

ESPECTROSCOPIA ALFA

El objetivo de esta práctica es adquirir y analizar el espectro energético de las partículas alfa emitidas por distintos isótopos radiactivos. Se empleará un detector de semiconductor de Si con un analizador multicanal. Se pondrán de relieve los problemas y particularidades de la espectroscopía de este tipo de radiación.

1. Interacción de las partículas alfa con la materia
2. Detectores de semiconductor e instrumentación asociada
3. Espectroscopía de radiación alfa
4. Realización de la práctica
 - 4.1. Calibración con una fuente conocida
 - 4.2. Análisis de una muestra de uranio enriquecido
 - 4.3. Estudio de la relación entre el período de semidesintegración de un radionucleido y la energía de las partículas alfa emitidas

1. Interacción de las partículas α con la materia

- **Tipo de proceso:** las partículas α son núcleos de He^4 emitidos en la desintegración de ciertos radioisótopos pesados (normalmente con $A > 150$). El proceso de desintegración puede expresarse de forma general: ${}_Z X^A \rightarrow {}_{Z-2} Y^{A-4} + {}_2 \text{He}^4$.
- **Espectro de energía:** la energía cinética de las partículas α emitidas por un radionucleido tiene valores determinados y característicos del radionucleido, es decir, el espectro de emisión es un espectro discreto o de rayas, como los espectros teóricos mostrados en la Figura 1. En la práctica, debido a la resolución finita de los detectores, los espectros reales tienen la forma de la Figura 2. El por qué del espectro discreto de las partículas α se explica planteando la conservación de la energía y cantidad de movimiento del proceso de desintegración.

– Conservación de la energía (suponiendo que el nucleido padre está en reposo y que el hijo queda en su estado fundamental): $M_X c^2 = M_Y c^2 + M_\alpha c^2 + E_Y + E_\alpha$. Es decir, la energía liberada en el proceso

$Q = (M_X - M_Y - M_\alpha) c^2 = E_Y + E_\alpha$ se reparte entre las energías cinéticas del nucleido hijo y la partícula α .

– Conservación de la cantidad de movimiento: $\vec{p}_X = \vec{0} = \vec{p}_Y + \vec{p}_\alpha \Rightarrow p_Y^2 = p_\alpha^2 \Rightarrow 2M_Y E_Y = 2M_\alpha E_\alpha$.

De donde se obtiene que: $E_Y = \frac{M_\alpha}{M_Y} E_\alpha$ y por tanto, $Q = (M_X - M_Y - M_\alpha) c^2 = \frac{M_Y + M_\alpha}{M_Y} E_\alpha$. Es

decir, la energía de las partículas alfa emitidas se puede determinar a partir de las masas de los nucleidos padre, hijo y de la α , demostrándose que la energía está completamente determinada.

Hay radionucleidos que emiten partículas α de una sola energía, como el *Po-210*: ${}_{84} \text{Po}^{210} \rightarrow {}_{82} \text{Pb}^{206} + {}_2 \text{He}^4$, que emite α de 5.30 MeV. Su espectro teórico sería el representado en la Figura 1.a.

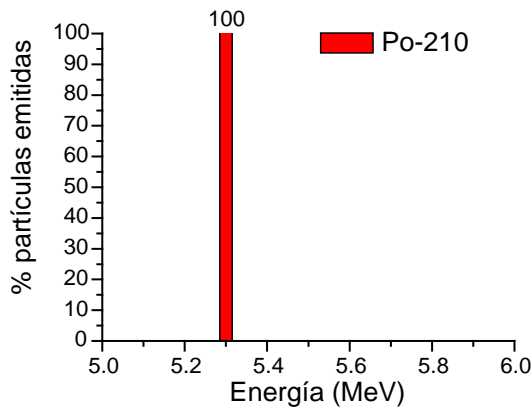


Figura 1.a. Espectro teórico del Po-210.

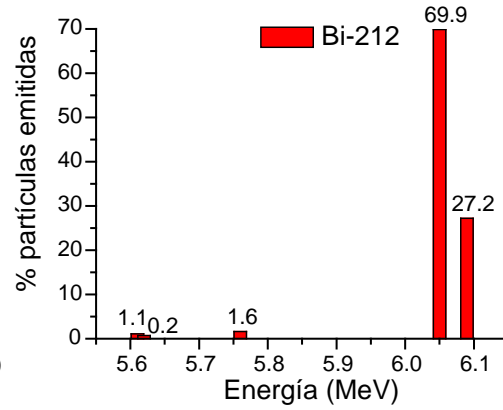


Figura 1.b. Espectro teórico del Bi-212.

Figura 1. Espectros teóricos de emisión de partículas alfa.

Hay radionucleidos que emiten partículas α de varias energías distintas, pero siempre discretas, como es el caso del $Bi-212$: ${}_{83}Bi^{212} \rightarrow {}_{81}Tl^{208} + {}_2He^4$, que emite partículas de 6.09, 6.05, 5.76, 5.62 y 5.61 MeV con distintas probabilidades. Su espectro teórico está representado en la Figura 1.b. La presencia de varias energías o rayas espectrales se explica por la posibilidad de que el nucleido hijo quede en su estado fundamental o en estados excitados, en cuyo caso, se desexcitará emitiendo un fotón γ de energía correspondiente a la diferencia entre las energías de los niveles inicial y final de la transición. En consecuencia, la mayoría de emisores α también emiten radiación γ . La energía de la partícula α se obtendría mediante la expresión: $Q - E_{excitacion} = (M_X - M_Y - M_\alpha)c^2 - E_{excitacion} = \frac{M_Y + M_\alpha}{M_Y} E_\alpha$.

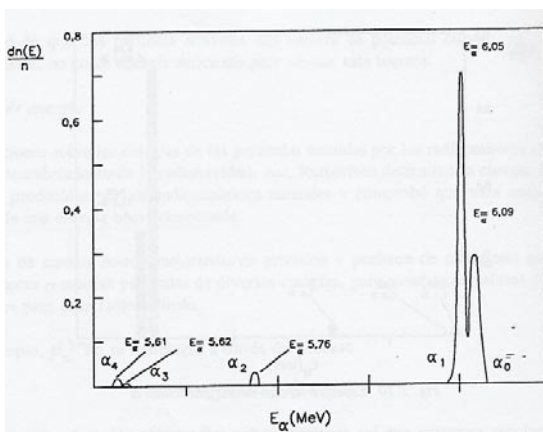


Figura 2. Espectro real de las partículas α del Bi-212.

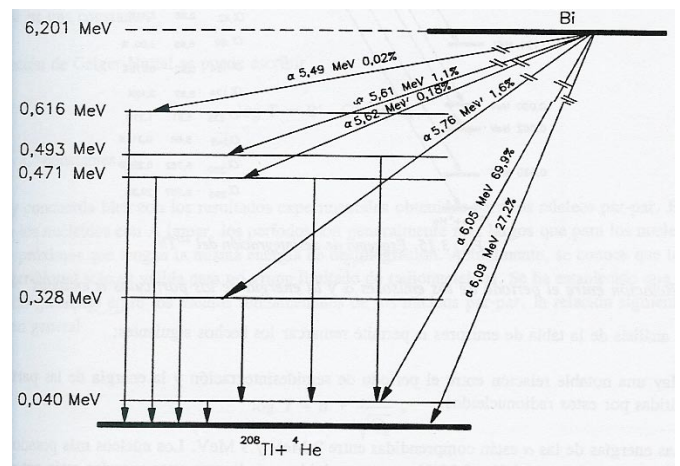


Figura 3. Esquema de desintegración del Bi-212.

Los esquemas de desintegración permiten visualizar en un diagrama (N° atómico, Energía) los estados inicial y final. En la Figura 3 se representa el esquema correspondiente a la desintegración del Bi^{212} .

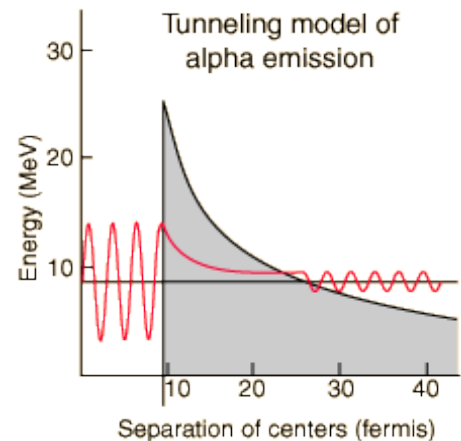
Dependiendo del nucleido, la energía cinética de las partículas α emitidas oscila entre aproximadamente los 3 y 8 MeV. Hay una relación entre el período de semidesintegración de los radionucleidos y la energía de las partículas α que emiten: cuanto mayor es la energía

cinética de la partícula, más breve es la vida del núcleo (menor es el período). Así, el Po-212 ($T_{1/2} = 2,98 \cdot 10^{-7}$ s) emite partículas α muy energéticas ($E_\alpha = 8,78$ MeV), mientras que el Nd-144 ($T_{1/2} = 2,1 \cdot 10^{15}$ años) es uno de los que emite partículas menos energéticas ($E_\alpha = 1,83$ MeV). Una fórmula empírica traduce esta propiedad:

$$\ln T_{1/2} = A - B \ln E_\alpha \quad \text{siendo A y B constantes.}$$

Esta correlación se explica por el efecto túnel de Mecánica Cuántica, según el cual, la partícula α ligada al núcleo tiene una probabilidad no nula de atravesar la barrera de potencial coulombiana. Se explica así que la energía cinética de la partícula emitida sea menor que dicha barrera de potencial.

La probabilidad de transmisión (y por tanto la probabilidad de desintegración) depende del espesor de la barrera coulombiana: cuanto menor es el espesor a franquear, mayor es la probabilidad, y más corta la vida del núcleo (menor $T_{1/2}$).



Por otra parte, el espesor de la barrera que ve la partícula está relacionado con la energía total de la partícula α dentro del pozo, que se convierte en energía cinética de la α emitida a medida que se aleja del alcance del potencial coulombiano. Por tanto, habrá una estrecha relación entre la energía cinética y $T_{1/2}$.

- **Interacción con la materia:** Las partículas α son pesadas y de carga positiva ($+2e$), por lo que interactúan principalmente con los electrones del medio que atraviesan (fuerzas coulombianas). Las colisiones pueden ser:

Elásticas: la partícula es dispersada elásticamente por el campo coulombiano de los electrones del átomo, conservándose la energía cinética total (parte de la energía cinética de la partícula se transfiere como energía cinética al átomo). Este mecanismo es el principal responsable de las desviaciones de las partículas de su trayectoria, pero implican una pérdida pequeña de energía cinética de las partículas frente a otros procesos (como el de dispersión inelástica).

Como las partículas α tienen una masa tan grande, las colisiones elásticas con los e^- son poco probables, teniendo poco efecto en su trayectoria. Es decir, las partículas α viajan prácticamente siguiendo una línea recta, siendo la longitud recorrida aproximadamente igual al alcance de las partículas en el medio (distancia máxima de penetración). Partículas de la misma energía tienen un alcance similar, es decir, casi todas atravesarán más o menos el mismo espesor.

Inelásticas: la partícula es dispersada inelásticamente, es decir, la energía cinética total no se conserva, sino que parte de la energía cinética de la partícula α es absorbida por el átomo, que se ioniza o queda en un estado excitado. Este proceso es el principal responsable de la pérdida de energía de las partículas cargadas al atravesar la materia.

Las partículas α al colisionar inelásticamente con los electrones atómicos ceden parte de su energía a un electrón. Si es mayor que la energía de enlace del electrón, éste se convierte en una partícula libre y el átomo queda cargado positivamente. Se crea por tanto un par de iones (el electrón expulsado y el átomo ionizado). En aire, se requiere una energía media de unos 32 eV para formar un par de iones, de forma que una partícula α de 5 MeV producirá más de 100 000 pares de iones antes de neutralizarse, es decir, la ionización producida es alta.

En resumen, las partículas α :

- interaccionan con el medio electrostáticamente, perdiendo su energía a medida que lo ionizan, hasta que se detienen y neutralizan capturando dos electrones.
- producen una alta ionización total (un gran número de pares de iones).
- tienen un alcance bajo, es decir, penetran muy poco en el medio, tal y como se refleja en la siguiente tabla. Una hoja de papel o el tejido humano son suficientes para blindar la radiación.

E (MeV)	Aire (cm)	Tejidos biológicos (cm)
1	0,52	$0,79 \cdot 10^{-3}$
5	3,52	$4,4 \cdot 10^{-3}$

- la ionización específica (ionización por unidad de longitud recorrida) es muy alta, ya que ionizan mucho en un recorrido muy corto.
- en consecuencia, las partículas α no contribuyen de forma importante a la irradiación externa de los organismos vivos, pero son muy dañinas en irradiación interna (por emisores α incorporados al organismo) por la gran ionización específica que producen en los tejidos.

2. Detectores de semiconductor e instrumentación asociada

Los detectores de semiconductor se basan en la ionización que produce la radiación a su paso por un sólido semiconductor. Tienen un mayor poder de frenado que los detectores de ionización gaseosa por la alta densidad de material y, por tanto, una mayor eficiencia de detección. Por otra parte, la menor energía necesaria para formar un par de iones (por término medio, 3,5 eV en el silicio y 2,8 eV en el germanio, frente a los 32 eV necesarios en un gas) hace que los detectores de semiconductor tengan un poder de resolución en la determinación de las energías de la partícula detectada muy superior.

De entre los tipos principales, revisaremos a continuación brevemente los más utilizados.

2.1. Detectores de unión

Consisten en la unión de una región tipo **p** y una región tipo **n** de un mismo semiconductor. La región tipo **p** tiene exceso de huecos, con los correspondientes iones negativos ligados a la red cristalina, y la región tipo **n** tiene exceso de electrones libres con los correspondientes iones positivos ligados. A través de la unión pasan los electrones en exceso de la región tipo **n** a la **p** y viceversa, los huecos de esta última pasan a la región **n** hasta conseguir una situación de equilibrio. De esta forma, en la zona de unión no hay electrones ni huecos libres y, en sus extremos, la región

tipo **n** queda cargada positivamente y la tipo **p** cargada negativamente. Ello hace que se establezca un campo eléctrico que se opone a las corrientes de difusión a través de la unión.

Se ha formado así una zona libre de portadores de carga, llamada zona de vaciamiento o capa vaciada, en la que existe un campo eléctrico, condiciones apropiadas para detectar una partícula que atraviese dicha zona.

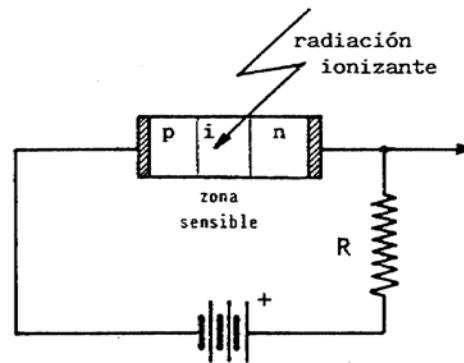


Figura 4. Esquema de un detector de semiconductor del tipo unión p-n (con la letra *i* se hace referencia a la región intermedia o intrínseca).

Si en estas condiciones se aplica una diferencia de potencial del mismo sentido que la interna, es decir, si se polariza inversamente la unión, aumenta la resistividad de ésta ensanchándose la región intermedia o zona de vaciamiento, la cual constituye el volumen sensible del detector (única zona útil para la detección). Cuando la radiación ionizante interacciona en esta zona crea pares electrón-hueco que son atraídos, bajo la acción del campo eléctrico originado por la diferencia de potencial a través de la unión, por los correspondientes extremos que hacen las veces de electrodos, generándose así el correspondiente impulso eléctrico que hace posible la detección.

Existen distintos tipos de detectores de unión, según sea su proceso de fabricación. Este determina el espesor de la ventana del detector, o zona insensible a la detección que debe atravesar una partícula para penetrar en la zona sensible del detector (zona de vaciamiento). Es decir, la energía perdida por las partículas en la ventana del detector no contribuyen a la formación del impulso eléctrico resultante en la detección. Por tanto, la resolución será mayor cuanto menor sea el espesor de la ventana.

- De unión difusa: se parte de un cristal homogéneo de silicio tipo **p** y mediante difusión de fósforo (impureza donadora) sobre una de sus superficies, la región próxima a la superficie se convierte a tipo **n**. Su principal desventaja es el considerable espesor de la ventana o zona insensible a la detección.
- De barrera de superficie: se parte de un disco de silicio tipo **n**, y por oxidación de su superficie, se crea una capa muy delgada de óxido con un gran número de huecos que constituye la región tipo **p**. Se consiguen ventanas muy delgadas.
- De implantación iónica: se bombardea un cristal con iones acelerados de fósforo o boro, para formar capas **n** o **p**. Con ello se consiguen ventanas muy delgadas, comparables a las obtenidas con los detectores de barrera de superficie, pero más estables y resistentes.

2.2. Detectores compensados con litio

Consisten en un semiconductor tipo **p** de silicio o de germanio en cuya red cristalina se han introducido iones de litio, habitualmente a partir de una atmósfera gaseosa o mediante un recubrimiento superficial. Los detectores de Si(Li) tienen geometría plana y resultan apropiados para espectroscopia α , β o de rayos X. Los de Ge(Li) son adecuados para la espectroscopia γ ; suelen tener geometría cilíndrica. Estos detectores deben mantenerse siempre a la temperatura del nitrógeno líquido, entre otras razones, para evitar la difusión de los iones de Litio que provocaría su incapacidad para la detección.

2.3. Detectores intrínsecos de germanio

Están constituidos por cristales de germanio de gran pureza que, a diferencia de los anteriores, tan solo necesitan estar a baja temperatura mientras están en operación.

2.4. Instrumentación asociada a los detectores para espectrometría

La espectrometría es la determinación de la distribución energética de las partículas emitidas por un radioelemento. Puede ser utilizada para analizar cualitativa y cuantitativamente muestras radiactivas.

La espectrometría requiere, como punto de partida, un detector capaz de discernir entre partículas de energías distintas, requiriéndose asimismo una instrumentación asociada capaz de procesar la información contenida en los impulsos eléctricos a la salida del detector.

En la Figura 5 se muestra la cadena instrumental necesaria para espectrometría de radiación nuclear, sea cual sea la naturaleza de la radiación. La diferencia radica fundamentalmente en el tipo de detector utilizado, que ha de ser adecuado a la radiación que se pretende medir.

1. *Fuente de tensión.* Equipo destinado a polarizar adecuadamente el detector de radiación.
2. *Detector específico del tipo de radiación a medir.* El impulso eléctrico originado por la radiación en el detector tiene una amplitud proporcional a la energía perdida por la radiación incidente en el volumen activo del detector. Esa energía puede ser determinada midiendo la amplitud de tensión de los impulsos. Dicha amplitud es muy pequeña, por lo que es amplificada en dos etapas.
3. *Preamplificador.* Se halla situado lo más cerca posible del detector, a fin de que el impulso eléctrico se distorsione lo mínimo. Amplifica la señal del detector sólo con una amplitud de tensión algo mayor, pero suministrando una intensidad y potencia mucho mayores que evitan que la señal se degrade por la capacidad del cable que le une al resto de la instrumentación.
4. *Amplificador.* El impulso de salida del preamplificador pasa al amplificador, donde se le da una forma más adecuada.

5. *Convertidor analógico-digital (CAD)*. Convierte los impulsos analógicos de entrada en impulsos codificados digitalmente, es decir, en impulsos lógicos (sólo pueden tener los niveles 0 y 1). En respuesta a un impulso de entrada de amplitud variable, generan un impulso rectangular de salida de dimensiones invariables. Normalmente están equipados además de un *discriminador* que permite seleccionar el umbral o nivel mínimo de impulso de entrada para el que se obtiene un impulso a la salida.
- Hay convertidores capaces de clasificar los impulsos según su amplitud asignándoles una dirección de memoria específica para cada amplitud.
 - Los convertidores que no diferencian la amplitud de los impulsos suelen denominarse simplemente *conformadores de impulsos*.
6. La señal puede ser sometida a alguno de los siguientes procesos:
- recuento de impulsos, para lo que se requiere un *circuito contador*. Un contador típico es el decimal, compuesto por circuitos con diez estados eléctricos posibles llamados décadas.
 - visualización de impulsos, para lo que se requiere un *osciloscopio*.
 - análisis por amplitud, para lo que se requiere un *analizador multicanal*. Este consta de una CPU y unidad de memoria que, cada vez que llega un impulso codificado digitalmente, añade una cuenta a la dirección de memoria correspondiente a dicha amplitud. Están formados por un conjunto de canales, y cada canal tiene un umbral y ventana ajustado para recoger sólo los impulsos de detección correspondientes a ciertas amplitudes. Aprovechando la CPU y memoria de un ordenador, el analizador se integra en el mismo, siendo necesario únicamente añadir una tarjeta en el propio ordenador. Normalmente los analizadores ya llevan incluido el convertidor analógico digital.

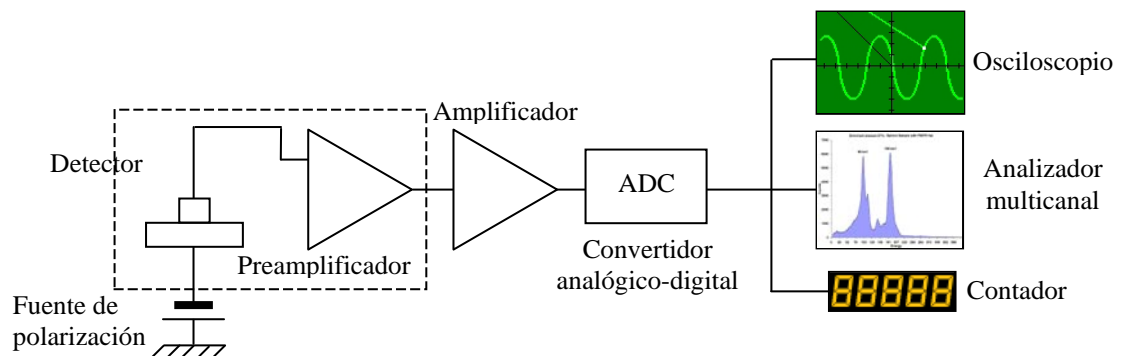


Figura 5. Configuración típica de un espectrómetro de radiación ionizante.

3. Espectroscopía de radiación α

Hay una gran variedad de detectores de partículas alfa: cámaras de ionización, contadores proporcionales y detectores de semiconductor. Estos últimos son los más utilizados en espectroscopía debido a su excelente resolución, alta eficiencia de detección al ser detectores de estado sólido, simplicidad, rapidez de respuesta, linealidad y bajo coste. Los más extendidos son los detectores de unión a base de silicio, principalmente los de barrera de superficie y los de implantación iónica.

El campo de la espectroscopía alfa tiene una importancia creciente en el campo nuclear, debido a que la cuantificación e identificación de emisores alfa es clave en la gestión de residuos y caracterización ambiental.

La espectroscopía alfa presenta particularidades respecto a otro tipo de radiaciones debido a la naturaleza de las partículas α :

- Las partículas α poseen un **alcance bien definido**, perdiendo la totalidad de su energía en el volumen activo del detector. Esto hace que:
 - La eficiencia del detector (nº de impulsos detectados entre nº de partículas que llegan al detector) es prácticamente la unidad. La eficiencia de detección (nº de impulsos detectados entre nº de partículas emitidas por la fuente) depende entonces únicamente del ángulo sólido entre la fuente y el detector.
 - Las partículas de una energía determinada conducen a un espectro con un único pico característico, a diferencia de los fotones monoenergéticos que pueden dar origen a varios picos. Por ello, la mayoría de los espectros alfa son mucho más fáciles de analizar.
- El alcance de las partículas α en un medio es **muy pequeño**, es decir, cualquier medio físico entre el emisor α y el detector absorberá buena parte de la radiación. Esto atenuará la radiación recibida por el detector, alterando el espectro energético. Este ya no será sólo un pico relativamente estrecho, sino que estará precedido por una cola en la región de bajas energías. Por tanto los espectros tienden a ser asimétricos en lugar de adoptar la forma gaussiana que aparece en la espectroscopía gamma. La cola corresponde a aquellas partículas α que han perdido parte de su energía antes de llegar al volumen activo de detección, ya sea al atravesar el espesor de la fuente, la capa de aire que la separa del detector o la ventana del mismo. De ahí la necesidad de adoptar las siguientes precauciones al hacer espectroscopía α :
 - conseguir muestras muy delgadas para minimizar el efecto de autoabsorción de la muestra (una correcta preparación de la muestra es vital para obtener resultados correctos en espectroscopía alfa).
 - situar muestra y detector en el interior de un recipiente en el que se practica el vacío para minimizar la absorción de energía en la capa de aire que separa la fuente del detector. Una vez situada la muestra en la cámara, ésta es evacuada y puede comenzar la adquisición de datos.

4. Realización de la práctica

El detector empleado en la práctica es un detector de silicio de implantación iónica de la marca ORTEC, modelo BU-012-450-100. Esta denominación expresa los tres principales parámetros de estos detectores: resolución, área activa y profundidad de la capa de vaciado. Es decir, el detector que vamos a emplear tiene una resolución de 12 keV (FWHM para las partículas alfa de 5.486 MeV del ^{241}Am), la superficie activa es de 450 mm² y el espesor de la capa vaciada es de 100 μm . Estos parámetros están relacionados entre sí, de forma que, si por ejemplo queremos una mayor superficie activa, será a costa de perder resolución. Esto se debe a que al aumentar la superficie, aumenta la capacidad asociada al detector, lo que supone un aumento del ruido y en consecuencia una menor resolución. La capa vaciada es sinónimo de espesor activo y debe ser suficiente para detener totalmente a la partícula alfa. Como las alfa naturales tienen una energía

inferior a unos 8 MeV, un espesor de 50 μm sería suficiente para detenerlas (espesor de 100 μm en nuestro caso).

Precauciones

- Las fuentes alfa presentan un riesgo potencial de contaminación, por lo que no deberán tocarse.
- El detector de semiconductor tiene una superficie extremadamente sensible, por lo que debe ser manejado con mucha precaución. Se dañará si se raya su superficie.

4.1. Calibración con una fuente conocida

Para conseguir una correcta identificación y cuantificación de los emisores alfa, es necesario calibrar el sistema en energía y eficiencia. Ello se lleva a cabo con una muestra estándar preparada por electro-deposición de una mezcla de nucleidos de larga vida (U^{233} , Pu^{239} , Am^{241}) sobre un fino disco de acero inoxidable. La actividad y energía de cada nucleido de la muestra es conocida, de forma que la medida con el sistema detector permite la calibración de la relación canal-energía y la determinación de la eficiencia del sistema de detección.

- Elegir el rango de 4-7 MeV en el amplificador
- Adquirir datos durante 6 minutos (360 segundos)
- CALIBRATE (calibrar en energía tomando las energías donde están los picos). En CALIBRATE \rightarrow ENERGY SHOW, observar la curva de calibración en energía
- ANALYZE \rightarrow PEAK AREA (calcular el área o cuentas totales bajo cada pico). Dividir por el tiempo de adquisición para obtener las cuentas por segundo. La relación respecto a la actividad real en Bq dará la eficiencia del sistema de detección.

$$\text{actividad medida (cuentas por segundo)} = \frac{\text{área bajo el pico}}{\text{tiempo de contaje (s)}}$$

$$\text{eficiencia de la detección } f = \frac{\text{actividad medida (cps)}}{\text{actividad real (Bq)}}$$

NOTA: Los detectores de semiconductor de Si tienen un 100 % de eficiencia para su área activa de detección (el 100% de las partículas que alcanzan el detector interaccionan con él). Por tanto, la eficiencia calculada se debe al factor geométrico de detección (fracción de partículas emitidas por la fuente que alcanzan el detector).

4.2. Análisis de una muestra de uranio enriquecido

Se tiene una fuente de uranio enriquecido. El objetivo es identificar el isótopo que más contribuye a la actividad de la fuente y determinar su actividad absoluta.

- Determinar el principal pico de energía, que puede determinarse ya que el sistema ha sido calibrado.
- Una vez identificada la energía de las partículas, determinar de qué emisor alfa se trata, comparando con los datos facilitados de esquemas de desintegración de los isótopos del uranio.

- Calculando el área bajo el pico, y teniendo en cuenta la eficiencia del sistema de detección previamente calculada, determinar la actividad real de ese isótopo en la muestra.

4.3. Estudio de la relación entre el período de semidesintegración y la energía de las partículas α emitidas

- Anotar las energías de las partículas α correspondientes a los distintos radionucleidos y representar en un gráfico ($\ln E_\alpha$) versus ($\ln T_{1/2}$).