left\{ \ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 E_{max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z} \right\} \text{MeV} \cdot \text{cm}^2/\text{g}, \quad (1)$$

donde $K = 2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 = 0.1535 \text{ MeVcm}^2/\text{g}$, r_e es el radio clásico del electrón, m_e la masa del electrón y N_A el número de Avogadro. El potencial medio de excitación I puede parametrizarse como

$$I \approx \begin{cases} 12Z + 7 \text{ [eV]}, & Z < 13 \\ 9.76Z + \frac{58,8}{Z^{0.19}} \text{ [eV]}, & Z \geq 13 \end{cases} \quad \text{[eV]}, \quad (2)$$

siendo Z el número atómico del material, A el peso atómico del material, ρ la densidad del material, z la carga de la partícula, $E_{\max} \approx 2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2$ la máxima energía transferida ($M \gg m_e$), β la velocidad de la partícula, δ la corrección de densidad (efecto de apantallamiento, partículas ultrarelativistas en medios densos), y C la corrección de capa (cuando la velocidad de la partícula es mucho mayor que la velocidad orbital electrones atómicos).

Para bajas energías los valores se obtienen a partir de resultados experimentales del poder de frenado. Sus valores para distintos materiales y energías pueden consultarse en la referencia [2] y la Figura 4.2.

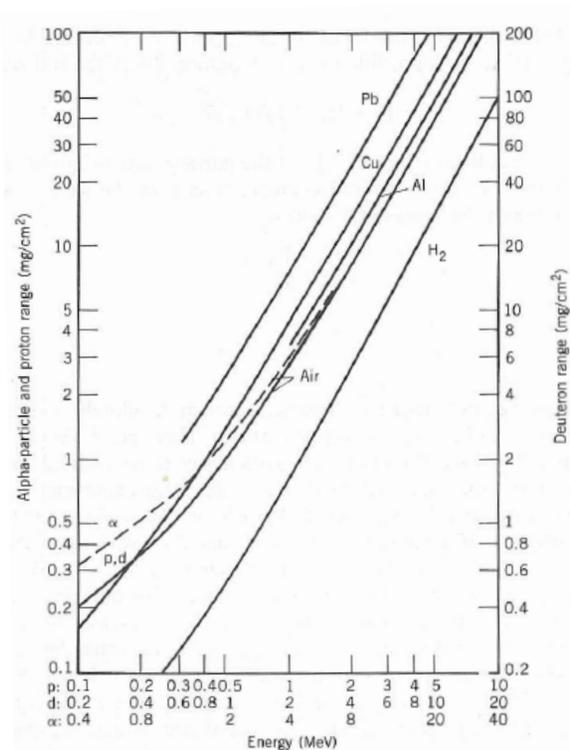


Figura 4.2.- Relación alcance-energía de p,d y α en distintos materiales [3].

La ionización producida en un gas depende sólo ligeramente del tipo de gas. Como la energía promedio para producir un ión en aire es de 34 eV [3], una partícula alfa de 5 MeV produce del orden de 150,000 iones, en 5 cm de longitud, lo cual genera una condensación importante que da lugar a una traza gruesa y brillante. Cuando la partícula α penetre verticalmente la capa de vapor sobresaturado, sólo podremos ver un punto grueso como traza de la partícula (Figura 4.3).



Figura 4.3.- Partícula α (traza oblicua) fotografiada en la cámara de IFIC.

Protones

Los protones energéticos de rayos cósmicos secundarios pueden atravesar el cristal y penetrar en la cámara. La fórmula de Bethe-Bloch predice que protones cuatro veces menos energéticos que las α , tienen el mismo alcance en un mismo material (reglas de escala). Por tanto, un protón que penetre en la cámara con 1,25 MeV producirá cuatro veces menos ionización que una partícula α de 5 MeV a lo largo de la misma distancia, dando lugar a una traza algo menos gruesa (ver Figura 4.4).



Figura 4.4.- Dos partículas muy energéticas en vertical y una partícula alfa en horizontal fotografiadas en la cámara del IFIC.

La longitud de las trazas de los protones variará en función de la energía de los mismos. Por encima de 1 GeV los protones ionizan al mínimo y la traza sería mucho más débil, y mucho más larga. Por debajo de 6 MeV los protones pierden toda su energía en la cámara, ya que su alcance es de unos 40 cm, que es la longitud de la cámara (siempre que incidan horizontalmente en el volumen activo de la misma).

Electrones y positrones

Al igual que las partículas pesadas, los electrones y positrones interactúan con los electrones atómicos por interacción coulombiana, pero con importantes diferencias: son relativistas; pueden sufrir grandes desviaciones en sus interacciones, siguiendo recorridos erráticos; pueden perder una fracción importante de su energía en colisiones frontales; además, producen radiación de frenado (aunque este efecto es despreciable en aire para energías inferiores a 100 MeV).

Como las trayectorias pueden ser erráticas, el alcance no está bien definido (Figura 4.5). Datos empíricos con electrones monoenergéticos nos dan una estimación del alcance de electrones de 1 MeV en aire de unos 5 m, y para electrones de 0,1 MeV, de 10 cm [4]. La ionización que producen los electrones a estas energías es unas 100 veces inferior a la que producen los protones de igual energía (véanse las gráficas del *stopping power* en la referencia [1] en aire para electrones y protones). Por tanto, las trazas de los electrones en este rango de energías se ven más débiles y finas que las de los protones.

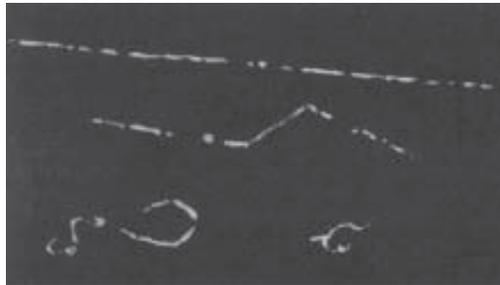


Figura 4.5.- Electrones beta.

Por encima de 1 GeV la ionización de protones y electrones es similar, y las trazas por tanto tienen el mismo aspecto (Figura 4.6).

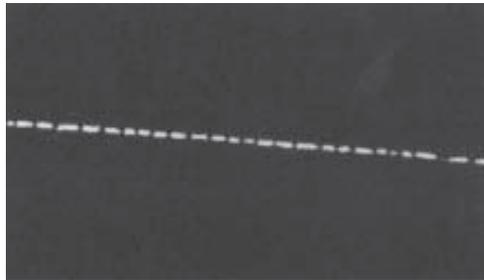


Figura 4.6.- Electrón muy energético.

Muones

El 90% de los rayos cósmicos secundarios son muones. Su energía media en tierra es de alrededor de 4 GeV y cuando entran en la cámara ionizan al mínimo, es decir, algo más de 1 MeV cm²/g. Por tanto, su traza es larga y fina, similar a la de protones o electrones energéticos. Muy ocasionalmente puede observarse la desintegración del muón en electrón y dos neutrinos invisibles, tal como se observa en la Figura 4.7.

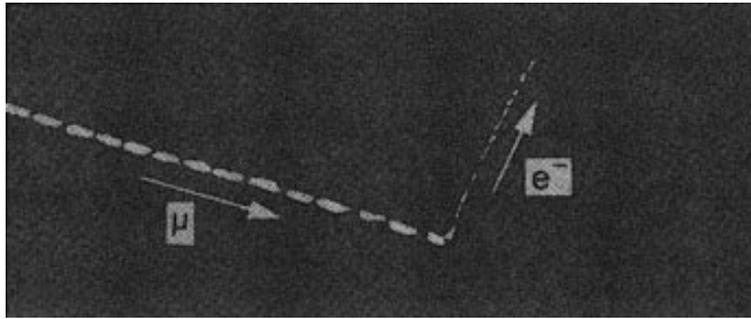


Figura 4.7.- Desintegración $\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$.

Fotones

Los fotones al interactuar con la cámara producen fotoelectrones y electrones Compton. Estos electrones siguen trayectorias cortas y muy tortuosas (Figura 4.8). Si los fotones tienen energías superiores a 1.022 MeV pueden además producirse pares electrón-positrón, cuyas trazas podrían verse separadas en presencia de un campo eléctrico o magnético.

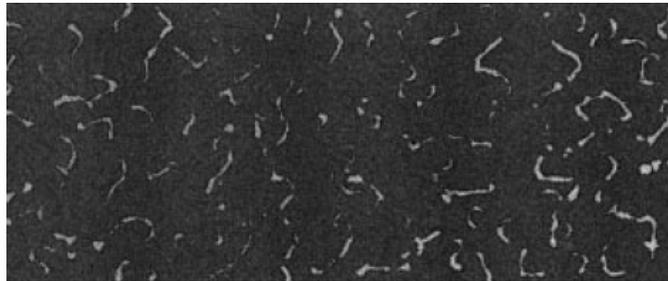


Figura 4.8.- Trazas generadas por fotoelectrones y electrones Compton.

5.- El gas radón

Una característica común de las cadenas naturales del uranio-radio, del torio y del actinio es la existencia de isótopos del radón. El radón ($Z=86$) es el gas monoatómico más pesado de la naturaleza. Es incoloro, inodoro e insípido, y carece prácticamente de actividad química frente a otros elementos de la tabla periódica. Por su naturaleza gaseosa, se difunde fácilmente a través de diferentes medios.

Se conocen tres isótopos del radón, Rn-222, Rn-220 y Ra-219, denominados respectivamente radón, torón y actinión. Son inestables y cada uno de ellos forma parte de una cadena radiactiva natural diferente. El radón pertenece a la serie del uranio-radio (Figura 5.1), el torón a la del torio y el actinión a la del actinio. Estos isótopos radiactivos constituyen los únicos elementos gaseosos de sus respectivas cadenas radiactivas, y al desintegrarse producen isótopos de metales pesados (Po, Pb, Bi).

presentada por el Rn-222. Por lo tanto, en cualquier atmósfera, el isótopo dominante del radón será el Rn-222.

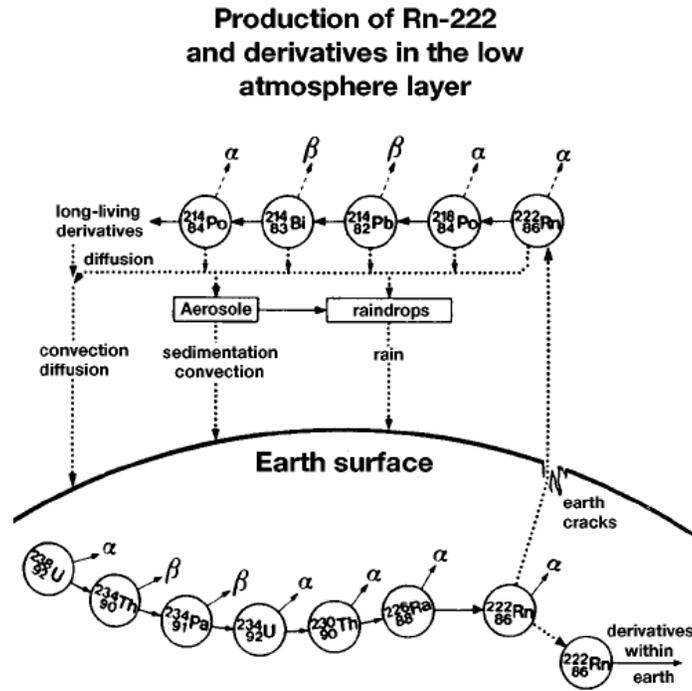


Figura 5.3.- Esquema de producción del Rn-222 y derivados en las capas bajas de la atmósfera.

Una vez en la atmósfera (Figura 5.3) la desintegración del Rn-222 produce isótopos de polonio, plomo y bismuto (también de talio en el caso del Rn-220, aunque es despreciable, como se ha mencionado). Estos son metales pesados, muy activos químicamente, que rápidamente formarán moléculas en fase condensada. Unidos a partículas de polvo, formarán aerosoles radiactivos que pueden ser inhalados. La peligrosidad de la exposición a altas concentraciones de radón no proviene por tanto de este gas en sí mismo, sino de los cuatro siguientes isótopos de la serie, que son de periodo corto, y cuyas partículas se fijan al tejido pulmonar, radiándolo. Dado que el elemento de mayor periodo es de 27 minutos, toda la secuencia de desintegraciones se puede completar antes de que los diferentes sistemas de limpieza del cuerpo humano los puedan eliminar, de modo que la radiación se disipa en el seno de la materia celular, con los problemas que ello puede acarrear para la salud. En la referencia [5] aparece una descripción detallada de este mecanismo.

Medida de la concentración de radón atmosférico

La concentración de radón en la atmósfera depende fuertemente de la región y de las condiciones de ventilación y ambientales. Por ejemplo, el promedio en el Museo de la Ciencia de Estocolmo es de 220 Bq/m³, variando del valor canónico de 40 Bq/m³ durante el día a 700 Bq/m³ cuando la ventilación se apaga durante la noche o fines de semana. La cámara de niebla de difusión del IFIC está situada en un amplio hall del primer piso del edificio de laboratorios del IFIC, sin ventilación directa al exterior (ventanas), pero con buena ventilación artificial y

rodeada de despachos con buena ventilación natural. La ventilación se apaga durante la noche y los fines de semana. Estos datos son importantes para la interpretación de los resultados, a la hora de comparar con valores típicos en Europa y Valencia, en el rango 30-40 Bq/m³.

Como el Rn-222 tarda apenas 3,5 horas en alcanzar el equilibrio secular con sus hijos de vida corta (Po-218, el Pb-214, el Bi-214 y el Po-214), deberíamos observar las partículas α del propio Rn-222 (5,49 MeV), del Po-218 (6,00 MeV), y del Po-214 (7,69 MeV) con la misma frecuencia. Los isótopos de plomo y bismuto se desintegran a través de betas con tiempos de semidesintegración cortos y sus trazas son muy diferentes (delgadas). El Po-214 produce Pb-210, el cual tiene un periodo de 22 años, por lo que a nuestros efectos prácticos lo podemos considerar estable.

La cámara de difusión nos permite visualizar las trazas de partículas α que se producen en el volumen activo de la misma, volumen que podemos estimar ya que conocemos los lados ($L_x=L_y=40\pm 2$ cm) y el espesor de la capa de aire sobresaturado de $\varepsilon_z=5.0\pm 2.0$ mm. Si contamos en un intervalo de tiempo de $t_0=3$ minutos el número de trazas N_0 gruesas y brillantes, de longitud inferior a unos 6 cm, podremos obtener una estimación de las partículas alfa por unidad de tiempo y volumen. Podemos comparar este valor con los datos de la referencia [6] que nos da una medida de los niveles de radón en Valencia y alrededores.

Para convertir la medida del número de trazas alfa en concentración de radón, debemos tener en cuenta las dimensiones L_x , L_y , ε_z del volumen activo de la cámara. Además, debemos tener en cuenta que, dado que ε_z es de unos pocos mm, la mayor parte de las trazas observadas proceden del exterior del volumen activo. Como sólo estamos interesados en las trazas producidas en el volumen activo, debemos introducir un factor de corrección geométrico ε_{vol} . Este factor puede obtenerse analíticamente,

$$\varepsilon_{vol} = \frac{\varepsilon_z}{\varepsilon_z + L/4}, \quad (3)$$

siendo L es la longitud máxima de las trazas alfa en aire. Alternativamente puede emplearse una técnica de simulación Monte Carlo que explícitamente tenga en cuenta el tamaño finito de la placa metálica maciza (L_x , L_y finitos). En nuestro caso, la simulación da un valor $\varepsilon_{vol}\approx 30\%$, que coincide con el cálculo analítico, tal como esperábamos dado que $\varepsilon_z \ll L_x, L_y$. De acuerdo con valores tabulados, el valor de L a $T=0^\circ\text{C}$ es 3.9, 4.5 y 6.6 cm para Rn-222, Po-218 y Po-214, respectivamente, correspondientes a energías α de 5.5, 6.0 y 7.7 MeV. Los dos últimos isótopos se producen en la desintegración del primero, y alcanzan rápidamente equilibrio secular, de modo que la actividad de los tres es básicamente la misma. Este equilibrio puede verse afectado en áreas confinadas, pero en buena aproximación podemos suponer que es correcta, por lo que podemos tomar que la actividad de los tres isótopos es la misma, $A_{iso}=3.0\pm 0.5$ y en promedio $L=5.0\pm 1.2$ cm.

Con todo ello, podemos evaluar la actividad en aire por unidad de volumen (concentración) de radón como (después de la cancelación parcial de ε_z),

$$A = \frac{1}{\varepsilon_{obs}} \frac{N_0}{t_0} \frac{1}{L_x L_y} \frac{1}{\varepsilon_z + L/4} \frac{1}{A_{iso}}, \quad (4)$$

donde $\varepsilon_{obs}=(100\pm 10)\%$ es la eficiencia global de observación de partículas alfa en la cámara.

6.- Actividades y resultados

Las actividades a realizar durante la sesión son las siguientes (análisis “on-line”):

1. Observación directa sobre la cámara de los diferentes tipos de trazas, asociándolas a partículas alfa, protones, electrones/positrones beta y de alta energía, y muones.
2. Colocar la fuente de Sr-90 (emisor β^- puro) en el orificio lateral de la cámara y observar cualitativamente el patrón de intensidad de las trazas observadas. En primer lugar, el máximo de intensidad de radiación se debería observar a un ángulo entorno a cero. En segundo lugar, dado que las partículas beta tienen un espectro continuo, lo alcances de las trazas son muy diferentes.
3. Contar 5 veces en intervalos de 3 minutos el número N_0 de trazas gruesas y brillantes de longitud igual o menor que L . Realizar una estimación de la concentración de radón en Bq/m³. Cada grupo intercambiará su serie de 5 medidas con el resto de grupos de la sesión de laboratorio con el fin de realizar una medida de la concentración con todos los contajes.
4. Al final de la sesión, realizar una toma de datos (grabación con la webcam) de 21 minutos de duración.

Las actividades a realizar posteriormente a la sesión serán las siguientes (análisis “off-line”):

5. Utilizar las ecuaciones de Bateman para calcular las actividades del Rn-222 y sus hijos de vida corta, en función del tiempo (suponer que inicialmente se tiene 1 μ g de Rn-222 y nada del resto de la serie). Dibujar estas actividades en una gráfica A (Bq) vs T (min) y estimar cuánto tiempo debe transcurrir para que las diferencias entre la actividad del Rn-222 y la de sus hijos sean inferiores al 5%, es decir, que la desviación máxima del equilibrio secular entre el Rn-222 y sus hijos sea del 5%.
6. Obtener los alcances R en aire de las alfas de esta serie a partir de datos tabulados, como los de la referencia [2].
7. Intentar reproducir la ecuación (3) realizando el cálculo analítico del porcentaje de trazas que proceden de fuera del volumen útil (alfas generadas fuera del volumen útil y que van hacia abajo llegando a dejar traza cuando alcanzan el vapor de alcohol sobresaturado).

8. A partir de todos los contajes realizados durante la sesión, comprobar la compatibilidad estadística de los mismos y realizar una medida de la concentración de radón, efectuando un análisis de errores estadísticos y sistemáticos. Para ello se procede como sigue:

- a. Para cada serie de 5 medidas se determina la media \bar{N}_0 de los contajes N_0 , su error estadístico $\sigma_{\bar{N}_0}$, así como la correspondiente concentración media de radón A y su incertidumbre estadística $\sigma_A^{(stat.)}$. La evaluación de $\sigma_A^{(stat.)}$ se realizará por propagación del error de \bar{N}_0 en la ecuación (4), considerando el resto de factores constantes (sin incertidumbre). El error sistemático $\sigma_A^{(sist.)}$ se obtendrá de modo análogo propagando los errores del resto de factores en la expresión (4) (considerando en este caso N_0 constante).
- b. Los valores obtenidos para cada serie se trasladan a la Tabla 6.1, y se determina para cada una de ellas el $\chi^2_{calculado}$ como (m es el número de medidas de la serie, 5)

$$\chi^2_{calculado} = \sum_{i=1}^m \frac{[N_{0,i} - \bar{N}_0]^2}{\bar{N}_0} = (m-1) \frac{s_{N_0}^2}{\bar{N}_0}, \quad (5)$$

donde $s_{N_0}^2$ es la varianza de la serie. Obsérvese que si las medidas son compatibles deben presentar fluctuaciones de Poisson y por tanto $\chi^2_{calculado} \approx m-1$.

- c. Siguiendo el procedimiento del apartado a, se rellenan las últimas dos filas de la Tabla 6.1. La “Media” y “Media series” se refiere a la media evaluada a partir de todos los contajes y a partir de las medias de cada serie, respectivamente. Se evaluará el $\chi^2_{calculado}$ global de todas las medidas para la media y la media de las series, siguiendo un procedimiento análogo al del apartado b.
- d. Representar gráficamente todas las medidas, agrupadas por series, junto con la media de cada serie y las medias globales, con sus errores.
- e. A partir de todos estos resultados y gráficas, obtener conclusiones sobre la compatibilidad de las medidas dentro de cada serie y entre las diferentes series, y establecer el mejor estimador de la concentración de radón con su error estadístico y sistemático.

Tabla 6.1.- Cálculo de la concentración de radón atmosférico y su error a partir de todas las series de 5 medidas.

Medida	N_0 (c/3')	σ_{N_0} (c/3')	A (Bq/m ³)	$\sigma_A^{(stat.)}$ (Bq/m ³)	$\sigma_A^{(sist.)}$ (Bq/m ³)	$\chi^2_{calculado}$
Media serie 1						
Media serie 2						
Media serie 3						
Media serie 4						
Media serie 5						
Media serie 6						
Media serie 7						
...						
Media						
Media series						

9. Procediendo de un modo análogo con 7 fragmentos (series) de 3' de la película, obtener una nueva medida de la concentración de radón.
10. Comparar los resultados obtenidos en los apartados 9 y 10 entre ellos y con valores típicos en la región de Valencia. ¿Qué conclusiones pueden derivarse?
11. Buscar sucesos alfa en forma de "V", correspondientes a desintegraciones sucesivas de la cadena de Rn-222. Para distinguir si su origen es el mismo o diferente núcleo de Rn-222, es preciso determinar si las dos ramas de la "V" tienen un origen común y observar la variación de la densidad de ionización a lo largo de su trayectoria, lo cual puede realizarse visualizando la película a cámara lenta o fotograma a fotograma para cada uno de estos sucesos.
12. Identificar procesos de materialización de fotones (sucesos también tipo "V"), intentando aislar alguno en el que sea posible distinguir entre el electrón y el positrón. Identificar algunos de los muchos fotoelectrones y electrones Compton que se producen continuamente en el seno de la cámara.
13. Identificar protones, electrones y muones cósmicos.
14. Realizar la búsqueda de sucesos candidatos a muones desintegrándose en el volumen activo de la cámara (Figura 4.7). Además de la topología en "L" y diferencias en la densidad de ionización en cada una de las ramas, utilizar el "timing" del proceso analizando los fotogramas desde que el candidato aparece hasta que desaparece (típicamente entre 12 y 15 fotogramas).

Bibliografía

- [1] <http://pdg.lbl.gov/2010/reviews/rpp2010-rev-cosmic-rays.pdf>
- [2] <https://www.nist.gov/pml/stopping-power-range-tables-electrons-protons-and-helium-ions>
- [3] K.S. Krane, *Introductory Nuclear Physics*, John Wiley & Sons Inc. (1988).
- [4] G.F. Knoll, *Radiation detection and measurements*, John-Wiley & Sons Inc. (2000).
- [5] J.J. Llerena Cristobo, *Medición de la concentración de gas Rn-222 en el interior de edificios*, Trabajo DEA (2006), Facultad de Física, U. de Santiago de Compostela.
- [6] R Amorós et al., *Radon levels in the Valencian Community (Spain). Results in the province of Valencia (1990-1991)*, J. Environ. Radioactivity, vol. 27, n°2 pp 125-131 (1995).
- [7] R. Cases, E. Ros, J. Zúñiga, *Measuring radon concentration in air using a diffusion cloud chamber*, Am. J. Phys. **79** (9) (2011). <http://aapt.org/ajp>