



Trabajo Fin de Grado

Grado en Física

MEDIDA Y CÁLCULO POR MONTE CARLO DE LA EFICIENCIA DE UN DETECTOR HPGE DEDICADO AL CONTROL DE LA RADIATIVIDAD AMBIENTAL

Autora:

Carolina del Rio Bueno

Director:

Dr. Jorge Puimedón Santolaria

Codirectora:

Dra. Carmen Pérez Marín

Facultad de Ciencias

Departamento de Física Teórica

Junio 2021

Índice

1. Introducción y objetivos	2
2. Espectrometría gamma	2
2.1. Absorción fotoeléctrica	3
2.2. Efecto Compton	3
2.3. Producción de pares	3
2.4. Espectro gamma	3
3. Detector HPGe	5
3.1. Detectores de semiconductor	5
3.2. Detector de Ge	5
3.3. Detectores de HPGe	6
3.3.1. HPGe1	6
4. Programa PENELOPE	8
4.1. PENCYL	8
5. Estimación de la geometría del detector	9
5.1. Medida de la eficiencia para un Marinelli	10
5.2. Suma por coincidencia del ^{60}Co	11
5.3. Medidas con una fuente puntual de ^{137}Cs	12
5.3.1. Medida frontal	13
5.3.2. Estimación de la imprecisión en $Q_{x/\gamma}$ debido a la posición de la fuente	15
5.3.3. Medida lateral	16
5.4. Cálculo por simulación de las eficiencias para un Marinelli	17
5.4.1. Geometría 2	17
5.4.2. Geometría 3	19
5.4.3. Geometría 4	20
5.4.4. Geometría 5	20
5.4.5. Geometría 6	21
5.4.6. Geometría 7	21
5.4.7. Geometría 8	22
5.5. Corrección de suma por coincidencia ^{60}Co	23
6. Conclusiones	25
7. Bibliografía	26
8. Anexo	27
8.1. Ejemplo de archivo de entrada para el programa PENCYL	27
8.2. Corrección de suma por coincidencia ^{241}Am	30

1. Introducción y objetivos

La espectrometría gamma es una técnica no destructiva que permite identificar y determinar la actividad de isótopos radiactivos. Para ello, es necesario conocer la eficiencia que presenta el detector para cada una de las energías de emisión de las muestras. Esta se determina a través de calibraciones experimentales con varias fuentes de actividad conocida o bien a través de simulaciones usando el algoritmo de Monte Carlo.

Las eficiencias obtenidas experimentalmente son válidas para una geometría idéntica a la utilizada en la calibración, por ejemplo los resultados de una calibración con una fuente puntual no serán válidos para fuentes extensas. Se suelen tener calibraciones para una serie de geometrías de referencia y se intenta adaptar la geometría de la muestra a estudiar lo máximo posible a éstas.

El método de cálculo por simulación permite una calibración en eficiencia para una gran variedad de geometrías y materiales sin necesidad de usar muchas fuentes de referencia. En general, empleando las dimensiones del detector proporcionadas por el fabricante, las eficiencias obtenidas por simulación no concuerdan con las experimentales. Estas discrepancias aparecen por la falta de precisión e información en la geometría del detector [1, 2], lo que hace necesario realizar una estimación de sus dimensiones. El proceso de estimación consiste en variar parámetros de su geometría y comparar las nuevas eficiencias tras cada variación con las obtenidas experimentalmente, hasta alcanzar una concordancia razonable entre ambas. Una intensa colaboración en la fabricación del detector facilita el proceso porque permite conocer las dimensiones y los materiales usados [3, 4], pero no suele ser habitual. De hecho, algunos fabricantes venden paquetes de simulación para sus propios detectores [5, 6].

El objetivo de este trabajo de fin de grado es la estimación de la geometría y la calibración en eficiencia del detector denominado HPGe1, situado en el Laboratorio de Bajas Actividades (LABAC), que se utiliza para la medida de radiactividad ambiental, principalmente en aguas, aerosoles, suelos y alimentos.

2. Espectrometría gamma

Un rayo gamma interacciona con la materia transfiriendo parte o toda su energía a electrones. Como consecuencia, se produce ionización y excitación de los átomos del medio. La espectrometría gamma utiliza detectores que absorben energía de la radiación gamma, para deducir del espectro de energía absorbida las propiedades de la radiación incidente. Los rayos gamma tienen tres mecanismos de interacción principales que podrán identificarse en los espectros obtenidos: absorción fotoeléctrica, dispersión Compton y producción de pares [7].

2.1. Absorción fotoeléctrica

En el efecto fotoeléctrico, un fotón de energía E es absorbido por el átomo con el que interacciona, liberando un electrón atómico. Este electrón escapa del átomo con una energía cinética $T = E - B$, donde B es su energía de ligadura. La vacante en la capa será ocupada por algún electrón de una capa menos ligada del átomo y así sucesivamente con el nuevo hueco generado. Esto da lugar a la emisión de fotones (rayos X) y de electrones del mismo átomo (electrones Auger). Los rayos X y los electrones Auger se absorben casi siempre en el detector, de forma que la energía total absorbida es la del fotón inicial. En el espectro aparece un pico a la energía del fotón incidente, denominado fotopico o pico de absorción total.

2.2. Efecto Compton

En la interacción Compton, un fotón de energía E interacciona con un electrón atómico al cual le cede parte de su energía. El fotón es dispersado con energía E' a un ángulo θ con respecto a la dirección del fotón incidente, mientras que el electrón con el que interacciona es emitido con energía $T = E - E'$. En la aproximación de electrón libre, la energía del fotón dispersado viene dada por la ecuación:

$$E' = \frac{E}{1 + \frac{E}{m_0c^2}(1 - \cos(\theta))} \quad (1)$$

donde m_0c^2 es la energía en reposo del electrón. Como dentro del detector el fotón se puede dispersar a todos ángulos posibles, se depositará en él un continuo de energías desde el valor mínimo $T_{min} = 0$ que puede llevarse el electrón, hasta $T_{max} = E - E'(\theta = \pi)$, denominado borde Compton.

2.3. Producción de pares

El fenómeno de producción de pares electrón-positrón se produce en el seno del campo eléctrico del núcleo atómico, únicamente cuando $E \geq 2m_0c^2 = 1,022$ MeV. El exceso de energía $T = E - 2m_0c^2$ se transfiere como energía cinética al positrón y al electrón. El par de partículas creado cede casi siempre toda su energía cinética al detector. El positrón, una vez que su energía alcance un valor comparable con la energía térmica de los electrones del detector, se aniquilará con uno de ellos. Como consecuencia se producirán dos fotones de 0,511 MeV.

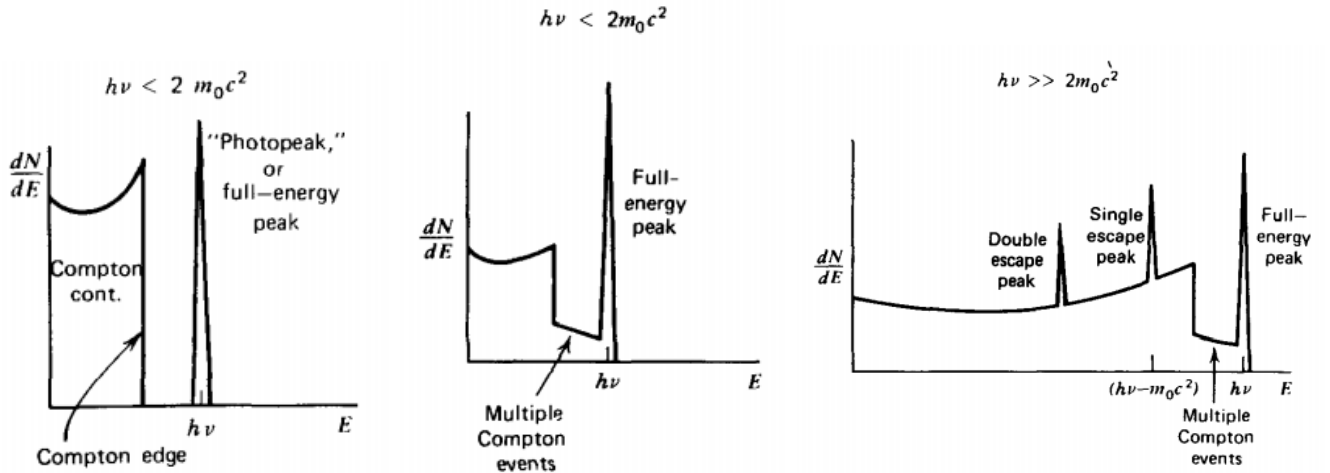
2.4. Espectro gamma

El espectro de energía absorbida depende de la energía del fotón incidente y del tamaño del detector. Para energías en las que la producción de pares no es posible, $E < 1,022$ MeV y en un detector pequeño donde solo pueda producirse una interacción, el espectro consiste en un continuo Compton junto con un fotopico (figura 1 a).

Para detectores de mayor tamaño pueden producirse varias dispersiones Compton seguidas del escape del fotón dispersado. De esta forma, puede depositarse en el detector una energía mayor

que la del borde Compton para una colisión única (figura 1 b). Es posible también que tras varias dispersiones Compton ocurra un efecto fotoeléctrico, suceso que contribuirá al pico de absorción total.

La figura 1 c) muestra lo que ocurre en un detector grande si la energía es lo suficientemente elevada como para que la producción de pares sea significativa ($E \gg 1,022$ MeV). Los fotones producidos tras la aniquilación del positrón pueden bien escapar o seguir interaccionando en el detector. Si ambos escapan sin interacción, contribuyen al pico denominado de doble escape que aparece a una energía $E - 2m_0c^2$. Puede ocurrir que únicamente escape uno de los fotones mientras que el otro es absorbido en el detector. Este suceso contribuirá al pico de escape simple que se produce a una energía $E - m_0c^2$. Además existen diversas posibilidades en las que estos fotones interaccionan mediante efecto Compton y finalmente acaban escapando del detector. Estos sucesos acumulan cuentas en la región entre el pico de doble escape y el fotopico.



(a) Energía baja y detector pequeño (b) Energía media y detector grande (c) Energía alta y detector grande

Figura 1: Espectros obtenidos para las diferentes energías del fotón incidente $E = h\nu$ [7]

La eficiencia de un detector se define como la probabilidad de que un fotón de una determinada energía, sea absorbido totalmente por el detector y contribuya al área del pico de absorción total. Se mide con radionucleidos de actividad conocida:

$$\epsilon(E) = \frac{\text{fotones en el fotopico}}{\text{fotones emitidos}} = \frac{S}{A \cdot T \cdot I(E)} \quad (2)$$

donde S es el área del fotopico, A es la actividad del radionucleido, T es la duración de la calibración e $I(E)$ es el número de fotones de energía E emitidos en cada desintegración del radionucleido usado para la calibración, sus valores están tabulados, véase por ejemplo, [8].

3. Detector HPGe

3.1. Detectores de semiconductor

Estos detectores están constituidos por materiales semiconductores [9], normalmente por Si o Ge. Los semiconductores presentan una brecha de energía entre su banda de conducción y su banda de valencia, cuyo valor es intermedio entre el que presentan los conductores y los aislantes. A una temperatura de 0 K todos los electrones se encuentran formando enlaces covalentes. A temperatura ambiente, se puede excitar térmicamente un electrón que pasará de la banda de valencia a la banda de conducción dejando un hueco en la banda de valencia.

Su principio de funcionamiento se basa en la polarización inversa de una unión PN. Los semiconductores tipo P son aquellos con impurezas que aumentan el número de huecos y en los tipo N las impurezas aumentan el número de electrones. La diferencia de concentraciones de electrones y huecos entre los dos materiales, produce una difusión de electrones hacia el semiconductor tipo P y una difusión de huecos hacia el semiconductor tipo N. Como consecuencia, los electrones se combinan con los huecos en la región P y los huecos se combinan con los electrones en la región N. Tras la recombinación la región P se carga negativamente, mientras que la región N adquiere carga positiva. Esta acumulación de carga en ambos lados de la unión, crea un gradiente de campo eléctrico que finalmente detiene el proceso de difusión y aparece una región libre de cargas entre ambas zonas. La radiación ionizante que incida en esta región producirá pares electrón-hueco que serán arrastrados por el campo eléctrico producido a ambos lados de la unión. Como resultado, se producirá una señal eléctrica proporcional a la radiación ionizante. La recolección de carga es más eficiente si se aumenta la región libre de cargas con un voltaje de polarización en inversa.

La principal ventaja que presentan los detectores de semiconductor, es la baja energía necesaria para crear un par electrón hueco. Esta energía depende de la temperatura y del material que constituye el detector. Por ejemplo, el germanio a 77 K requiere una energía de 2,96 eV para la producción de un par electrón-hueco. La cantidad de ionización producida a una energía dada en este tipo de detectores, es un orden de magnitud mayor que la producida en detectores de gas. El desarrollo de este tipo de detectores se inició en torno a 1950 y su comercialización llegó en 1960. Comenzaron rápidamente a emplearse en la detección de partículas cargadas y espectroscopia gamma debido a su alta resolución en energía.

3.2. Detector de Ge

La sección eficaz del efecto fotoeléctrico es proporcional a Z^4 , por lo que la correspondiente al Ge es muy superior a la del Si y para la detección de rayos gamma se emplean detectores de Ge [9]. Sin embargo, debido a que su brecha de energía es menor que en Si, la corriente de fuga a temperatura ambiente es mayor, lo que aumentará el ruido electrónico en las medidas. Para reducir este efecto, el Ge debe enfriarse a la temperatura del nitrógeno líquido.

Los primeros detectores de germanio se crearon mediante una compensación de este material con litio, Ge(Li). Esta técnica consiste en difundir litio, que actúa como impureza donadora, en un semiconductor tipo P de Ge. Con esto se consigue que la zona donde se inyecta el litio cambie de semiconductor tipo P a semiconductor tipo N. Cuando se aplica un voltaje de polarización inversa a la unión, los iones positivos de litio se introducen más en la región P. Se llega a un punto de equilibrio cuando el número de impurezas donadoras iguala al de aceptoras, creando así una región intrínseca entre la región P y N del semiconductor. El germanio adquiere una estructura P-I-N. Para aumentar el volumen sensible a radiación se usan geometrías coaxiales. Debido a la movilidad de los iones de litio en el germanio, es necesario enfriar el material a temperaturas del nitrógeno líquido una vez se ha obtenido la compensación deseada y mantener esta refrigeración.

3.3. Detectores de HPGe

El inconveniente que suponía la refrigeración permanente de los detectores de Ge(Li) se pudo evitar cuando se consiguió fabricar un lingote de germanio de muy alta pureza, llamado germanio hiperpuro (HPGe). Estos detectores necesitan refrigeración solamente cuando se les aplican altos voltajes. El rango dinámico de los detectores de germanio va de 10 keV a 10 MeV. En muestras medioambientales, que suelen contener radiactividad natural (entre 10 y 100 Bq/kg) o trazas de radionucleidos artificiales (<1 Bq/kg), es necesario blindar el detector para reducir el efecto de la radiación de fondo. El origen de este fondo es la radiactividad de los propios materiales de construcción y de los equipos del laboratorio, el gas ^{222}Rn y los rayos cósmicos.

3.3.1. HPGe1

Se realizará la calibración experimental en el detector de HPGe1 mostrado en la figura 2. Se trata del modelo GR3520 manufacturado por Canberra. Este detector tiene una geometría coaxial con uno de sus extremos cerrado, que se obtiene por implantación de iones de boro tanto en el lateral como en el frontal del cilindro. En la figura 2 a) se aprecia el color rojizo del cobre que rodea al germanio y la ventana de berilio de color negro. El blindaje de plomo se muestra en la figura 2 b).

Las dimensiones que aparecen en la hoja de especificaciones se han marcado en el esquema de la figura 3. Desconocemos prácticamente todas las dimensiones del criostato de cobre que contiene al germanio. Su diámetro exterior mide 82,6 mm, que es el estándar para que encaje el Marinelli 133N que emplearemos para las medidas experimentales. El Marinelli 133N es un recipiente cilíndrico con un hueco (figura 4) que encaja con el detector, cuyas dimensiones se especifican en la tabla 1. Es adecuado para espectrometría gamma de volúmenes grandes de muestras con baja concentración de actividad, típicas de las medidas medioambientales.

Altura máx	Diámetro máx	Diámetro pozo	Altura pozo	Diámetro inferior	Material
15,2 cm	13,0 cm	8,5 cm	7,2 cm	8,7 cm	Polipropileno

Tabla 1: Dimensiones del Marinelli 133N usado en la calibración



(a) HPGe1

(b) HPGe1 con Blindaje

Figura 2: Detector HPGe1

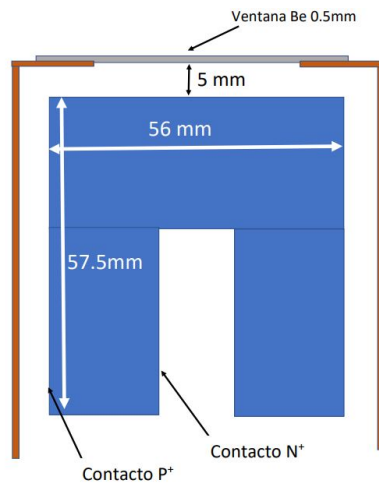


Figura 3: Esquema HPGe



Figura 4: Imagen de un Marinelli

4. Programa PENELOPE

El programa usado en este trabajo, PENELOPE [10] viene definido en su manual de uso como “un paquete de simulación en el que se describe el transporte de fotones, electrones y positrones en geometrías complejas y materiales de composición arbitraria”. El nombre PENELOPE es un acrónimo para “PENetration and Energy Loss of Positrons and Electrons”. Los fotones, electrones y positrones penetran en la materia y sufren interacciones en las que se transfiere energía al medio y se producen partículas secundarias. Una partícula de alta energía es capaz de crear una cascada de partículas como consecuencia de sus interacciones. La evolución de cada cascada, es una sucesión de procesos aleatorios gobernados por las secciones eficaces de sus interacciones con la materia y para simularlas se usa el algoritmo de Monte Carlo.

El fundamento del método de Monte Carlo es la generación de números pseudoaleatorios distribuidos uniformemente entre 0 y 1. Partiendo de esta distribución se pueden llevar a cabo diversos procesos de muestreo, en los que se genera una distribución de sucesos de acuerdo a una densidad de probabilidad dada. Un ejemplo de método de muestreo usado en el programa, es el muestreo de la función inversa. Mediante este método, se genera una variable aleatoria u entre $[0,1)$ y se obtiene la variable aleatoria $x = P^{-1}(u)$ que tiene distribución $P(x)$.

El método de Monte Carlo se aplica calculando las trayectorias de las partículas mediante la generación de números aleatorios de acuerdo a funciones de densidad de probabilidades, que se obtienen a partir de las secciones eficaces diferenciales asociadas a cada proceso de interacción. En cada simulación, la trayectoria de una partícula es una secuencia de sucesos aleatorios entre los que se encuentran cambios de direcciones, variaciones en su energía y la producción de partículas secundarias.

En el método de Monte Carlo se incluyen todas las posibles interacciones y se aplica a todo tipo de material. Además se trata de un método para lidiar con geometrías complejas, aunque requiere cierto tiempo de cómputo. Las ventajas que ofrece hace que se recurra al mismo de forma más frecuente y que se presente como una alternativa o complemento a las medidas experimentales de eficiencia. La exactitud del cálculo por Monte Carlo depende de la exactitud con la que se conozcan los materiales y la geometría del detector y de la fuente.

4.1. PENCYL

En las simulaciones realizadas en este trabajo, se utiliza el programa PENCYL dentro de PENELOPE, que simula el transporte de electrones y fotones en geometrías cilíndricas. El usuario del programa describe la estructura del detector definiendo una serie de capas de un grosor determinado, compuestas por un número de anillos concéntricos de un radio y material característicos. Esta estructura se escribe en un archivo de texto, que constituye el fichero de entrada para el programa PENCYL. Este fichero debe contener además la definición de la fuente, con el tipo de partículas emitidas, su energía correspondiente y su posición. También se especifican los datos que se desean guardar, por ejemplo el espectro de energía depositada en el detector. Se pueden elegir el tiempo de

duración de la simulación o el número de cascadas simuladas. Se muestra un ejemplo de un fichero de entrada en el anexo.

El programa PENCYL necesita además información correspondiente a las interacciones de fotones, electrones y positrones con cada material de la geometría. Esta información se obtiene de las bases de datos de PENELOPE con el programa MATERIAL. En este programa el usuario debe introducir información elemental del material como su composición química y su densidad. El programa MATERIAL crea un fichero de salida, que contiene las tablas de las propiedades físicas y secciones eficaces.

El programa PENCYL lee los ficheros de entrada y genera ficheros de salida con información útil como el número de cascadas simuladas, la velocidad de simulación, la energía promedio depositada en cada zona de la geometría e histogramas de parámetros de utilidad como el espectro de la energía absorbida en uno o varios de los volúmenes de la geometría del sistema.

5. Estimación de la geometría del detector

Las eficiencias de los picos de absorción total varían de manera significativa con la energía del fotón gamma incidente, la geometría y material del detector, así como con la geometría de la muestra. La dependencia de las eficiencias con la geometría del detector es la que nos va a permitir estimar sus dimensiones. No tenemos información sobre el espesor de cobre lateral, por lo que comenzaremos con un espesor de 1 mm como se muestra en la geometría 1 (figura 5). A partir de esta geometría, se irán introduciendo modificaciones tras comparar los resultados obtenidos con los experimentales.

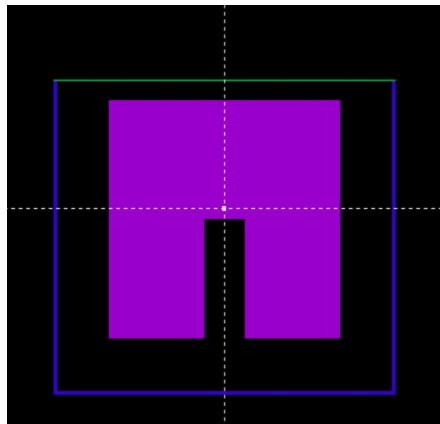


Figura 5: Geometría 1. El detector tiene las dimensiones mostradas en la figura 3, con un grosor de cobre lateral de 1 mm.

5.1. Medida de la eficiencia para un Marinelli

El primer paso para llevar a cabo la estimación de la geometría del detector, es la medida de la eficiencia. Esta consiste en emplear patrones de calibración con actividades conocidas, para obtener una relación entre la tasa de fotones detectados en los fotopicos del espectro y las tasas de emisión de los rayos gamma de los isótopos del patrón de calibración. Disolvimos 1,048 g del patrón de calibración en 900 cm³ de agua en el Marinelli 133N mencionado en el apartado 3.3.1.

Nucleido	Energía (keV)	Concentración de Actividad (kBq/g)	Incertidumbre (k=2) (kBq/g)
²⁴¹ Am	59,5	1,81	0,02 (1,0 %)
¹³⁷ Cs	662	1,88	0,03(1,6 %)
⁶⁰ Co	1173	4,23	0,07(1,6 %)
⁶⁰ Co	1332	4,23	0,07(1,6 %)

Tabla 2: Concentración de actividad de los nucleidos de la muestra referida al 1/4/2007 a las 12:00h

El factor de cobertura, k=2, asociado a las incertidumbres expandidas produce un nivel de confianza del 95 %.

Se muestra a continuación el espectro gamma obtenido con este patrón de calibración, donde pueden verse los cuatro picos de absorción total correspondientes a las energías de emisión de la tabla 2.

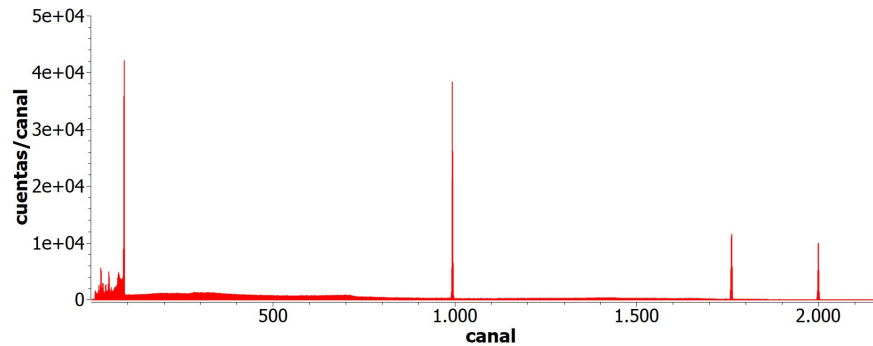


Figura 6: Espectro gamma obtenido del patrón de calibración tomado el 27/10/2020. La recta de calibración del espectro es: Energía(keV)=0,6664·canal-0,26

La medida de calibración se llevó a cabo el 27/10/2020 por lo que para el cálculo de las eficiencias, habrá que utilizar en la ecuación (1) la actividad de las muestras correspondiente a esta fecha. La actividad viene dada por la expresión:

$$A(t) = A_0 e^{-\lambda t} \quad (3)$$

donde A_0 es la actividad inicial (tabla 2), $\lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}}$, $T_{1/2}$ el tiempo de semidesintegración de cada radionucleido y t es el tiempo transcurrido desde la fecha de referencia de la fuente hasta la fecha de la calibración, $4,28 \cdot 10^8$ s. Los resultados para el número de fotones emitidos durante la calibración se muestran en la columna 6 de la tabla 3.

Energía (keV)	A (kBq)	Incertidumbre (kBq)	Intensidad	Intertidumbre	Nºgamma	Incertidumbre
59,5	1,86	$1,96 \cdot 10^{-2}$	$3,59 \cdot 10^{-1}$	$1,70 \cdot 10^{-3}$	$4,80 \cdot 10^6$	$5,5 \cdot 10^4$
662	1,44	$2,20 \cdot 10^{-2}$	$8,50 \cdot 10^{-1}$	$2,00 \cdot 10^{-3}$	$8,82 \cdot 10^6$	$1,4 \cdot 10^5$
1173	$7,44 \cdot 10^{-1}$	$1,17 \cdot 10^{-2}$	$9,99 \cdot 10^{-1}$	$3,00 \cdot 10^{-4}$	$5,35 \cdot 10^6$	$8,5 \cdot 10^4$
1332	$7,44 \cdot 10^{-1}$	$1,17 \cdot 10^{-2}$	1,00	$6,00 \cdot 10^{-5}$	$5,36 \cdot 10^6$	$8,4 \cdot 10^4$

Tabla 3: Número de fotones emitidos para cada energía de calibración. El tiempo de calibración es de 7200 s y los gramos de fuente 1,048 g.

Para hallar el área del fotopico, se suma el número total de cuentas acumuladas en este sustrayendo las correspondientes a su línea de base. Los resultados para el área del fotopico y la eficiencia experimental se muestran en la tabla 4.

Energía (keV)	Fotones emitidos		Cuentas fotopico		Eficiencia	
	Nºgamma	Incertidumbre	Cuentas	Incertidumbre	Eficiencia	Incertidumbre
59,5	$4,80 \cdot 10^6$	$5,5 \cdot 10^4$	$8,79 \cdot 10^4$	$3,38 \cdot 10^2$	$2,07 \cdot 10^{-2}$	$2 \cdot 10^{-4}$
662	$8,82 \cdot 10^6$	$1,4 \cdot 10^5$	$9,82 \cdot 10^4$	$3,21 \cdot 10^2$	$1,11 \cdot 10^{-2}$	$2 \cdot 10^{-4}$
1173	$5,35 \cdot 10^6$	$8,5 \cdot 10^4$	$3,69 \cdot 10^4$	$1,97 \cdot 10^2$	$6,89 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^{-4}$
1332	$5,36 \cdot 10^6$	$8,4 \cdot 10^4$	$3,33 \cdot 10^4$	$1,84 \cdot 10^2$	$6,22 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^{-4}$

Tabla 4: Resultados de la eficiencia experimental

5.2. Suma por coincidencia del ^{60}Co

El ^{60}Co emite fotones de 1173 keV y 1332 keV con intensidades $I \approx 100\%$ cada uno porque se emiten en cascada como se muestra en el esquema de la figura 7:

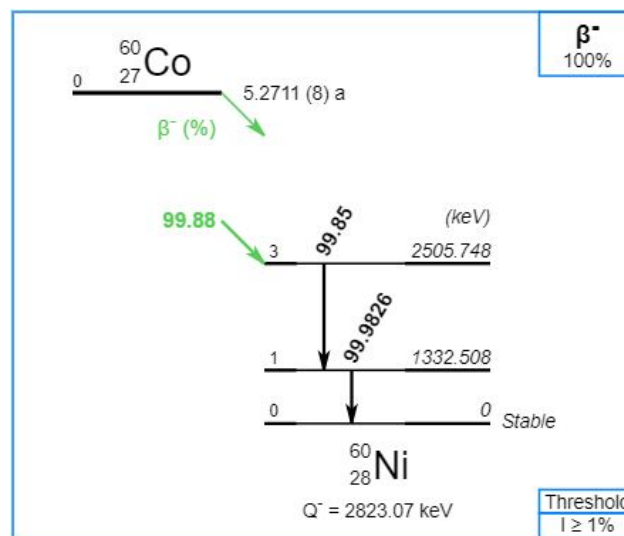


Figura 7: Esquema de desintegración ^{60}Co [8]. La transición entre los niveles 3 y 1 es la correspondiente a 1.17 MeV y la que ocurre entre el nivel 1 y el fundamental a 1.33 MeV

Cuando lleguen estos dos fotones de forma simultánea al detector, éste los detectará como una

absorción de 2,5 MeV en el caso en el que ambos sean totalmente absorbidos. También es posible que se detecte una energía absorbida procedente de la interacción Compton de uno de los fotones, con la procedente de la absorción total del segundo fotón. Este fenómeno, denominado suma por coincidencia, provocará la pérdida de sucesos en los fotopicos del ^{60}Co y la aparición de cuentas en otras energías. Este efecto supone una corrección en las eficiencias medidas que se tendrá en cuenta en la sección 5.4.7. La estimación de la corrección de suma por coincidencia en ^{60}Co se encuentra en la sección 5.5. La corrección no existe para el ^{137}Cs (sección 5.3) y es despreciable para el ^{241}Am (anexo).

5.3. Medidas con una fuente puntual de ^{137}Cs

En este apartado, emplearemos una fuente puntual de ^{137}Cs cuyo tamaño es inferior a 1 mm, contenida en una cápsula de plástico de 2,54 mm de diámetro y 4,4 mm de altura. El esquema de niveles correspondiente a este radioisótopo se muestra en la figura 8.

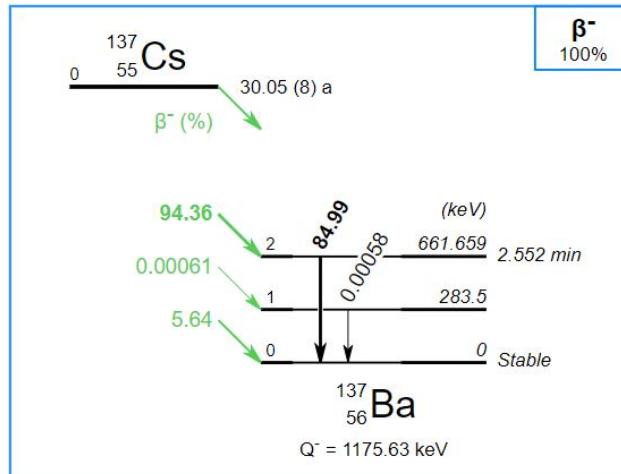


Figura 8: Esquema de desintegración ^{137}Cs [8]

El ^{137}Cs tiene una probabilidad del 94,36 % de ir al nivel excitado del ^{137}Ba mediante desintegración β^- . En este caso se desexcitará el 84,99 % de las veces al nivel fundamental emitiendo fotones de 662 keV y el 9,37 % restante por conversión interna. En este caso el ^{137}Ba excitado transfiere su energía a un electrón atómico y lo expulsa del átomo. Como consecuencia, aparece un hueco en una capa atómica que provocará la emisión de electrones Auger y rayos X característicos del átomo de Ba.

A diferencia del ^{60}Co , en el ^{137}Cs no hay suma por coincidencia ya que ambos procesos no pueden ocurrir de forma simultánea, o bien se produce un fotón de 662 keV, o se emiten rayos X. Los rayos X más frecuentes y que mejor se observan en nuestro detector tienen energías de 31,8 keV, 32,2 keV, 36,4 keV y 37,3 keV.

Los rayos X del Ba son mucho menos penetrantes que el fotón de 662 keV, por lo que el número de rayos X detectados se verá afectado por el espesor y tipo de material que atraviesan. Así podremos

comprobar la validez de la información sobre la ventana de Be y estimar el espesor del Cu lateral midiendo en dos posiciones distintas (figura 9).

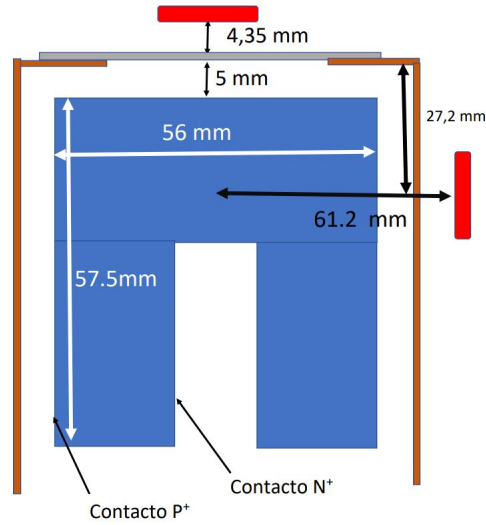


Figura 9: Esquema con las coordenadas de las posiciones de la fuente para ambas medidas. La cápsula que contiene a la fuente está representada en rojo

5.3.1. Medida frontal

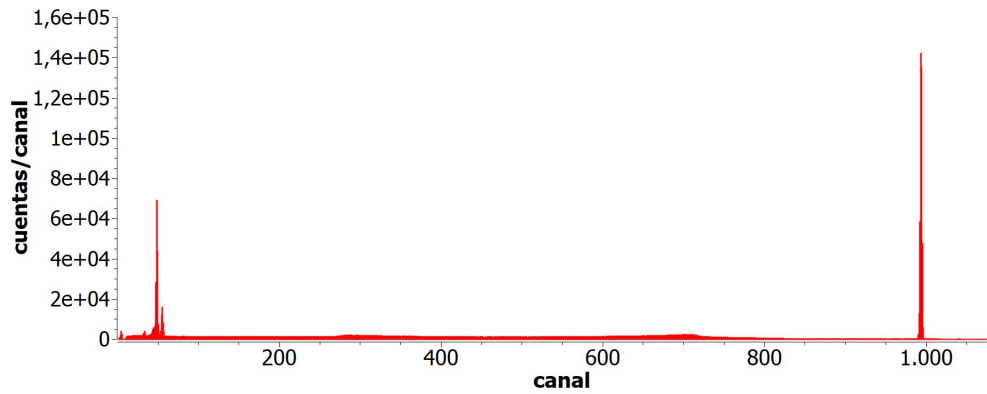


Figura 10: Espectro de energía absorbida del HPGe irradiado con una fuente de ^{137}Cs en la posición frontal (figura 9). La recta de calibración del espectro es: $\text{Energía(keV)}=0,6668 \cdot \text{canal}-0,14$

Ampliando en la zona de rayos X (figura 11), el detector no puede resolver las cuatro energías de los rayos X, que se observan agrupadas en dos fotopicos. Además, existe un pico en 22 keV debido al escape de los rayos X del Ge, porque si un efecto fotoeléctrico se produce en el borde del cristal existe cierta probabilidad de escape del rayo X del Ge. Como consecuencia la energía depositada por el fotón de energía E absorbido en el cristal será $E - E_x$, donde E_x es la energía característica del rayo X emitido después del efecto fotoeléctrico en Ge, aproximadamente 10 keV [11]. Cuando $E=32$ keV, se tiene el pico de escape en 22 keV, mientras que si $E=36$ keV este es inapreciable

debido a su menor intensidad. La aparición de estos picos de escape depende de la probabilidad de que el rayo X (cuyo recorrido libre medio en Ge es $5 \cdot 10^{-3}$ cm) escape de la zona activa del detector. Cuando la radiación incidente penetre poco en el detector, como es el caso del fotón de 32 keV cuyo recorrido libre medio en el Ge es 0,016 cm, los rayos X producidos pueden escapar y el pico de escape a 22 keV es apreciable. Sin embargo, el fotón de 662 keV, cuyo recorrido libre medio en Ge es 2,65 cm, penetra a mayor profundidad y su pico de escape en 652 keV es inapreciable.

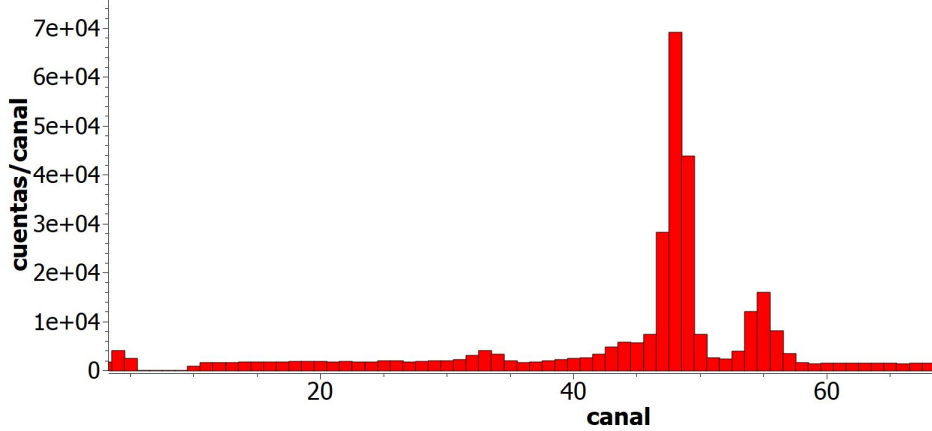


Figura 11: Ampliación de la figura 10 en la zona de rayos X

La fuente puntual de ^{137}Cs no está calibrada y no permite medir la eficiencia para ninguna de las energías que emite. Podemos medir el cociente de cuentas entre los fotopicos de la zona de rayos X y el fotopico en 662 keV. Usaremos también el pico de escape para reducir la incertidumbre del cociente

$$Q_{x/\gamma} = \frac{\text{número cuentas } rx}{\text{número cuentas } 662} \quad (4)$$

Comparando los cocientes $Q_{x/\gamma}$ obtenidos por simulación con los experimentales, es posible deducir información relevante sobre la estructura del detector, como por ejemplo el grosor de cobre lateral. Además, cada vez que se realiza un cambio en la geometría, conviene calcular este cociente con la nueva geometría y compararlo con el experimental. Que ambos cocientes sean compatibles nos indicará que las variaciones realizadas son válidas.

Colocamos una fuente puntual de ^{137}Cs a 4,35 mm de la ventana de berilio como se muestra en la figura 9. La fuente está centrada en la cápsula pero desconocemos si es equidistante a ambas caras. Por ello, realizamos una medida de 20 minutos con cada una de las caras de la cápsula mirando hacia el detector y sumamos ambos espectros para obtener un resultado equivalente al que tendríamos si la fuente equidistara de ambas caras. Los resultados se muestran en la tabla 5.

Constatamos que los cocientes obtenidos en cada medida experimental no son compatibles entre sí. Esto indica que la fuente no es equidistante de las dos caras, y por tanto se utilizará como resultado el promedio de ambos, tercera fila de la tabla 5. El cociente obtenido mediante simulación con

	$Q_{x/\gamma}$	Incertidumbre
Medida experimental 1	0,516	0,002
Medida experimental 2	0,494	0,002
Medida experimental 1+2	0,505	0,001
Simulación por Monte Carlo	0,476	0,003

Tabla 5: Resultados de los cocientes $Q_{x/\gamma}$

la geometría 1 (figura 5) no es compatible con el valor medido. Los posibles motivos podrían ser una geometría errónea o unas incertidumbres subestimadas debido a la imprecisión en la posición de la fuente.

5.3.2. Estimación de la imprecisión en $Q_{x/\gamma}$ debido a la posición de la fuente

La incertidumbre asociada al cociente calculado por Monte Carlo es estadística y podría reducirse aumentando el número de simulaciones. Es necesario estimar la incertidumbre asociada a la posición de la fuente, ya que su alineación con respecto al eje y su distancia al detector presentan cierta imprecisión. Consideramos que 1 mm es una precisión razonable, dada la dificultad que hay para medir distancias respecto a la ventana de Be y en menor medida, al desconocimiento de la precisión de las distancias dadas por el fabricante. Por este motivo realizamos dos nuevas simulaciones, la primera con la fuente en la misma distancia al detector, pero descentrada 1 mm. La segunda simulación se realiza con la fuente en el eje pero 1 mm más alejada del detector. De esta forma obtendremos la variación del valor calculado respecto a pequeños cambios en las variables que definen la posición de la fuente.

	$Q_{x/\gamma}$	Incertidumbre	Variación
Posición inicial	0,476	0,002	
Descentrada 1 mm	0,461	0,002	0,015
Alejada 1 mm	0,427	0,001	0,050

Tabla 6: Resultados de $Q_{x/\gamma}$ tras introducir variaciones en las coordenadas de la fuente

En la última columna de la tabla 6, se muestran las diferencias entre los cocientes de la posición inicial con respecto a los obtenidos tras los cambios en la posición de la fuente. Como hay tres grados de libertad, uno en cada eje cartesiano y por simetría en los ejes paralelos a la ventana de berilio la variación será la misma, tenemos una incertidumbre:

$$\Delta_{posición} = \sqrt{0,015^2 + 0,015^2 + 0,050^2} = 0,054$$

Añadimos este error sistemático al estadístico, siendo ahora el cociente por simulación de la posición inicial: $0,476 \pm 0,003 \pm 0,054$. Concluimos que la incertidumbre asociada a $Q_{x/\gamma}$ está dominada por la sistemática. Por lo tanto, ahora $0,505 \pm 0,001$ sí es compatible con $0,476 \pm 0,054$.

5.3.3. Medida lateral

A continuación se tratará de estimar el grosor de cobre lateral que rodea el detector. Para ello, se realiza una medida con una fuente puntual de ^{137}Cs en el lateral de la carcasa de cobre (figura 9). En el espectro experimental no se aprecian los picos de rayos X que sí aparecían con la fuente frente al detector (figuras 10 y 11). Esto quiere decir que el grosor del lateral de cobre del detector es tal que absorbe los rayos X. La cota superior de los rayos X se expresa en función de dos valores estimados: la señal S y la incertidumbre I , calculándose como $S + 1,645 \cdot I$ [14]. Este límite está dado con un nivel de confianza del 95 %, donde S es el número de cuentas pertenecientes a la región de rayos X e I la incertidumbre asociada. Con los mismos intervalos de energía usados para estimar $Q_{x/\gamma}$ en la medida en la posición frontal, obtenemos $Q_{x/\gamma}=(1,6\pm 1,2)\cdot 10^{-3}$, un valor compatible con cero y del que podemos deducir una cota superior al 95 % de nivel de confianza $Q_{x/\gamma}<3,6\cdot 10^{-3}$.

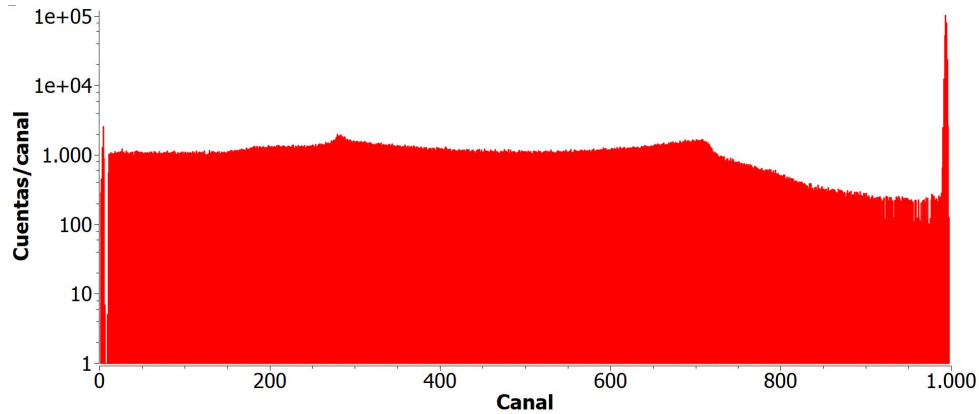


Figura 12: Espectro obtenido en el laboratorio con la fuente posicionada en el lateral del detector. La recta de calibración del espectro es: Energía(keV)=0,6608·canal+5,87

Para tratar de acotar inferiormente este grosor se realiza una primera aproximación mediante simulación empleando la geometría 1 (figura 5). Se simula con distintos espesores de cobre el espectro producido por una fuente puntual ^{137}Cs , situada en las mismas coordenadas que en las medidas experimentales (tabla 7). Con un espesor lateral de 0,5 mm sí se aprecian los rayos X de energías de 32 keV y 36 keV, mientras que para mayores espesores ya no se distinguen sobre el continuo (figura 13).

Espesores (mm)	$Q_{x/\gamma} (\cdot 10^{-3})$	Incertidumbre ($\cdot 10^{-3}$)
0,5	6,96	1,08
0,6	4,45	1,59
0,7	5,51	1,35
0,8	3,28	1,00

Tabla 7: Valores para $Q_{x/\gamma}$ con distintos espesores laterales

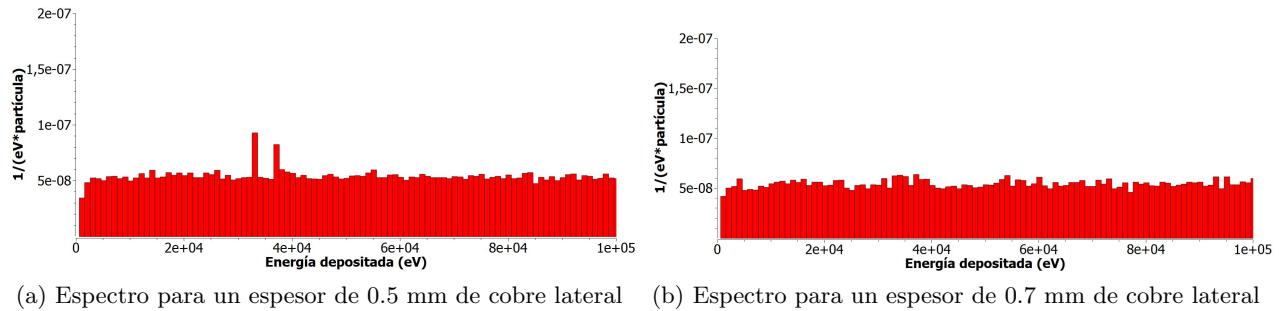


Figura 13: Ampliación de la zona de energías de rayos X en los espectros obtenidos por simulación por Monte Carlo para dos espesores distintos de cobre lateral en la geometría 1

Para un espesor de 0,5 mm el cociente calculado aún es claramente mayor que $3,6 \cdot 10^{-3}$, pero para espesores superiores ya no es así. Por tanto, podemos estimar que el cobre lateral que rodea el cristal de germanio tiene una anchura mínima de 0,6 mm. Veremos en el resto de este trabajo que no es necesaria una mayor precisión para este valor.

5.4. Cálculo por simulación de las eficiencias para un Marinelli

5.4.1. Geometría 2

El espesor de cobre lateral de la geometría 1 se disminuye a 0,6 mm y se añade el Marinelli, con las dimensiones de la figura 14 a), definiendo una fuente extensa de 900 cm^3 de agua con los radionucleidos que aparecen en la tabla 4 (figura 14 b).

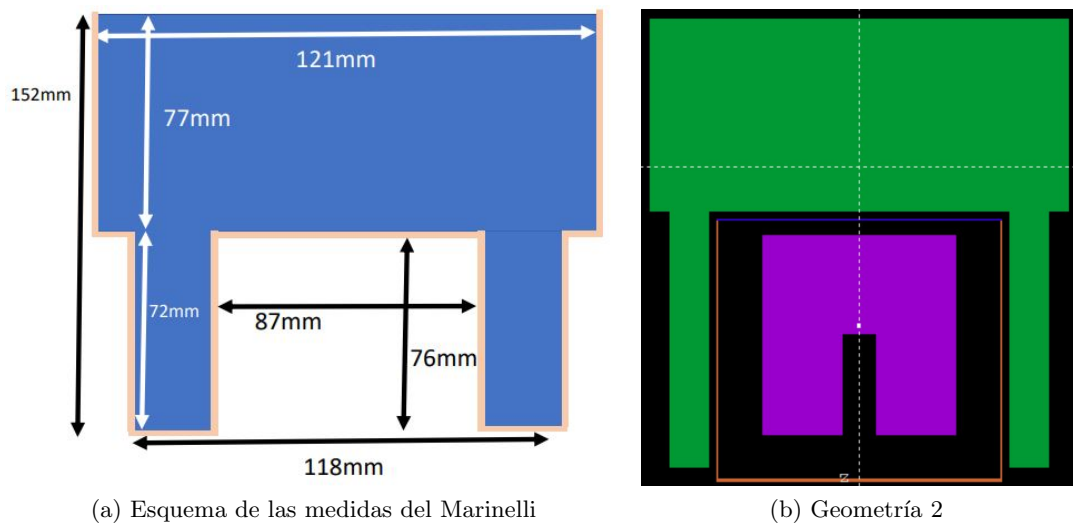


Figura 14: Marinelli y geometría 2

La comparación entre las eficiencias obtenidas por simulación con las experimentales para esta geometría se representa en la figura 15.

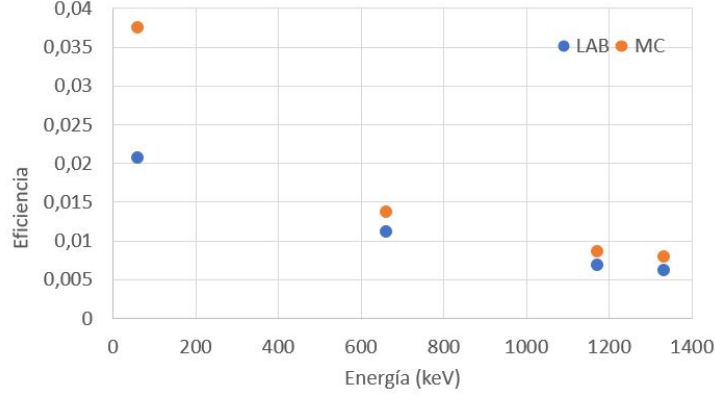


Figura 15: Valores experimentales y obtenidos por simulación con la geometría 2. Las incertidumbres en ambas series son menores que el tamaño del símbolo.

Todas las eficiencias obtenidas mediante simulación se encuentran por encima de las experimentales, sobre todo en el caso del ^{241}Am .

Lo más razonable es ajustar la cantidad de cobre de forma que se absorban más fotones de baja energía sin apenas alterar los de alta energía. Esto puede realizarse de dos maneras de acuerdo con los grados de libertad mencionados en 3.3.1.

La primera consiste en aumentar el espesor del cobre lateral. Ahora es 0,6 mm que se corresponde con la cota inferior del espesor lateral obtenida en 5.3.3. Una opción sería, por ejemplo, duplicarlo hasta 1,2 mm y ver la disminución producida en la eficiencia. Esta opción reducirá la contribución de los fotones emitidos por el agua alrededor del HPGe.

La segunda, se trata de disminuir la ventana de berilio añadiendo a la geometría la corona circular de cobre que se aprecia en la figura 1 a) sobre el círculo oscuro de berilio. De la figura se puede estimar que la anchura de la corona es de 0,8 cm y como espesor comenzamos con 0,6 mm. De este modo se reduce la contribución de los fotones emitidos frente al HPGe.

Para realizar los cambios de forma más efectiva, vamos a obtener la contribución a la eficiencia de la parte frontal y lateral de la fuente extensa. Mediante el programa PENELOPE, se calcula la eficiencia frontal ϵ_F definiendo una fuente extensa isótropa en el cilindro frontal del Marinelli. La eficiencia lateral, ϵ_L se obtiene definiendo una fuente extensa isótropa en los laterales del Marinelli.

La eficiencia total se calcula pesando cada una de estas eficiencias con sus respectivos volúmenes

$$\epsilon_T = \frac{V_F * \epsilon_F + V_L * \epsilon_L}{V_F + V_L} \quad (5)$$

Este cálculo nos permitirá tener una primera idea de qué opción escoger para reducir la eficiencia del fotón de 59,54 keV. Los resultados se muestran en la tabla 8. Se comprueba que la eficiencia

total calculada con la ecuación 5 coincide con la calculada cuando la fuente extensa estaba definida en todo el Marinelli. Indican también que aunque el cobre lateral absorbiera todos los fotones de 59,5 keV ($\epsilon_L=0$) la eficiencia total sería 2,59 %, que aún difiere del valor experimental, 2,1 %. Por esta razón, es necesario poner la corona de cobre en la parte frontal.

	Eficiencia ($\cdot 10^{-2}$)	Incertidumbre ($\cdot 10^{-5}$)	Volumen	Fracción del volumen
ϵ_F	3,77	6,4	638	0.70
ϵ_L	3,64	6,5	262	0.30
ϵ_T	3,74	4,9	900	1

Tabla 8: Eficiencias frontales y laterales del Am^{241} para la geometría 2

5.4.2. Geometría 3

A continuación se simula la eficiencia para la energía de 59,5 keV con la geometría 3. A la geometría 2 se le ha añadido una corona circular de cobre de espesor 0,6 mm y anchura 0,8 cm sobre la lámina de berilio como se muestra en la figura 16.

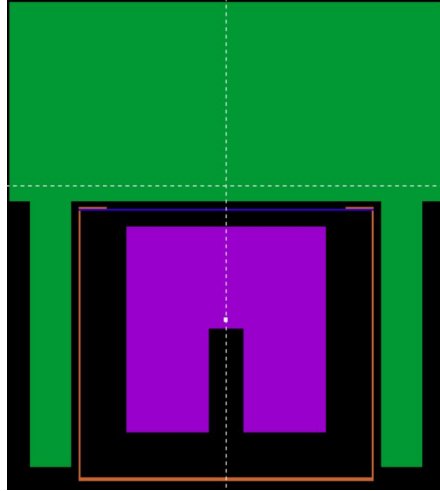


Figura 16: Esquema geometría 3. A la geometría 2 se le añade una corona circular bajo la lámina de berilio

Con esta modificación se obtiene $\epsilon_T= 3,50\%$. A partir de este resultado y con la ecuación 5 se deduce que la corona circular atenúa en un factor 0,91 la eficiencia frontal. No se trata de una gran disminución, ya que la corona circular no llega a cubrir el HPGe. Como el radio exterior del cobre es 4,13 cm y el radio del HPGe es 2,8 cm, hay un margen de 1,33 cm de corona hasta que el borde de la corona circular llegue al borde del HPGe sin afectar al cociente $Q_{x/\gamma}$ en el eje.

5.4.3. Geometría 4

Añadimos a la geometría 3 otra corona de cobre bajo la lámina de berilio de espesor 0,6 mm y de anchura 1,33 cm. Esto se muestra en la figura 17 a). Con esta nueva corona se consigue atenuar otro 10 % la eficiencia frontal y una eficiencia total $\epsilon_T=3.25\%$.

5.4.4. Geometría 5

Todas las eficiencias obtenidas anteriormente para el ^{241}Am se encuentran bastante alejadas de la experimental, por esta razón decidimos aumentar las anchuras laterales del cobre y de ambas coronas frontales a 1,2 mm. Un espesor de 0,6 mm atenúa el 60 % de los fotones incidentes de 59,5 keV. Este valor se obtiene de la expresión $I(x) = I_0e^{-\mu \cdot x}$, donde x es el espesor de cobre y μ el factor de atenuación [12]. Aumentando el espesor del cobre de 0,6 a 1,2 mm se atenuarían otro 60 % de los fotones, disminuyendo así ϵ_T . La variación del grosor del cobre se puede apreciar en la figura 17 en la que se muestran simultáneamente las geometrías 4 y 5.

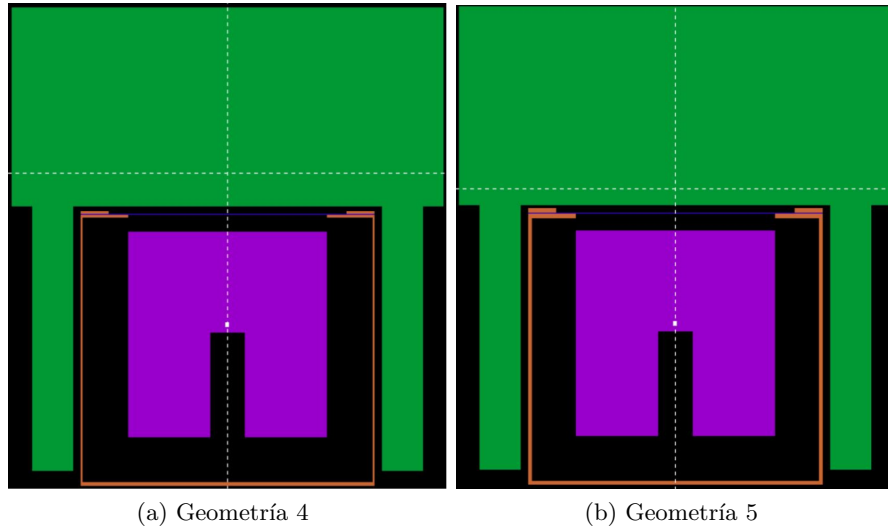


Figura 17: Esquema de las geometrías 4 y 5

Con esta nueva geometría la eficiencia de los fotones de 59,5 keV disminuye a 2,48 % y el resto de eficiencias (figura 18) no varían demasiado con respecto a las de la geometría 2 (figura 15).

En la escala logarítmica de la figura 18 b), se aprecia que la distancia entre los puntos medidos y los puntos calculados es aproximadamente la misma para las cuatro energías. Para reducir la eficiencia simulada en todas las energías el mismo factor, lo más razonable es disminuir el número de átomos del HPGe.

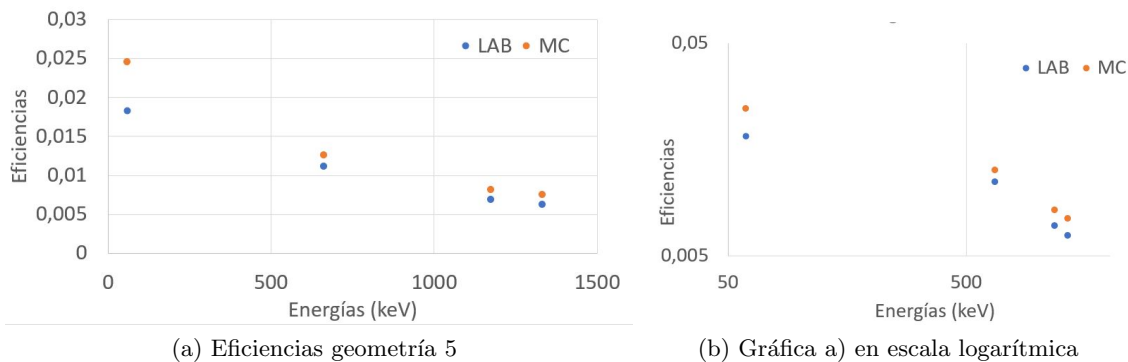


Figura 18: Eficiencias obtenidas por simulación y experimentales para la geometría 5. Las incertidumbres en ambas series son menores que el tamaño del símbolo.

5.4.5. Geometría 6

Antes de reducir el volumen del HPGe, tenemos en cuenta la atenuación producida por la pared del Marinelli en los fotones de la fuente extensa. A la geometría 5 se le añaden 2 mm de polipropileno, tanto por el frontal como alrededor del detector (figura 19). Calculamos las eficiencias para la nueva geometría 6 (tabla 9) y los cocientes entre las eficiencias calculadas ϵ_{mc} y las experimentales ϵ_{exp} (figura 19 b).

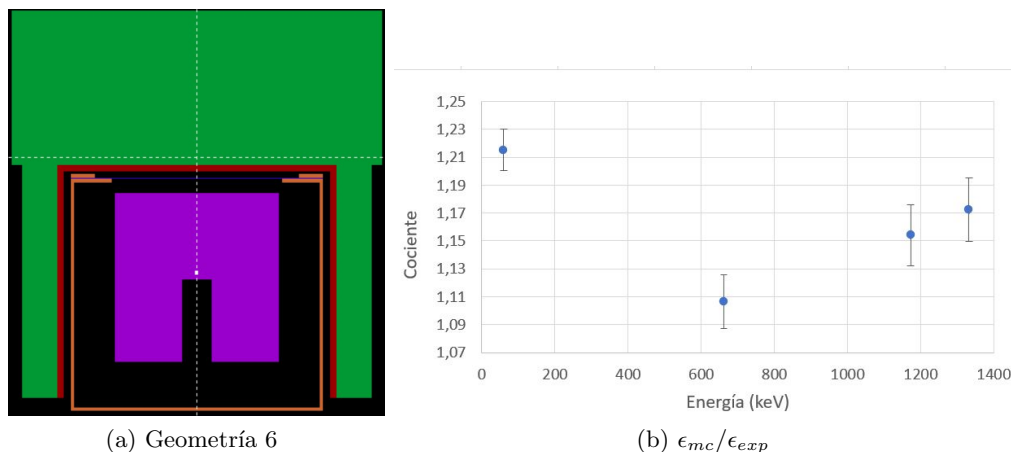


Figura 19: Esquema y $\epsilon_{mc}/\epsilon_{exp}$ para la geometría 6

5.4.6. Geometría 7

El factor de reducción del volumen lo calculamos con la eficiencia en 662 keV, ya que penetra lo suficiente en el HPGe para irradiar todo su volumen y no tiene efecto suma como en el caso del ^{60}Co . Dado el cociente $\epsilon_{mc}/\epsilon_{exp}$ para 662 keV, se reduce el radio y la altura del HPGe un factor $(\epsilon_{mc}/\epsilon_{exp})^{-1/3}$ para reducir el volumen del detector en un factor $\epsilon_{mc}/\epsilon_{exp}$. Con las nuevas dimensiones se recalculan las eficiencias de las energías de calibración y se comprueba que $Q_{x/\gamma}$ para ^{137}Cs en el eje sigue siendo compatible con el valor medido.

En valor de $\epsilon_{mc}/\epsilon_{exp}$ para la energía de 662 keV es 1.11 ± 0.02 , por lo que el factor de reducción será $(\epsilon_{mc}/\epsilon_{exp})^{-1/3} = 0,97$. El radio del detector cambia de 2,80 a 2,71 cm y la altura de 5,75 a 5,56 cm. Con estas nuevas dimensiones $Q_{x/\gamma} = 0,492 \pm 0,002$, compatible con el valor experimental ($0,476 \pm 0,054$). Los nuevos cocientes se muestran en la figura 20.

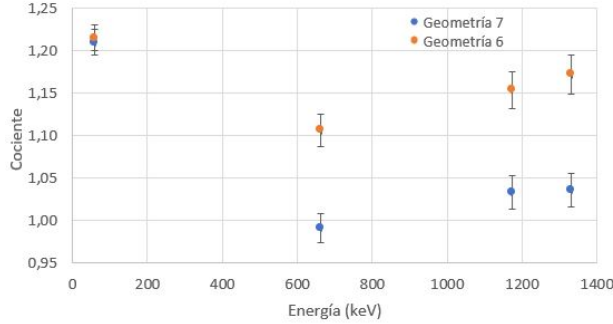


Figura 20: Comparación de cocientes $\epsilon_{mc}/\epsilon_{exp}$ para la geometría 7 y geometría 6

El cociente para la energía de 59,5 keV apenas ha cambiado, mientras que el resto de energías han sufrido reducciones del 10 % (tabla 9). Esto puede deberse a que la eficiencia en 59,5 keV es un efecto superficial, ya que su recorrido libre medio en germanio es de 0,09 cm. Para las otras tres energías de calibración, se trata de un efecto de volumen porque sus recorridos libres medios en el cristal son de 2,6 cm para 662 keV, 3,6 cm para 1172 keV y 3,8 cm para 1332 keV. Por lo tanto, penetran a mayor profundidad en el detector.

5.4.7. Geometría 8

La eficiencia en 59,5 keV puede reducirse si se disminuye la superficie del HPGe, pero entonces se reducirán también el volumen y las eficiencias de las demás energías, que ya parecen bastante bien ajustadas a los valores experimentales. La alternativa más sencilla es reducir la apertura de la parte frontal del HPGe manteniendo el valor de $Q_{x/\gamma}$ para la fuente puntual en el eje. Para ello, se aumenta la anchura de la corona circular que se encuentra por debajo de la lámina de berilio en la geometría 7.

Primero se incrementa su radio en 1 cm, hasta 2,33 cm. Tras este aumento, la eficiencia cambia a 1,39 %, muy por debajo del valor experimental. Por tanto, se reduce 0,5 cm y se obtiene $1,853 \pm 0,004$ %, compatible con el valor experimental, $1,83 \pm 0,02$ %. Además $Q_{x/\gamma}$ tiene un valor de $0,497 \pm 0,003$ por lo que se mantiene compatible con el valor medido. El resto de eficiencias apenas se ven afectadas por esta última modificación.

El radio del detector se aumenta 0.1 mm para acercarse todavía más $\epsilon_{mc}/\epsilon_{exp}$ a la unidad. Esta sería la geometría final del detector que se muestra en la figura 21. Además, se aplica la corrección de suma por coincidencia a las energías de emisión de ^{60}Co (sección 5.5). Los resultados finales se

muestran en la figura 21.

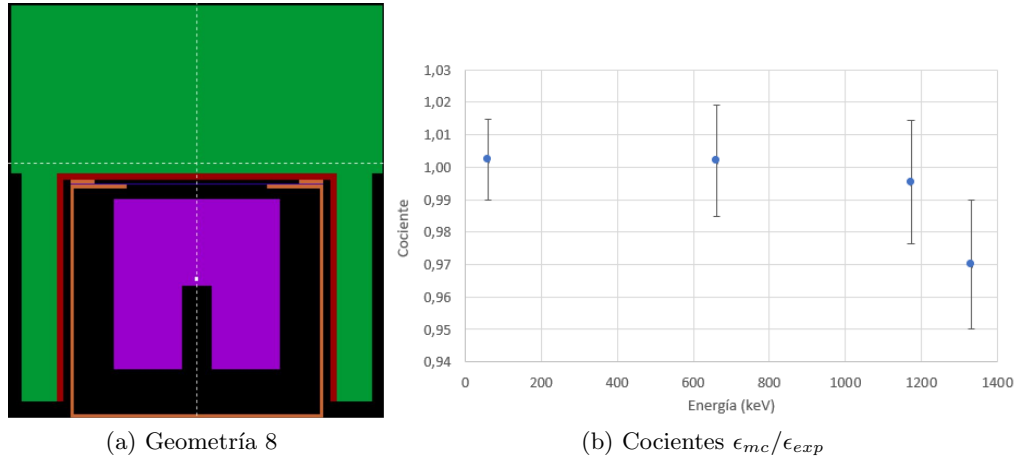


Figura 21: Esquema y cocientes $\epsilon_{mc}/\epsilon_{exp}$ para la geometría 8

Las eficiencias experimentales y las calculadas para cada geometría se resumen en la tabla 9.

Energía (keV)	Experimental		Geometría 2		Geometría 3		Geometría 4	
	Eficiencia (%)	Incert. (%)	Eficiencia (%)	Incert. (%)	Eficiencia (%)	Incert. (%)	Eficiencia (%)	Incert. (%)
59,5	1,830	0,022	3,744	0,005	3,501	0,006	3,250	0,006
662	1,114	0,018	1,370	0,012				
1172	0,689	0,011	0,866	0,011				
1332	0,622	0,010	0,799	0,011				
Energía (keV)	Geometría 5		Geometría 6		Geometría 7		Geometría 8	
	Eficiencia (%)	Incert. (%)	Eficiencia (%)	Incert. (%)	Eficiencia (%)	Incert. (%)	Eficiencia (%)	Incert. (%)
59,5	2,477	0,007	2,224	0,004	2,215	0,005	1,834	0,004
662	1,295	0,010	1,232	0,010	1,104	0,008	1,116	0,007
1172	0,832	0,009	0,795	0,007	0,712	0,007	0,686	0,006
1332	0,744	0,008	0,729	0,007	0,644	0,006	0,603	0,007

Tabla 9: Resumen de eficiencias junto con sus incertidumbres para cada geometría. Para las geometrías 3 y 4 no se simulan las eficiencias para 662 keV, 1172 keV y 1332 keV porque solo se pretende reducir la eficiencia en 59,5 keV.

5.5. Corrección de suma por coincidencia ^{60}Co

La suma por coincidencia supone una fuente de error en la calibración en eficiencia, ya que provoca una disminución en las áreas de los picos de absorción total. Esta depende de la geometría fuente-detector y se hace más notable cuando la fuente se encuentra cerca del detector.

Un método para la corrección de suma por coincidencia, consiste en calcular el cociente entre la eficiencia “aparente” y la real. La eficiencia “aparente” es aquella que hemos obtenido del espectro del laboratorio, afectada por la suma por coincidencia y la eficiencia real es aquella que no se ha visto afectada por la suma por coincidencia.

El procedimiento a seguir para estimar la corrección es el siguiente [14]:

Llamaremos γ_1 al fotón de 1.17 MeV y γ_2 al fotón de 1.33 MeV. La tasa de conteo para el pico de absorción total correspondiente a γ_1 en ausencia de suma por coincidencia es:

$$n_1 = A * p_1 * \epsilon_1 \quad (6)$$

donde p_1 es la probabilidad de emisión (figura 7), ϵ_1 la eficiencia del pico de absorción total y A la actividad de la fuente.

Debido a la suma por coincidencia con γ_2 se perderán cuentas del pico de γ_1 . El número de cuentas perdidas por segundo es:

$$A * p_1 * \epsilon_1 * \epsilon_{T2} \quad (7)$$

donde ϵ_{T2} es la probabilidad de que el γ_2 ceda cualquier energía al HPGe. ϵ_{T2} puede estimarse integrando a todo el espectro de γ_2 obtenido por simulación para la geometría final 8. Calculamos el área neta del pico de γ_1 , n'_1 , a través de las siguientes ecuaciones:

$$n'_1 = A * p_1 * \epsilon_1 - A * p_1 * \epsilon_1 * \epsilon_{T2} = n_1 * (1 - \epsilon_{T2}) \quad (8)$$

$$\frac{n'_1}{n_1} = 1 - \epsilon_{T2} \quad (9)$$

Y análogamente para γ_2 :

$$\frac{n'_2}{n_2} = 1 - \epsilon_{T1} \quad (10)$$

Los valores obtenidos para los factores de corrección se muestran en la siguiente tabla:

Energía (MeV)	n_i/n'_i	Incertidumbre
1.173	$9,544 \cdot 10^{-1}$	$7 \cdot 10^{-4}$
1.332	$9,529 \cdot 10^{-1}$	$4 \cdot 10^{-4}$

Tabla 10: Factores de corrección (i=1,2) de suma por coincidencia

Las eficiencias obtenidas por simulación se han multiplicado por el correspondiente factor $\frac{n_i}{n'_i}$ para tener en cuenta esta corrección, y compararlo con los valores experimentales (figura 21 y tabla 9).

6. Conclusiones

Para estimar las dimensiones del HPGe1, hemos aplicado una metodología que emplea el programa PENELOPE, basado en el algoritmo de Monte Carlo, una fuente puntual de ^{137}Cs no calibrada y un patrón de calibración formado por actividades conocidas de ^{241}Am , ^{137}Cs y ^{60}Co contenidas en 900 cm^3 de agua en un recipiente tipo Marinelli. El proceso de estimación ha consistido en ajustar por aproximaciones sucesivas las eficiencias obtenidas mediante simulación y las experimentales, a través de variaciones en la geometría del detector.

Hemos conseguido encajar, dentro de las incertidumbres experimentales, las eficiencias simuladas con las medidas variando el espesor del cobre lateral de la carcasa del detector, añadiendo dos coronas circulares de cobre alrededor de la ventana del HPGe1, el ajuste de sus dimensiones y finalmente, disminuyendo un 3 % el volumen del cristal de germanio que aparece en la hoja de especificaciones del detector (figura 3). De esta forma se obtiene la geometría final, que cuenta con un espesor de cobre lateral de 1,2 mm, dos coronas circulares de anchuras 0,8 cm (corona exterior) y 1,83 cm (interior) y de 1,2 mm espesor. El radio del cristal de germanio es de 2,72 cm y su altura 5,56 cm.

Las desviaciones relativas entre las eficiencias obtenidas por simulación en la geometría 8 y las experimentales, son inferiores al 0,5 % para las energías de 59,5 keV, 662 keV, 1172 keV y del 3 % para la energía de 1332 keV. Estas diferencias son compatibles con sus incertidumbres y consideramos que se ha alcanzado una buena concordancia entre ambas eficiencias. Esta geometría nos permitirá generar calibraciones en eficiencia para distintos tipos de muestras mediante computación y emplearlas para obtener la actividad de los radioisótopos presentes, sin necesidad de preparar nuevos patrones de calibración.

7. Bibliografía

- [1] J. Boson, G. Agren, L. Johansson. A detailed investigation of HPGe detector response for improved Monte Carlo efficiency calculations, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 587 (2008) 304–314
- [2] M. Jurado Vargas, N. Cornejo Díaz, D. Pérez Sánchez. Efficiency transfer in the calibration of a coaxial p-type HpGe detector using the Monte Carlo method, Applied Radiation and Isotopes 58 (2003) 707–712
- [3] C. E. Aalseth et al. A Low-Noise Germanium Ionization Spectrometer for Low-Background Science, IEEE transactions on nuclear science 63, n^o6 (2016) 2782-2792
- [4] L. Brabants et al. Validation of TOPAS MC for modelling the efficiency of an extended-range coaxial p-type HPGe detector, Applied Radiation and Isotopes 173 (2021) 109699
- [5] <https://www.mirion.com/products/labsocs-calibration-software> (20 junio 2021)
- [6] <https://www.mirion.com/products/s573-isocs-calibration-software> (20 junio 2021)
- [7] Glenn F.Knoll, Radiation detection and measurement, 3^a edición (John Wiley, 2000)
- [8] <http://www.lnhb.fr/nuclear-data/module-lara/> (1 marzo 2021)
- [9] W.R.Leo, Techniques for Nuclear and Particle Physics, 2^a edición (Springer Verlag, 1994)
- [10] Francesc Salvat, PENELOPE-2014: A Code System for Monte Carlo Simulation of Electron and Photon Transport (Nuclear Energy Agency, Organisation for Economic Co-operation and Development, 2015)
- [11] https://xdb.lbl.gov/Section1/Periodic_Table/Ge_Web_data.htm (2 junio 2021)
- [12] <https://www.physics.nist.gov/cgi-bin/Xcom/xcom> (10 junio 2021)
- [13] <https://www.physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/html/xcom1.html> (15 junio 2021)
- [14] G. Gilmore, J. Hemigway, Practical Gamma-ray Spectrometry, 1^a edición (Wiley, 1995)

8. Anexo

8.1. Ejemplo de archivo de entrada para el programa PENCYL

TITLE MARINELLI+DETECTOR WITH GAMMA SOURCE

GSTART >>>>>>>Beginning of the geometry definition list.

```
LAYER      -8.540 -3.507
CENTER     0.000  0.000
CYLIND    4  0.000  6.050
LAYER     -3.507 -3.307
CYLIND    5  0.000  4.550
CYLIND    4  4.550  5.700
LAYER     -3.307 -3.227
CYLIND    5  4.350  4.550
CYLIND    4  4.550  5.700
LAYER     -3.227 -3.107
CENTER     0.000  0.000
CYLIND    2  3.330  4.130
CYLIND    5  4.350  4.550
CYLIND    4  4.550  5.700
LAYER     -3.107 -3.057
CENTER     0.000  0.000
CYLIND    3  0.000  4.130
CYLIND    5  4.350  4.550
CYLIND    4  4.550  5.700
LAYER     -3.057 -2.937
CENTER     0.000  0.000
CYLIND    2  2.800  4.130
CYLIND    5  4.350  4.550
CYLIND    4  4.550  5.700
LAYER     -2.937 -2.607
CYLIND    2  4.010  4.130
CYLIND    5  4.350  4.550
CYLIND    4  4.550  5.700
LAYER     -2.607  0.243
CYLIND    1  0.000  2.688
CYLIND    2  4.010  4.130
CYLIND    5  4.350  4.550
CYLIND    4  4.550  5.700
LAYER      0.243  2.913
CYLIND    1  0.500  0.600
```



```

CYLIND  1  0.600  2.688
CYLIND  2  4.010  4.130
CYLIND  5  4.350  4.550
CYLIND  4  4.550  5.700
LAYER    2.913  4.093
CYLIND  2  4.010  4.130
CYLIND  5  4.350  4.550
CYLIND  4  4.550  5.700
LAYER    4.093  4.393
CYLIND  2  4.010  4.130
LAYER    4.393  4.493
CYLIND  2  0.000  4.130
GEND <<<<<<<<End of the geometry definition list.

```

>>>>>>>>Source definition.

```

SKPAR  2      [Primary particles: 1=electron, 2=photon, 3=positron]
SENERG 1.173E06 [Initial energy (monoenergetic sources only)]
SEXTND  9  4  1.0
SEXTND  8  7  1.0
SEXTND  7  5  1.0
SEXTND  6  4  1.0
SEXTND  5  4  1.0
SEXTND  4  3  1.0
SEXTND  3  4  1.0
SEXTND  2  2  1.0
SEXTND  1  1  1.0
SCONE  0  0  180      [Conical beam; angles in deg]

```

>>>>>>>>Material data and simulation parameters.

```

MFNAME germanium.mat      [Material file, up to 20 chars]
MSIMPA 1.0e4 1.0e4 5.0e4 0.1 0.1 2.0e3 1.0e3 [EABS(1:3),C1,C2,WCC,WCR]
MFNAME Copper.mat        [Material file, up to 20 chars]
MSIMPA 5.0e4 1.0e4 5.0e4 0.1 0.1 2.0e3 2.0e3 [EABS(1:3),C1,C2,WCC,WCR]
MFNAME Berilium.mat     [Material file, up to 20 chars]
MSIMPA 5.0e4 1.0e4 5.0e4 0.1 0.1 2.0e3 2.0e3 [EABS(1:3),C1,C2,WCC,WCR]
MFNAME H2O.mat          [Material file, up to 20 chars]
MSIMPA 5.0e4 1.0e4 5.0e4 0.1 0.1 2.0e3 2.0e3 [EABS(1:3),C1,C2,WCC,WCR]
MFNAME polipropileno.mat [Material file, up to 20 chars]
MSIMPA 5.0e4 1.0e4 5.0e4 0.1 0.1 2.0e3 2.0e3 [EABS(1:3),C1,C2,WCC,WCR]

```

>>>>>>>>Counter array dimensions and pdf ranges.

```

NBZ  50                [No. of bins for the Z-coordinate]
NBR  50                [No. of radial bins]
.
>>>>>>>>Energy-deposition detectors (up to 25).
ENDETC  0.0e0 1.4e6 1000          [Energy window and no. of bins]
EDSPC  spc-enddet-01.dat          [Output spectrum file name, 20 chars]
EDBODY  8 1                  [Active cylinder]
EDBODY  9 3                  [Active cylinder]
.
Dose and charge distributions.
DOSE2D 3 1 45 45    [Tally 2D dose and charge dists. in body KL,KC]
.
>>>>>>>>Job properties
RESUME  dump.dat          [Resume from this dump file, 20 chars]
DUMPTO  dump.dat          [Generate this dump file, 20 chars]
DUMPP  60 [Dumping period, in sec]
.
RSEED  1 1                [Seeds of the random-number generator]
NSIMSH 1e8                [Desired number of simulated showers]
TIME  150                [Allotted simulation time, in sec]
END                    [Ends the reading of input data]

```

Este fichero de entrada genera la geometría 8. En la figura 22 a) cada color se corresponde con un material. En la figura 22 b) cada color es un cuerpo definido en el fichero de entrada.

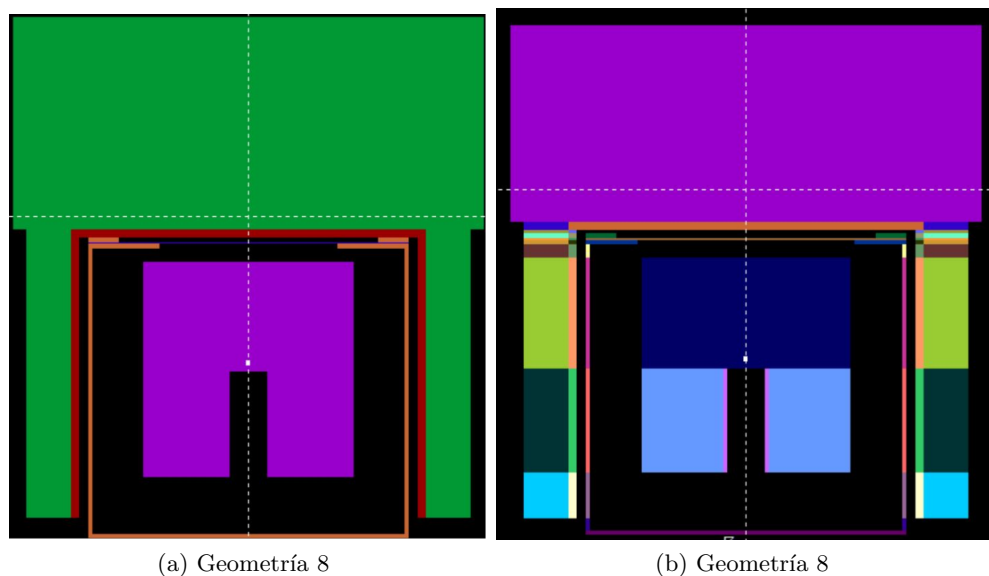


Figura 22: Geometría 8

8.2. Corrección de suma por coincidencia ^{241}Am

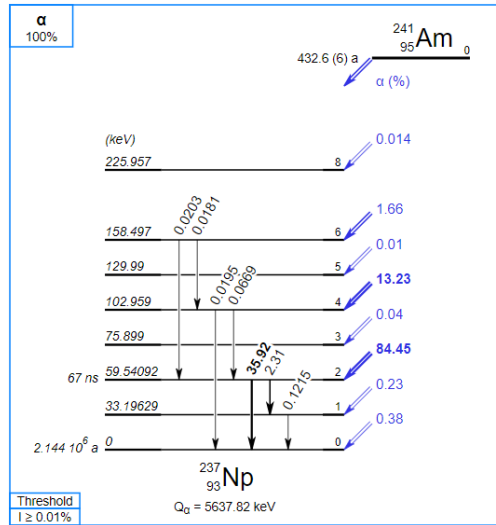


Figura 23: Esquema de desintegración ^{241}Am [8]

El ^{241}Am se desintegra α a ^{237}Np . En el 84,5% de las casos, la transición se produce al nivel excitado de 59,5 keV del ^{237}Np y el 13,23% al nivel de energía de 102,95 keV.

Se producen dos transiciones importantes, la primera entre los niveles 4 y 2 donde se emite un fotón de 43,3 keV, a la que denominaremos transición 1. La segunda entre el nivel 2 y el fundamental, emitiendo un fotón de 59,5 keV a la que nos referiremos como transición 2.

En la transición 1, es 180 veces más probable emitir un electrón de conversión que un fotón [8]. Los 43 keV liberados por el átomo excitado no son suficientes para ionizar un electrón de la capa K del ^{237}Np y la conversión es mayoritaria en la capa L. La posible coincidencia visible en el espectro del HPGel sería la del rayo X, producido por la conversión interna en la capa L, junto con el rayo gamma de 59,5 keV.

Al igual que en la suma por coincidencia en el ^{60}Co , adaptaremos las ecuaciones 5 y 6 de apartado 5.5 [14] para calcular el factor de corrección en este caso.

$$n'_2 = n_2 \left(1 - \frac{p_1}{p_2} \epsilon_{T1}\right) \quad (11)$$

donde $p_2 = 35,92 \pm 0,17\%$ y p_1 es la probabilidad de desintegración α al nivel 4 con posterior emisión de un rayo X de la capa L, que calcularemos a continuación.

En la transición 1, 132/180 de las conversiones internas se dan en la capa L. La fluorescencia, la cual definimos como el cociente entre el número de emisiones de rayos X proveniente de la capa L y el número de emisiones de electrones Auger, tiene un valor de 0,511 [8]. Por lo tanto, $p_1 = 13,23\% \cdot 132/180 \cdot 0,511 = 4,95 \pm 0,95\%$. El valor ϵ_{T1} es la probabilidad de que un rayo X proveniente de la capa L interaccione con el detector y deposite una energía que se suma a la del fotón de 59,5 keV.

Las energías emitidas de rayos X de la capa L son las siguientes:

Energía (keV)	Intensidad (%)	Incertidumbre
11,89	0,884	0,009
13,852	13,02	0,10
15,876	0,384	0,020
16,96	18,58	0,13
21,16	4,83	0,03

Tabla 11: Energías e intensidades de los rayos X emitidos de la capa L [13]

Para estas energías, la interacción fotoeléctrica es dominante en el germanio, como se puede comprobar de los valores de sección eficaz [13]. Por ello, a diferencia de la corrección realizada en el ^{60}Co , no es necesario calcular este valor por simulación sino que basta con calcular las áreas S_i de las energías de la tabla 11 en el espectro de la figura 6. Entonces

$$\epsilon_{T1} \approx \frac{\sum_i S_i}{A \cdot T \sum_i I_i} = 5,76 \cdot 10^{-3} \pm 7 \cdot 10^{-5} \quad (12)$$

donde I_i son las respectivas intensidades (tabla 11), A es la actividad del ^{241}Am y T el tiempo de la calibración (tabla 3). Aplicando la ecuación 11, obtenemos el factor de corrección:

$$\frac{n'_2}{n_2} = 0,999 \pm 0,001$$

Por lo tanto, esta corrección no es relevante.