



TRABAJO DE FIN DE GRADO  
GRADO EN FÍSICA

---

**Estudio por Monte Carlo de la respuesta de los detectores de  
ANAIS-112 a distintas fuentes de neutrones**

---

*Autora:*

Ainara Sola Jiménez

*Directoras:*

Dra. María Luisa Sarsa Sarsa

Dra. María Lucía Martínez Pérez

UNIVERSIDAD DE ZARAGOZA  
FACULTAD DE CIENCIAS  
DEPARTAMENTO DE FÍSICA TEÓRICA

27 Junio 2022

# Índice

<b>1. Introducción y objetivos</b>	<b>1</b>
1.1. La materia oscura y el experimento ANAIS-112 . . . . .	1
1.2. Energía de retroceso nuclear en la interacción WIMP-núcleo . . . . .	2
1.3. Factor de "quenching"(QF) . . . . .	4
<b>2. Fuentes de neutrones para la calibración de ANAIS-112</b>	<b>5</b>
2.1. Fuentes de fisión . . . . .	5
2.2. Fuentes ( $\alpha$ , n) . . . . .	6
2.3. Fuentes ( $\gamma$ , n) . . . . .	7
2.4. Generadores de neutrones . . . . .	8
<b>3. Simulación por Monte Carlo en GEANT4 y Resultados</b>	<b>8</b>
3.1. Simulación con geometría simplificada . . . . .	10
3.1.1. Espectros de energía depositada sin correcciones de QF . . . . .	14
3.1.2. Espectros de energía depositada con correcciones de QF . . . . .	15
3.2. Simulación con geometría completa . . . . .	19
<b>4. Conclusiones</b>	<b>21</b>
<b>Referencias</b>	<b>22</b>

# 1. Introducción y objetivos

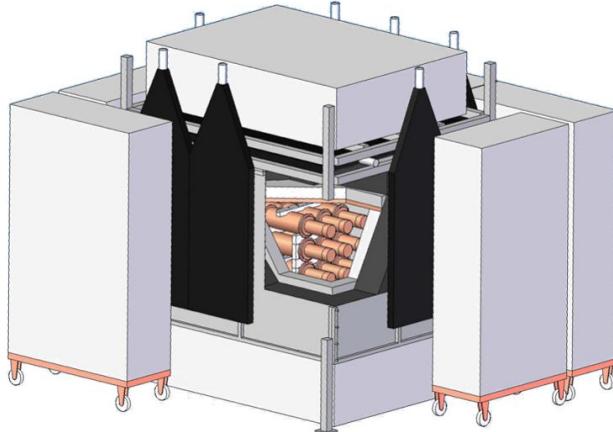
## 1.1. La materia oscura y el experimento ANAIS-112

Toda la materia ordinaria que forma el Universo que podemos ver, sólo constituye del orden del 1 % del total de la densidad de materia-energía. Se engloba dentro de lo que conocemos como materia bariónica o materia ordinaria, que supone un 5 % de la densidad del Universo. El modelo estándar de la física de partículas no puede explicar el 95 % restante del Universo, cuya naturaleza es desconocida. Observaciones cosmológicas y astrofísicas realizadas desde las primeras décadas del siglo XX aportan evidencias abrumadoras que apoyan que dentro del porcentaje actualmente desconocido hay dos componentes diferenciadas, un 27 % se considera Materia Oscura, MO, y un 68 % Energía Oscura, EO. La energía oscura explica la expansión acelerada del Universo. La materia oscura explica la dinámica de las galaxias y los cúmulos de galaxias, pero resulta también imprescindible para entender la evolución del Universo en su conjunto, desde las anisotropías en la radiación cósmica de fondo de microondas hasta la formación de estructuras a gran escala. Para todo ello, la materia oscura debe interaccionar gravitatoriamente y por lo tanto, estar en forma de partículas masivas. Sin embargo, algunos modelos de materia oscura incorporan una interacción adicional de tipo "débil" con la materia bariónica convencional. A estas partículas se las ha denominado de forma genérica WIMPs (Weakly Interacting Massive Particles) [1].

Numerosos experimentos están trabajando actualmente en la detección de materia oscura tanto directa como indirectamente. Sin embargo, solo uno de ellos, DAMA/LIBRA, ha estado proporcionando resultados positivos durante un largo periodo de tiempo. En este experimento, localizado en el Laboratorio Nacional de Gran Sasso, en Italia, se ha observado una modulación anual en la señal de los detectores. Esta señal es compatible con la que se esperaría que produjera la Materia Oscura del halo galáctico como consecuencia de la rotación de la Tierra alrededor del Sol. Debido a este movimiento, la velocidad relativa de las partículas de materia oscura respecto a los núcleos del detector cambia con una periodicidad anual. Esto ocurre al sumarse o restarse la velocidad de la Tierra a la del Sol en su movimiento alrededor del centro de la galaxia. La modulación que observa DAMA/LIBRA en sus datos tiene la misma frecuencia y fase que la variación en la velocidad de la Tierra con respecto a la galaxia. [2].

Este resultado, sin embargo, no ha sido reproducido por ningún otro experimento, y ha sido excluido por otros, aunque todos ellos usan diferente material blanco que DAMA/LIBRA y por tanto la comparación es dependiente del modelo. El objetivo del experimento ANAIS-112 (Annual modulation with NaI Scintillators) es, por tanto, confirmar o refutar el resultado de DAMA/LIBRA empleando el mismo material como blanco (NaI) y la misma técnica de detección (centelleo). ANAIS-112 fue instalado en 2017 en el Laboratorio Subterráneo de Canfranc, LSC, en España. El experimento lleva tomando datos desde el 3 de agosto de 2017 y se encuentra bajo un total de 800 metros de roca, lo que permite reducir significativamente la radiación cósmica que pueda alcanzar los detectores [3].

ANAIS-112 consiste en una matriz de  $3 \times 3$  detectores cilíndricos de NaI(Tl), de 12.5 kg de peso cada uno, sumando un total de 112.5 kg. Estos detectores son sensibles a posibles depósitos energéticos de otras partículas, producidas en las desintegraciones de isótopos radiactivos que pueden estar presentes en el entorno. Por ello se requiere utilizar un blindaje adecuado que frene dichas radiaciones. El blindaje de ANAIS consiste en 10 cm de plomo arqueológico, 20 cm



**Figura 1:** Configuración experimental de ANAIS-112.

de plomo de baja actividad, una caja anti-radón y un sistema activo de vetos para eliminar las contribuciones de posibles muones que alcancasen los detectores, y que se compone de 16 centelleadores plásticos que cubren los lados del experimento, además también incluye 40 cm de una combinación de agua y polietileno que hacen la función de moderadores de neutrones [4]. El sistema de blindaje completo que se emplea en el experimento se muestra en la figura 1.

El NaI(Tl) es un material centelleador y es uno de los materiales más empleados como detectores de radiación, con aplicaciones muy variadas, como por ejemplo en medición de radiactividad medioambiental. Cuando una partícula cargada atraviesa el material ioniza los átomos a su paso, es decir, produce excitaciones de los electrones de la banda de valencia a la de conducción. En el caso del NaI(Tl), las impurezas de Talio generan niveles en la banda prohibida del NaI, que son ocupados por algunos de esos electrones y se emiten fotones en su desexcitación en el rango del visible-UV. Los fotones son recogidos por la superficie fotosensible de un fotomultiplicador (PMT), convirtiendo los fotones de centelleo en corriente eléctrica, y amplificando la señal inicial con un elevado factor de ganancia relacionado con el voltaje aplicado. Esta señal eléctrica después es adecuadamente procesada y estudiada. Los nueve detectores que constituyen el experimento están acoplados a dos PMT cada uno mediante dos ventanas de cuarzo.

## 1.2. Energía de retroceso nuclear en la interacción WIMP-núcleo

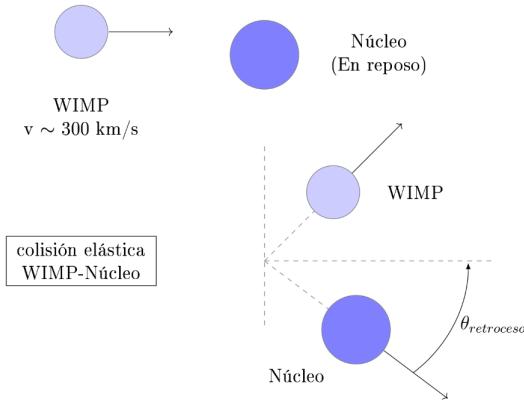
La detección directa de WIMPs mediante el uso de detectores centelleadores de NaI(Tl) se basa en la detección del retroceso nuclear de los núcleos del cristal debido a la interacción elástica WIMP-núcleo. En este proceso, la energía transferida es muy baja y depende del ángulo de dispersión del WIMP [5]. La energía máxima que el WIMP puede transferir al núcleo viene dada por la conservación del momento y la energía del choque elástico WIMP-núcleo suponiendo el núcleo en reposo, y corresponde a un ángulo de dispersión del WIMP de  $180^\circ$  y, por tanto, a un ángulo de retroceso  $\theta_{retroceso} = 0$ . Ver figura 2.

$$E_{RN\max} = E_{WIMP} \frac{4M_{núcleo}M_{WIMP}}{(M_{núcleo} + M_{WIMP})^2} \quad (1)$$

Se puede ver, por tanto, que la energía de retroceso depende de la masa del WIMP, que típicamente se considera en el rango desde 10 GeV hasta varios TeV [6], aunque en la actualidad se

están investigando candidatos con menor masa también, y de la energía cinética que posee.

Los WIMPs se distribuyen en halos en torno a las galaxias y se espera que tengan una distribución de velocidades relativamente compleja. La simulación de sistemas de muchos cuerpos que se requiere para analizar el proceso de colapso gravitatorio y formación de una galaxia es complicada.



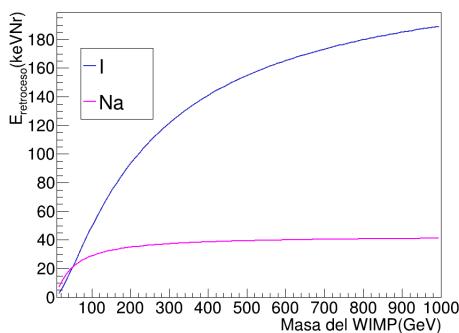
**Figura 2:** Esquema de la colisión elástica entre un WIMP y un núcleo del detector

según  $\sigma = \sqrt{3/2} v_c$ . Usualmente se toma  $v_c = 220 \text{ km/s}$  como media de valores obtenidos en diferentes estudios [8]. Las velocidades cuadráticas medias de los WIMP que corresponden a esta velocidad circular son de unos 270 km/s, en el modelo de halo más simple.

Se puede considerar la aproximación más sencilla, asumiendo que el halo galáctico es esférico y que los WIMPs se encuentran en equilibrio térmico, con una distribución de velocidades de Maxwell truncada a velocidades superiores a la velocidad de escape de la galaxia ( $v_{\text{escape}} \sim 500 \text{ km/s}$ , [7]) como se puede ver en la ecuación 2.

$$f(\mathbf{v}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \cdot \exp\left(-\frac{|\mathbf{v}|^2}{2\sigma^2}\right) \quad (2)$$

La velocidad de dispersión  $\sigma$  se relaciona con la velocidad circular, que se corresponde con la velocidad de rotación de la materia bariónica, estrellas, y nubes de gas y polvo en torno al centro galáctico,



**Figura 3:** Energía máxima de retroceso de los núcleos de sodio y yodo en función de la masa del WIMP, y suponiendo una velocidad relativa WIMP-núcleo igual a 300 km/s.

han sido convertidas a GeV, de modo que  $M_{Na} = 21.5 \text{ GeV}$  y  $M_I = 118.6 \text{ GeV}$ .

Para estimar la energía máxima que deja un WIMP típico en una colisión elástica con un núcleo, habría que calcular un valor promedio de la velocidad relativa entre los WIMPs del halo y los núcleos del detector, que se mueve con la Tierra dentro del halo. Se tendría que hallar el promedio de la velocidad relativa entre los WIMPs (con velocidades de dispersión del orden de 270 km/s) y los núcleos del detector, que se mueven junto con el Sol a unos 230 km/s hacia la constelación del Cisne.

Tomando 300 km/s como un valor típico de velocidad relativa WIMP-núcleo, y considerando una masa de los WIMPs entre 10 y 1000 GeV podemos obtener la energía máxima transferida a los núcleos de sodio y yodo siguiendo la expresión 1. Para poder realizar los cálculos, las masas de los núcleos

Se puede observar en la figura 3 que las energías de retroceso que producen los WIMPs están por debajo de 100 keV en el caso del sodio y por debajo de 200 keV en el caso del yodo para el rango

de masas representado. Estos serán los órdenes de energías en los que nos interesa estudiar los retrocesos nucleares y caracterizar adecuadamente la respuesta de los detectores de ANAIS-112..

### 1.3. Factor de "quenching"(QF)

Los experimentos de detección de Materia Oscura suelen calibrarse con fuentes de fotones, que generan retrocesos electrónicos en el medio de detección. Sin embargo, es imprescindible el diseño de métodos de calibración en energías de retroceso nuclear, ya que la conversión de la energía depositada en luz de centelleo es diferente para ambos casos. Esto se debe a que los detectores de NaI(Tl) son sensibles a la partícula que interacciona, tanto en la fracción de energía que se convierte en luz de centelleo como en la evolución temporal del pulso luminoso. Esta diferencia debe ser cuantificada y para ello se establece una relación entre el centelleo producido por un retroceso nuclear (RN) de una determinada energía, y un retroceso electrónico (RE) que deposite la misma energía en el material. La relación entre la luz producida por ambos tipos de retrocesos se define como factor de "quenching" y es imprescindible para poder conocer la energía que se deposita realmente en los detectores en cada interacción.

Para entender mejor este factor, primero se debe ver que para retrocesos, nucleares o electrónicos, que emiten la misma cantidad de luz  $L$ , se puede establecer un factor de calibración según las ecuaciones 3 y 4.

$$c_{rn} = \frac{E_{rn}}{L} \quad (3)$$

$$c_{re} = \frac{E_{ee}}{L} \quad (4)$$

Donde  $E_{rn}$  es la energía de retroceso nuclear y  $E_{ee}$  la energía equivalente de un retroceso electrónico.  $L$  es la luz de centelleo emitida y a partir del valor del factor de calibración  $c_{re}$  se puede convertir en energía equivalente de retroceso electrónico,  $E_{ee}$ . Siguiendo el mismo razonamiento para la energía equivalente de retroceso nuclear y a partir de  $L$  se llega a la definición del QF que relaciona ambas energías equivalentes.

$$E_{rn} = c_{rn} \times L = c_{rn} \times \frac{E_{ee}}{c_{re}} = \frac{c_{rn}}{c_{re}} \times E_{ee} = QF^{-1} \times E_{ee} \quad (5)$$

El factor de "quenching" queda definido según la ecuación 5 como  $QF = c_{re}/c_{rn}$ .

Este efecto no es exclusivo del NaI(Tl), sino que se observa en la mayoría de los centelleadores. A partir de una determinada cantidad de luz observada  $L$ , le corresponde una distinta energía depositada según sea atribuida a un RN o un RE. De forma general, los RN producen menos luz que los RE para la misma energía depositada, esto es debido a la alta densidad de ionización que producen, que satura los niveles responsables de la emisión de centelleo.

En la actualidad los factores de "quenching" del sodio y del yodo se encuentran todavía bajo estudio. Diferentes grupos de investigación han realizado medidas empleando fuentes de neutrones, que interaccionan en la mayor parte de los casos elásticamente con los núcleos del detector produciendo retrocesos nucleares. Se ha observado, en varias de las medidas más recientes, una dependencia creciente del QF con la energía para energías de retroceso inferiores a 100 keV y un QF constante para energías superiores. Sin embargo, no está todavía clara la dependencia

con la energía del QF y en muchos trabajos se sigue considerando constante. Por este motivo, en este trabajo se considerarán QF's independientes de la energía y cuyos valores se tomarán dentro de los rangos de 0.2-0.4 para el Na y 0.05-0.09 para el I [9]. Multiplicando la energía de retroceso nuclear para el yodo y el sodio por su correspondiente factor de "quenching" se obtiene la energía equivalente en retroceso electrónico, que se mide en keVee.

Los nueve detectores de ANAIS-112 son calibrados simultáneamente cada dos semanas empleando una fuente externa de  $^{109}\text{Cd}$ , que al tratarse de una fuente de radiación gamma, genera retrocesos electrónicos. Debido a la diferente respuesta de los detectores comentada anteriormente, es necesario complementar estas calibraciones empleando fuentes de neutrones que permitan calibrar en energía de retrocesos nucleares y por lo tanto, determinar el QF que corresponde a los detectores de ANAIS-112.

El objetivo del presente trabajo es analizar la respuesta de los detectores de ANAIS-112 a diferentes fuentes de neutrones, evaluando el efecto de distintos de valores de "quenching". Para ello se realizarán simulaciones mediante el método de Monte Carlo empleando el paquete de simulación GEANT4.

Se realizará, además, un estudio de las diferentes fuentes de neutrones disponibles actualmente en el mercado y su viabilidad para calibrar el experimento en el Laboratorio Subterráneo de Canfranc (LSC).

## 2. Fuentes de neutrones para la calibración de ANAIS-112

Solo recientemente en el experimento ANAIS-112 se han realizado calibraciones con neutrones. En el LSC hay disponible una fuente de neutrones de fisión, de  $^{252}\text{Cf}$ , que es la que se emplea actualmente para realizar estas calibraciones.

Combinar la información obtenida con las calibraciones de  $^{252}\text{Cf}$  con la que se podría derivar de calibraciones con otras fuentes de neutrones diferentes sería de interés para el experimento ANAIS-112. En concreto, el uso de fuentes monoenergéticas podría arrojar resultados más precisos para el factor de "quenching" y ayudar a su entendimiento, al poder conocer con exactitud la energía de los neutrones que producen los retrocesos nucleares en los núcleos de los detectores.

A continuación se va a presentar un estudio y comparación de diversas fuentes de neutrones que podemos considerar utilizar para calibrar el experimento ANAIS, organizadas según la reacción mediante la cual se producen los neutrones en cada caso.

### 2.1. Fuentes de fisión

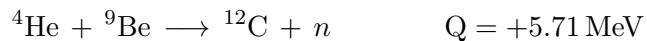
Estas fuentes consisten en isótopos con una alta probabilidad de sufrir fisión espontánea, emitiendo en el proceso neutrones rápidos y productos de fisión. En concreto, en ANAIS-112 se emplea la fuente de este tipo más común,  $^{252}\text{Cf}$ , con un periodo de semidesintegración de 2.65 años. Emitiendo isotrópicamente  $2.30 \times 10^6$  neutrones/segundo por cada microgramo de material y pudiendo comercializarse en tamaños pequeños, esta fuente emite neutrones con un espectro continuo de energías desde 0.5 MeV a 10 MeV, dominando la emisión en el rango de 1 a 3 MeV [10].

## 2.2. Fuentes ( $\alpha$ , n)

Se basan en la existencia de isótopos estables con una energía de ligadura para uno de sus neutrones baja (como por ejemplo el berilio). Una partícula  $\alpha$  proveniente de una desintegración radiactiva puede provocar una reacción nuclear en la que se emite un neutrón [11].

Una fuente de este tipo constituida por un material que se desintegre emitiendo partículas  $\alpha$ , entre otro tipo de radiaciones, y que posea una vida media larga junto con un isótopo como el berilio, que tiene una energía de ligadura del neutrón de 1.7 MeV, permite obtener una producción constante de neutrones.

La reacción es la siguiente:



Se debe tener en cuenta que en una fuente de este tipo se producirían también emisiones  $\gamma$  debido al hecho de que el núcleo final de  ${}^{12}\text{C}$  puede quedar en un estado excitado de energías 4.43 o 7.65 MeV, en vez de en el estado fundamental.

La desventaja de estas fuentes reside en que los neutrones producidos no son monoenergéticos debido a los diferentes grupos de partículas  $\alpha$  emitidos, las diferentes direcciones de emisión de los neutrones para las respectivas  $\alpha$  o la posibilidad de que el elemento hijo quede en un estado excitado [11].

El espectro energético de los neutrones procedentes de fuentes  $\alpha/\text{Be}$  son similares para los diferentes elementos que emiten las partículas  $\alpha$  y abarca hasta los 13 MeV, siendo 5 MeV la energía más probable de los neutrones [10],[11].

Ejemplos de fuentes de neutrones de este tipo con berilio:

- ${}^{210}\text{Po} + {}^9\text{Be}$  y  ${}^{238}\text{Pu} + {}^9\text{Be}$

Se trata de unas de las fuentes de neutrones más empleadas en el laboratorio debido a su alto número de neutrones producidos y al relativamente bajo número de rayos  $\gamma$  emitidos en el proceso. Una ventaja de la fuente de plutonio respecto al polonio, es el periodo de semidesintegración del primero, que es de 86 años frente a 138 días para el caso del polonio.

- ${}^{241}\text{Am} + {}^9\text{Be}$

El isótopo de  ${}^{241}\text{Am}$  tiene un periodo de semidesintegración de 433 años y se desintegra emitiendo con una probabilidad del 100 % una partícula  $\alpha$  de energía media 5.48 MeV. Se puede producir además, con el 35.9 % de probabilidad, una emisión  $\gamma$  de 59.5 keV, además de la posibilidad ya descrita de producir estados excitados en el elemento hijo del berilio, con su correspondiente emisión de un fotón en su desexcitación [12].

El  ${}^{241}\text{Am}$  se produce cuando el  ${}^{239}\text{Pu}$  absorbe neutrones. Este elemento no se produce de manera natural y la forma más común de obtenerlo es bombardeando plutonio en reactores nucleares.

- ${}^{226}\text{Ra} + {}^9\text{Be}$

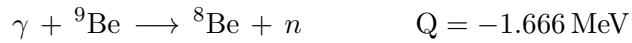
Este tipo de fuentes ha ido progresivamente sustituyéndose por las de  ${}^{210}\text{Po}$ ,  ${}^{238}\text{Pu}$  y  ${}^{241}\text{Am}$  debido a la alta emisión de gammas del radio y de sus elementos hijo [11].

En resumen, el uso de una fuente de  $^{226}\text{Ra}/^9\text{Be}$  queda descartado debido a la alta radiación  $\gamma$  del radio y sus hijos. Por otro lado, se consideraría antes para su uso en el laboratorio la fuente de  $^{241}\text{Am}/^9\text{Be}$  que una constituida de polonio o plutonio por tener la primera un periodo de desintegración mayor, además de una tasa de producción de neutrones superior.

### 2.3. Fuentes ( $\gamma$ , n)

El proceso de generación de neutrones es similar a las fuentes de neutrones derivadas de reacciones con partículas  $\alpha$ . En este caso, un isótopo radiactivo emite un gamma, el cual es absorbido por el núcleo blanco, que será excitado y emitirá un neutrón en consecuencia. Estas fuentes presentan la ventaja de poder producir neutrones prácticamente monoenergéticos cuando la fuente de fotones lo es.

Se puede emplear como núcleo blanco tanto  $^9\text{Be}$  como  $^2\text{H}$ , aunque el primero es el más común. La reacción para el caso del berilio es la siguiente:



Estas fuentes presentan la desventaja de la baja tasa de producción de neutrones, y las dificultades asociadas con la presencia de radiación  $\gamma$  muy intensa. Esta radiación es necesaria para producir la reacción descrita. No obstante, podría afectar en exceso al ritmo de detección de los detectores de ANAIS-112 y dificultar la detección de los neutrones [11], [10].

Algunas de las fuentes de este tipo que han sido estudiadas:

- ${}^{24}\text{Na} + {}^9\text{Be}$

El  ${}^{24}\text{Na}$  emite un  $\gamma$  de 2.76 MeV, energía suficiente para superar la energía de ligadura del neutron en el  ${}^9\text{Be}$ .

Obtendríamos  $2 \times 10^6$  neutrones/s por Ci de  ${}^{24}\text{Na}$  y un neutrón de energía  $E_n = 0.8 \text{ MeV}$ . Esta fuente cuenta con una desventaja, que el periodo de semidesintegración de este isótopo es corta, de tan solo 15 horas, por lo que la muestra debería sustituirse cada vez que se precisase usarla y habría que producir el isótopo muy cerca del lugar de utilización, lo que la hace difícilmente utilizable en el LSC [11].

- ${}^{88}\text{Y} + {}^9\text{Be}$

Este isótopo del Itrio emite dos  $\gamma$  de  $E_\gamma = 1.836 \text{ MeV}$  y  $2.743 \text{ MeV}$ . El periodo de semidesintegración de este isótopo es de 106.65 días, siendo mayor que en el caso del  ${}^{24}\text{Na}$ . Por otro lado, la energía de los neutrones obtenidos mediante esta reacción es de  $E_n = 152 \text{ keV}$ , inferior a la obtenida a partir de sodio. La energía máxima de retroceso impartida a los núcleos de sodio quedaría reducida a 24 keV según la ecuación 1, considerando la masa del neutrón en lugar de la del WIMP [13].

La mayor ventaja de los neutrones emitidos por estas fuentes es su carácter monoenergético, esta es una característica de las fuentes de fotoneutrones, especialmente para energías del orden de los 100 keV. Además, eligiendo la energía de los fotones adecuadamente, se pueden seleccionar las energías de los neutrones producidos para adaptarlas al rango de interés, que recordamos que en el caso de ANAIS-112 es del orden de los 100 keV.

Su desventaja es que a causa de la baja sección eficaz de la reacción de fotodesintegración, la tasa de producción de neutrones por segundo y Ci de material emisor gamma es baja.

Esta fuente en concreto cuenta con la ventaja de que se han realizado estudios previos sobre la viabilidad de una fuente de este tipo en un experimento de detección de materia oscura [13], es por ello una buena candidata a ser considerada como opción para la calibración de ANAIS-112. En este caso, serían necesarios al menos entre 15 y 20 cm de plomo para absorber la radiación gamma descrita anteriormente y conseguir que no dificulte la detección de los neutrones en los detectores de ANAIS-112. Esto no supone un problema, ya que el blindaje de ANAIS-112 tiene 30 cm de plomo de espesor, luego basta con colocar en el exterior del blindaje la fuente de neutrones. Por otro lado, la corta vida media del  $^{88}\text{Y}$  hace que no se puedan plantear programas de calibración a largo plazo del experimento, pero sí calibraciones puntuales, con fuentes preparadas específicamente para este fin.

#### 2.4. Generadores de neutrones

Los aceleradores generan haces de partículas de alta energía, que pueden producir neutrones cuando esta energía es superior al umbral para la producción de neutrones en el blanco sobre el que inciden. Este umbral es de 1.67 MeV para el berilio y de 2.23 MeV para el deuterio [13]. Además se trata de fuentes de neutrones que pueden ser monoenergéticas bajo las condiciones adecuadas de energía inicial y ángulo de impacto del haz [10]. Este tipo de fuente a su vez permite controlar con exactitud el tiempo de exposición y puede apagarse cuando se deseé.

Sin embargo, las desventajas de los aceleradores de partículas como fuente de neutrones, respecto de las fuentes radiactivas, se encuentran en su tamaño y la dificultad de su colocación cerca de los detectores de ANAIS-112. Es posible, además, que su operación cerca del experimento genere algún tipo de interferencia electromagnética.

Existen varias reacciones que involucran protones o deuterones acelerados para la producción de neutrones. Sin embargo, por su disponibilidad, tamaño y prestaciones se van a considerar los generadores de neutrones mono-energéticos DD108 (Adelphi Technology, INC. [14]). Se trata de un generador de neutrones transportable que emplea la reacción de fusión deuterio-deuterio para producir hasta  $1 \times 10^8$  neutrones/segundo de 2.45 MeV de energía. La reacción en la que se basan es la siguiente:



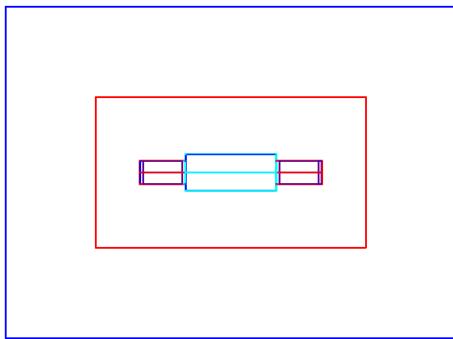
Donde dos núcleos de deuterio se fusionan para formar un núcleo de  $^3\text{He}$  y un neutrón libre.

### 3. Simulación por Monte Carlo en GEANT4 y Resultados

Para simular la interacción de los neutrones generados por las fuentes anteriormente descritas con los detectores del experimento se va a utilizar el paquete GEANT4 [15]. GEANT4 es una herramienta de software que permite simular con precisión el paso de partículas a través de la materia empleando métodos de Monte Carlo. Permite al usuario modificar libremente parámetros del sistema a simular, como la geometría, tipo de partículas involucradas y su energía inicial, así como almacenar información relativa al tipo de interacción que se ha producido y la respuesta

de los detectores. Además permite la visualización de la geometría y las partículas por medio de diferentes interfaces [15].

La geometría constituye un aspecto relevante de la simulación. GEANT4 permite simular diferentes volúmenes, seleccionando sus dimensiones y propiedades. Para este trabajo se han realizado simulaciones con dos geometrías distintas. En la figura 4 se muestra la geometría sencilla que se ha empleado para realizar las simulaciones con las diferentes fuentes. Esta geometría simplificada incluye el cristal de NaI(Tl), que se trata de un volumen sensible. Los volúmenes sensibles para GEANT4 son aquellos que almacenan información sobre las partículas que han interaccionado y sobre la energía que han depositado. Este volumen aparece representado en color azul cian en la figura 4. En la misma figura también se observa el blindaje de plomo de 30 cm que rodea el módulo de ANAIS-112, y los dos tubos fotomultiplicadores acoplados al cristal de NaI(Tl).



**Figura 4:** Geometría sencilla, formada por un módulo de ANAIS-112 junto con el blindaje de plomo.

Los resultados de la simulación GEANT4 tienen el formato adecuado para ser analizados en ROOT, un sistema potente de análisis de datos orientado a la física de altas energías desarrollado por CERN, pero que actualmente tiene un rango de aplicación muy amplio [16]. ROOT trabaja con datos ordenados en Ntuplas que reciben el nombre de **TTree**. De esta forma se facilita la selección de información dentro de grandes volúmenes de datos. Dentro de cada **TTree** se almacenan diferentes variables de interés asociadas a cada evento. Entre las variables que se almacenan para cada interacción en el volumen sensible podemos mencionar: posición inicial de la partícula "padre", energía de la partícula que interacciona, posición de la interacción, energía que deposita, tipo de partícula, volumen en el que ha interaccionado, etc.

Estos datos son analizados en un "segundo nivel" para convertir los depósitos energéticos en señales comparables a las que observan los detectores de ANAIS-112. Para ello se integra la energía depositada en intervalos de  $1 \mu\text{s}$  tras el primer depósito energético, ya que es esta la ventana de integración de las tarjetas digitalizadoras que usa el sistema de adquisición de datos de ANAIS-112. En este segundo nivel se realiza también la corrección del factor de "quenching", de modo que podemos distinguir las siguientes variables relacionadas con la energía depositada:

- $E_{Tot}$

Es la energía total que ha sido depositada en los detectores sin realizar correcciones con QF. Se mide en keV.

- $E_{Na}$  y  $E_I$

Son las energías de retroceso de los núcleos de sodio y yodo, respectivamente. Estas energías se miden en energía de retroceso de nuclear ya que no han sido corregidas con el QF.

- $E_{Na,ee}$  y  $E_{I,ee}$

De nuevo, son las energías de retroceso de los núcleos de sodio y yodo pero convertidas a energía equivalente de electrón a través del QF, según 6. Se miden en keVee.

$$E_{Na,ee/I,ee} = E_{Na/I} \cdot QF_{Na/I} \quad (6)$$

- $E_{Tot,ee}$

Esta es la energía observada por el experimento ANAIS y la que deberemos utilizar para comparar simulación y experimento. En la simulación la podemos obtener tras corregir con el QF las energías de retroceso del yodo y del sodio:

$$E_{Tot,ee} = E_{Tot} - E_I - E_{Na} + E_{I,ee} + E_{Na,ee} \quad (7)$$

Como resultado de la simulación, se guarda la energía depositada en el volumen sensible ( $E_{Tot}$ ,  $E_{Na}$ ,  $E_I$ ) junto con la partícula responsable de la interacción. De esta forma, se puede tener en cuenta en una etapa posterior de análisis la corrección por el factor de "quenching", para la conversión en energías equivalentes de electrón, como las que se observan en los detectores de ANAIS-112. En todas las simulaciones se han considerado  $10^7$  eventos que nos permiten tener resultados estadísticamente significativos para todas las fuentes consideradas.

Se debe tener en cuenta que al realizar una simulación en GEANT4, no se establece la duración de la calibración, si no que esta debe ser calculada a través de la actividad de la fuente. Para poder hacer comparaciones entre las diferentes simulaciones y las medidas experimentales, como puede ser el fondo, es conveniente normalizar el número de cuentas obtenidas a las unidades en las que se suele expresar el fondo radiactivo. Las unidades son cuentas/keV/kg/día. Por tanto dividiremos el resultado de la simulación (histograma de energías depositadas en el volumen sensible de detección) por la masa del experimento (12.5 kg para la geometría sencilla y 112.5 kg para la completa) y por la duración de la medida. La duración se calcula dividiendo el número de sucesos primarios generados por la actividad de la fuente, y convirtiendo el resultado a días.

### 3.1. Simulación con geometría simplificada

En este caso, aunque se considera la disposición de los detectores del experimento completo, sólo se simula el detector situado en la posición central, como se ve en la figura 4. El detector consiste en un cristal de Na(Tl) recubierto de teflón y cobre y acoplado a dos PMTs mediante dos ventanas de cuarzo. Como blindaje exterior para este caso se consideran los 10 cm de plomo arqueológico junto con los 20 cm de plomo de baja actividad.

En primer lugar se realizaron pruebas con las fuentes de neutrones en el interior del blindaje de plomo. A pesar de que el número de neutrones que alcanzaban los detectores era mayor, la presencia de radiación gamma sin blindaje afectaba a los ritmos de detección que eran dominados por los RE, por lo que esta opción no se consideró viable.

Empleando esta geometría, las diferentes fuentes se han dispuesto en la parte exterior del blindaje, a 58 cm del centro de los detectores en la dirección perpendicular al eje longitudinal de los detectores (dirección horizontal en la figura 4). Esta posición concreta se ha escogido para que los neutrones primarios emitidos por la fuente estén lo más cerca posible del volumen sensible

de detección y se puedan limitar al máximo las desviaciones o interacciones con otras superficies o partículas.

En la sección 2 se han considerado fuentes con diferentes procesos de producción de neutrones. Teniendo en cuenta las desventajas y ventajas de cada una, las fuentes para las que se van a realizar simulaciones se enumeran a continuación. Se van a tratar también las características y modo de simulación de cada una de las fuentes por separado.

- **$^{252}\text{Cf}$  como fuente de fisión espontánea**

Consideramos una fuente de  $^{252}\text{Cf}$  con una actividad  $A(t_0) = 10 \text{ kBq}$  a 1 de agosto de 2016 (datos correspondientes a la fuente actualmente disponible en el LSC). Teniendo en cuenta el decaimiento de la muestra radiactiva, la actividad en la fecha en la que se realizó la simulación vendrá dada por la relación 8.

$$A(t) = A(t_0) \cdot e^{-\frac{\ln(2)}{T_{1/2}}t} \quad (8)$$

La simulación se realizó el 3 de mayo de 2022, luego ha transcurrido un tiempo  $t = 5.756$  años. Teniendo en cuenta que el periodo de semidesintegración del  $^{252}\text{Cf}$  es  $T_{1/2} = 2.6470$  años, se obtiene una actividad de  $A(t) = 2.2151 \text{ kBq}$ .

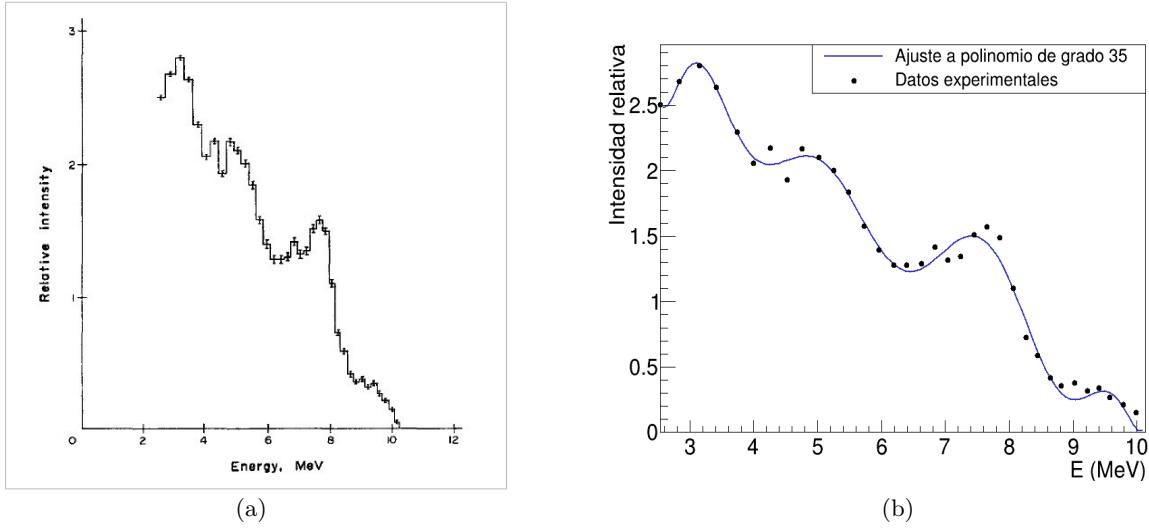
- **$^{241}\text{Am}/^9\text{Be}$  como fuente ( $\alpha, n$ )**

Las fuentes constituidas por estos elementos tienen una producción constante de neutrones junto con una gran cantidad de radiación gamma, que como se verá en las simulaciones, es absorbida por el blindaje de plomo.

A la hora de realizar las simulaciones en GEANT4, inicialmente se trató de simular una fuente de este tipo a partir de sus elementos constituyentes: el isótopo que experimenta desintegración alfa ( $^{241}\text{Am}$ ) y el berilio. Una fuente típica de  $^{241}\text{Am}/^9\text{Be}$  consiste en una mezcla compacta de dióxido de americio con berilio encerrada en un cilindro de acero inoxidable, [17]. Se buscaba simular el proceso completo de desintegración del  $^{241}\text{Am}$ , con su correspondiente emisión de una partícula  $\alpha$ , que produciría la emisión de un neutrón según el proceso descrito en el apartado 2.2. Sin embargo, esto no fue posible porque las librerías de GEANT4 no incluyen las secciones eficaces para reacciones ( $\alpha, n$ ), por lo que este proceso no era simulado y no se emitían neutrones.

Como aproximación para simular esta fuente se empleó el espectro de una fuente de  $^{241}\text{Am}/^9\text{Be}$  medido con un cristal centelleador orgánico, extraído de [17]. La actividad de la fuente considerada es  $A = 1 \text{ Ci}$ , emitiendo  $2.6 \times 10^4$  neutrones/segundo. En este espectro no hay información sobre los neutrones emitidos por debajo de unos 2 MeV, por lo que no se han simulado. Sin embargo, es probable que su emisión, aunque no sea dominante si esté presente, introduciendo cierta incertidumbre en las estimaciones realizadas para esta fuente.

Tomando el espectro de la figura 5(a) y empleando un digitalizador de gráficas, se obtuvieron los puntos del espectro que se pueden ver en la figura 5(b). Una vez obtenidos los puntos se ajustó el espectro mediante una rutina en *python* a una función polinómica de grado 35, ver figura 5(b). Se ha realizado el ajuste con un polinomio de grado 35



**Figura 5:** (a) Espectro de  $^{241}\text{Am}/^9\text{Be}$  según [17]. (b) Gráfica que muestra los datos experimentales obtenidos del espectro y su ajuste a un polinomio de grado 35.

debido a que al calcular el error absoluto medio, entre los valores obtenidos mediante la función ajustada, y los valores experimentales, este se encontraba por debajo de 0.04 en valor absoluto. Para grados del polinomio mayores la precisión del ajuste no aumentaba significativamente.

En GEANT4 se utilizó esta función polinómica como función de probabilidad para asignar aleatoriamente a los neutrones energías iniciales, acordes a la emisión de la fuente de  $^{241}\text{Am}/^9\text{Be}$ . En total se lanzaron  $10^7$  neutrones.

#### ■ $^{88}\text{Y}/^9\text{Be}$ como fuente ( $\gamma, n$ )

Esta fuente es especialmente interesante por su capacidad de producción de neutrones monoenergéticos, tal y como se comentó en la sección 2.3.

Tomando como referencia el artículo [13], se trató de simular una fuente de  $^{88}\text{Y}/^9\text{Be}$ . Sin embargo, de nuevo GEANT4 tampoco contempla las reacciones de producción de neutrones ( $\gamma, n$ ). A pesar de que sí permite considerar la desintegración del  $^{88}\text{Y}$  y la producción de los gammas de 1.836 MeV y 2.743 MeV, no se producen neutrones en el berilio.

La solución que se adoptó en este caso difiere de la empleada para la fuente de  $^{241}\text{Am}/^9\text{Be}$ . Se toma como referencia la fuente empleada en [13], constituida por una "caja de pastillas" cilíndrica de óxido de berilio que encapsula una muestra de  $^{88}\text{Y}$ . Esta fuente poseía una actividad  $A = 0.1 \text{ mCi}$  y producía aproximadamente 400 neutrones/segundo en el momento el que se realizaron las medidas tomadas de [13]. En este trabajo se adoptará la misma actividad de la fuente de  $^{88}\text{Y}$  y la misma tasa de producción de neutrones, aceptando que una fuente de similares características podría ser reproducida en el laboratorio. En la práctica se simularon por separado las dos contribuciones:  $10^7$  átomos de  $^{88}\text{Y}$  que se desintegran produciendo los gammas antes comentados y  $10^7$  neutrones de  $E_n = 152 \text{ keV}$ . Ambos tipos de partículas se emiten desde la misma posición. Después se combinarán los resultados teniendo en cuenta las correspondientes actividad y tasa de producción según [13].

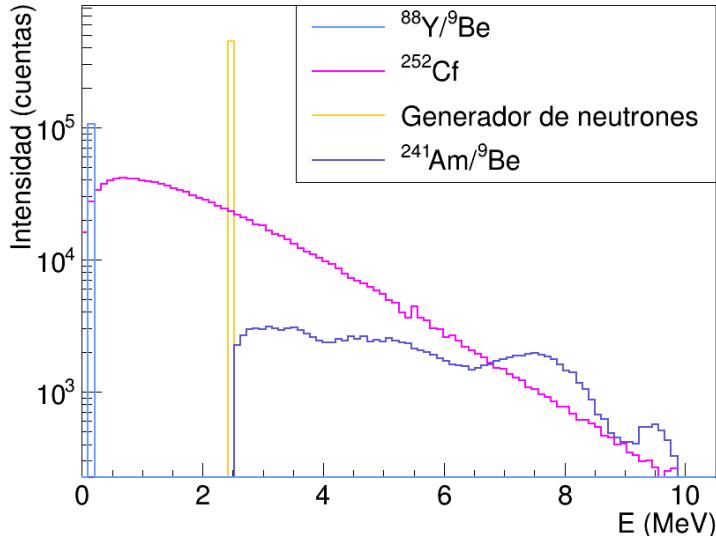
Teniendo en cuenta el blindaje presente en ANAIS-112, se comprobó en las simulaciones que el 100 % de los gammas producidos en la desintegración del  $^{88}\text{Y}$  eran absorbidos por los 30 cm de plomo. Por lo que los resultados de las simulaciones que se mostrarán más adelante están obtenidos a partir de una fuente de neutrones monoenergética de 152 keV.

- **Generador de neutrones DD108 (Adelphi Technology, INC.)**

Los generadores mono-energéticos DD108 producen neutrones de 2.45 MeV con una tasa de producción que puede alcanzar los  $10^8$  neutrones/segundo. Están constituidos por un acelerador, una fuente de alimentación con un mando de control y un intercambiador de calor, [14]. Gracias a la información proporcionada por Adelphi Technology, INC. se supo que tanto la energía del neutrón como la intensidad dependen del ángulo de observación relativo a la dirección de aceleración de los deuterones. El valor de  $10^8$  neutrones/segundo, que es la tasa de producción que se toma en este trabajo, se corresponde con el flujo equivalente a la medida a  $90^\circ$ .

En las simulaciones realizadas en este trabajo se han emitido los neutrones desde la misma posición indicada anteriormente, y en la dirección perpendicular al eje de los detectores apuntando hacia estos. En un generador real existiría una dispersión tanto en la energía del neutrón como en su dirección, que se podría incluir en estudios más avanzados, incluyendo incluso también un sistema de colimación.

En la figura 6 se muestran los espectros de energías simuladas para los neutrones emitidos por las diferentes fuentes seleccionadas. Serán las partículas primarias de las simulaciones cuyos resultados se presentan a continuación.



**Figura 6:** Espectro de la energía de los neutrones empleado para cada una de las fuentes. Se pueden observar los espectros mono-energéticos de la fuente de  $^{88}\text{Y}/^9\text{Be}$  y del generador de neutrones, junto con los espectros continuos de las fuentes de  $^{241}\text{Am}/^9\text{Be}$  ([17]) y de  $^{252}\text{Cf}$ .

### 3.1.1. Espectros de energía depositada en un módulo de ANAIS-112 sin correcciones de QF

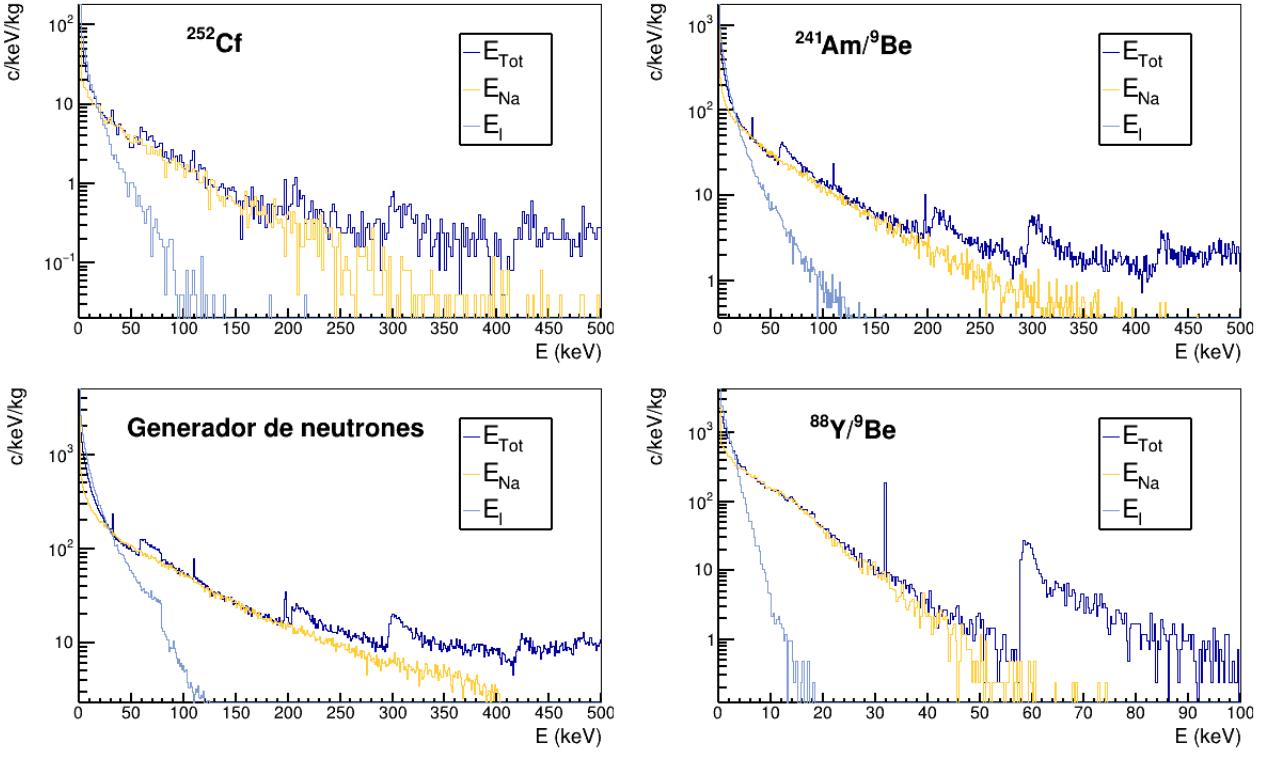
Para comenzar el análisis de las simulaciones, es conveniente analizar el espectro en energías depositadas en los detectores para las diferentes fuentes. En la figura 7 podemos ver representadas la energía total depositada en el cristal del detector,  $E_{Tot}$ , y el espectro de la energía transferida a los núcleos de sodio,  $E_{Na}$ , y yodo,  $E_I$ , para las diferentes fuentes.

Cuando se considera el espectro sin realizar correcciones del factor de "quenching", se puede comparar la energía máxima depositada en los núcleos de sodio y yodo con los cálculos realizados empleando la expresión 1, pero considerando la masa del neutrón en lugar de la de los WIMPs. El ejemplo más claro se puede ver en la figura 7 para el generador de neutrones. Considerando la masa del neutrón,  $M_{neutrón} = 1.00898$  u, su energía  $E_n = 2.45$  MeV y las masas de los núcleos de sodio y yodo,  $M_{Na} = 22.98977$  u y  $M_I = 126.90447$  u, respectivamente, se obtiene una energía máxima transmitida de 394.7 keV para los núcleos de sodio y de 76.7 keV para los núcleos de yodo. En la figura 7 se puede observar de manera clara una disminución de sucesos brusca para  $E_I$  en 76.7 keV, este valor corresponde a la máxima transferencia de energía en una única colisión elástica. Sin embargo, se observan sucesos a energías mayores. Esto es debido a que los neutrones pueden experimentar varias dispersiones elásticas en el detector dentro de la ventana de 1  $\mu s$  de integración. Estamos observando "scattering" múltiple en los detectores de ANAIS-112, debido a que las secciones eficaces de dispersión elástica son altas y es muy probable que haya varias interacciones del neutrón. Esto sucede también para  $E_{Na}$ , debido a que las secciones eficaces de dispersión elástica son menores, la dispersión múltiple no contribuye de forma tan importante, y se puede observar que la energía máxima transferida al sodio por los neutrones es, efectivamente, 394.7 keV.

Se puede observar, además, que el rango de energías llega hasta 500 keV en todos los casos excepto en la fuente de  $^{88}\text{Y}/^{9}\text{Be}$ . Esto se debe a la energía del neutrón, que es 152 keV, inferior a las energías de los neutrones del resto de fuentes. En la figura 7 se representan los histogramas de depósitos energéticos en cuentas/keV/kg sin tener en cuenta la corrección a ritmo de detección mencionada al inicio de la sección 3, que sin embargo se llevará a cabo más adelante.

Todas las gráficas muestran algunas estructuras similares, producidas por las interacciones de los neutrones con los átomos que componen el cristal centelleador. En torno a 31.8 keV se identifica claramente un pico que corresponde a la energía de ligadura de la capa K del  $^{128}\text{Te}$ , que se emite en la desintegración por captura electrónica del  $^{128}\text{I}$ , producido por la captura de un neutrón en  $^{127}\text{I}$ . La probabilidad de desintegración por captura electrónica del  $^{128}\text{I}$  es de 6.9 % frente a un 91.3 % de probabilidad de desintegración  $\beta^-$ , [18]. Este pico puede observarse con mayor precisión en la gráfica del  $^{88}\text{Y}/^{9}\text{Be}$ , debido a que el rango de representación es menor. Se debe tener en cuenta que en los resultados de la simulación este pico tiene una energía perfectamente definida, solo limitada por el bineado del histograma considerado. Sin embargo, los detectores de ANAIS-112 medirán una distribución gaussiana en torno al valor especificado, a causa de la resolución en energía de los detectores. Para obtener, por tanto, espectros más acordes con los experimentales sería necesario aplicar una corrección en resolución a los resultados de la simulación.

Otro pico relevante que se puede observar en todas las gráficas es el pico debido a la dispersión



**Figura 7:** Energía total depositada,  $E_{Tot}$ , energía depositada en el sodio,  $E_{Na}$  y energía depositada en el yodo,  $E_I$ , para las diferentes fuentes sin realizar correcciones del factor de "quenching".

inelástica del neutron en  $^{127}\text{I}$ , que emite un gamma de 57.6 keV. Este gamma se corresponde con la energía del primer nivel excitado del  $^{127}\text{I}$  que, en este caso, se sumará siempre a la energía del retroceso nuclear. Es por ello que se observa un pico asimétrico, con una cola exponencial decreciente hacia mayores energías. Este pico puede observarse en los espectros de las cuatro fuentes, aunque se observa mejor en el del  $^{88}\text{Y}/^9\text{Be}$  debido al rango energético representado, como ocurría con el pico de 31.8 keV.

Para observar otro aspecto común a las cuatro simulaciones hay que moverse a la zona de menores energías. Se puede ver que el número de sucesos que corresponde a depósitos en RN de yodo a baja energía es superior al número total de sucesos. Esto se debe al hecho de que se han representado separados depósitos energéticos que se suman cuando ocurren en el detector al mismo tiempo. Por lo tanto, la  $E_{Tot}$  que corresponde a los sucesos asociados a depósitos de  $E_{Na}$  y  $E_I$  está desplazada.

### 3.1.2. Espectros de energía depositada en un módulo de ANAIS-112 con correcciones de QF

En este apartado se va a realizar una evaluación del efecto que tienen los distintos modelos de "quenching" utilizados en los resultados obtenidos para las diferentes fuentes. Se van a determinar también las regiones de interés, y los ritmos de sucesos generados se mostrarán a partir de ahora en función de la actividad de la fuente considerada, según lo explicado en la introducción de la sección 3.

Los valores del factor de "quenching" que se van a tomar tratando de cubrir adecuadamente los

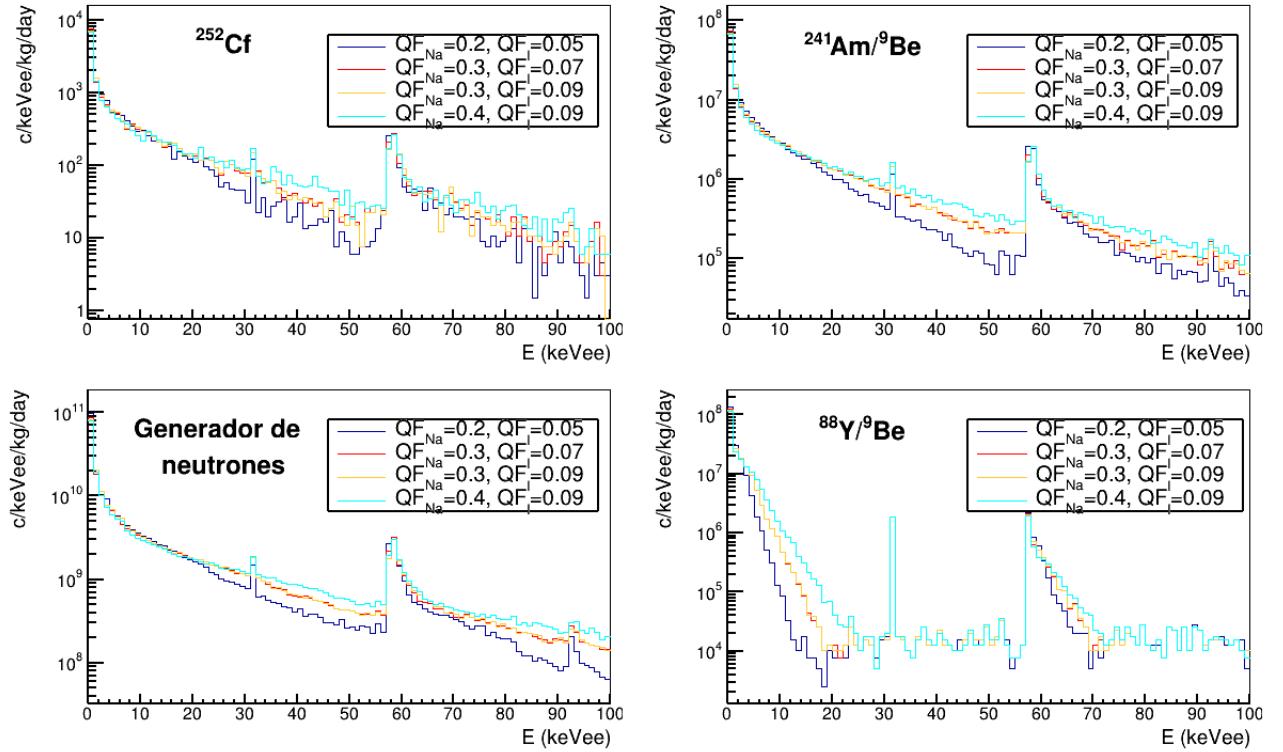
rangos de valores posibles descritos en la sección 1.3 son los siguientes:

	$QF_{Na}$	$QF_I$
Caso 1	0.2	0.05
Caso 2	0.3	0.07
Caso 3 (DAMA/LIBRA)	0.3	0.09
Caso 4	0.4	0.09

**Tabla 1:** Combinaciones del factor de "quenching" que se han empleado para analizar los resultados.

Esta elección de los QF permite comparar entre el mínimo y máximo valor que se consideran actualmente. En especial, es interesante estudiar la combinación de  $QF_{Na} = 0.3$  y  $QF_I = 0.09$ , que es la que se emplea para las correcciones en el experimento DAMA/LIBRA [19].

En la figura 8 se muestra la energía total equivalente de electrón que se observará en un módulo de ANAIS-112,  $E_{Tot,ee}$ , para las diferentes combinaciones de QF para las cuatro fuentes seleccionadas. El rango energético que se ha representado abarca hasta 100 keVee, esta es la zona de interés para los retrocesos nucleares que podrían producir los WIMPs del halo galáctico, como se ha indicado en el apartado 1.2. Se observa como el espectro de  $E_{Tot,ee}$  se ve afectado por los valores de QF escogidos.



**Figura 8:**  $E_{Tot,ee}$  representada para las cuatro fuentes con diferentes combinaciones del factor de "quenching" del sodio y el yodo (Ver tabla 1).

Observando los espectros de las cuatro fuentes por encima de 10 keVee se puede ver que conforme el QF del sodio varía de 0.2 a 0.3 y finalmente a 0.4 (representados en azul oscuro, rojo y cian, respectivamente) los histogramas se separan claramente. En particular, es interesante observar cómo por encima de 57.6 keVee (energía del inelástico en  $^{127}\text{I}$ ) reproducimos el mismo tipo

de espectro exponencialmente decreciente con la energía que se observa a energías inferiores a 50 keVee. Las diferencias entre las distintas fuentes están dominadas por la energía inicial de los neutrones, que limita la energía máxima de los RN que se pueden producir. Es por ello que los resultados para la fuente de  $^{88}\text{Y}/^9\text{Be}$  son los que más se diferencian con respecto a las otras fuentes estudiadas. Las fuentes de neutrones de alta energía son sensibles al valor de  $QF_{Na}$  en rangos energéticos por encima de 20 - 30 keVee hasta 100 keVee.

Sin embargo, en el rango de energías menores, es la fuente de  $^{88}\text{Y}/^9\text{Be}$  la que ofrece mayor sensibilidad en  $E_{Tot,ee}$  para diferentes valores de los QF del sodio. Sin embargo, no se observa ninguna diferencia entre los resultados para los casos 2 y 3 con el mismo QF del sodio y diferente QF del yodo. Lo mismo parece suceder con las otras tres fuentes (ver figura 8). Esto sugiere que estos espectros no son muy sensibles al QF del yodo.

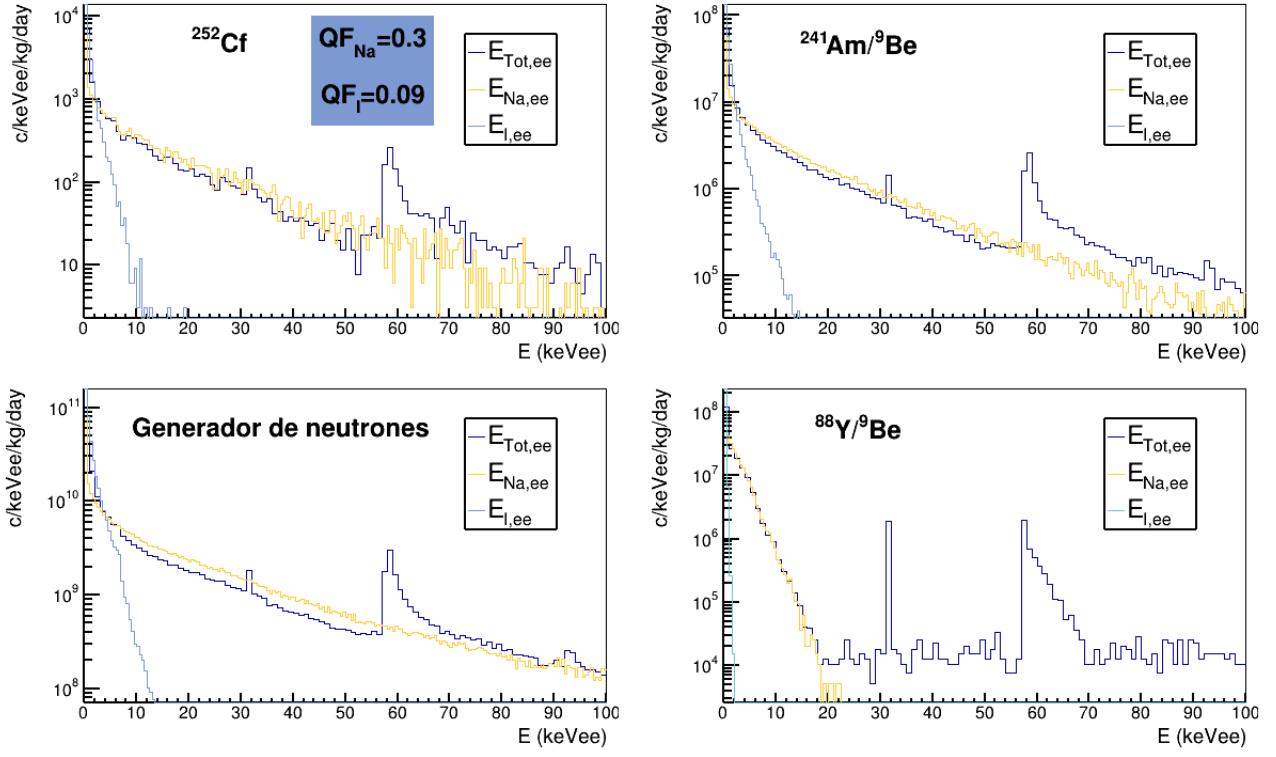
Se pueden representar  $E_{Tot,ee}$ ,  $E_{Na,ee}$  y  $E_{I,ee}$  únicamente para el valor de "quenching" constante empleado en DAMA/LIBRA. En la figura 9 se recogen los resultados. Vemos de nuevo una equivalencia entre los resultados obtenidos para las fuentes de  $^{252}\text{Cf}$ ,  $^{241}\text{Am}/^9\text{Be}$  y el generador de neutrones en la energía depositada en los detectores, debido a que los neutrones poseen energías del mismo orden. La mayor diferencia se encuentra en la fuente de  $^{88}\text{Y}/^9\text{Be}$ , para la cuál la energía del neutrón es menor. Se puede ver en esta gráfica como los sucesos de RN asociados al yodo se concentran en energías por debajo de 10 keVee, a diferencia de los sucesos para RN del sodio, confirmando que en los espectros de la figura 8 no se observen efectos claros de los diferentes valores del QF del yodo utilizados. Para poder observar estos efectos tendremos que revisar más cuidadosamente el rango de bajas energías.

Como hemos comentado anteriormente, aunque todas las fuentes son sensibles a los diferentes valores del QF, las fuentes mono-energéticas serán las que ofrecerán un análisis más sencillo debido a la existencia de una energía máxima de retroceso en sodio y en yodo que se podrá visibilizar en los espectros de  $E_{Tot,ee}$ , y por lo tanto en los espectros medidos en los detectores de ANAIS-112. En la figura 10 se muestra cómo la fuente de  $^{88}\text{Y}/^9\text{Be}$  garantiza una alta sensibilidad al  $QF_{Na}$  mientras que con el generador de neutrones se consigue una sensibilidad razonable al  $QF_I$ , en ambos casos en una región de energías equivalentes de electrón al alcance de los detectores de ANAIS-112 que tienen un umbral energético de 1 keVee.

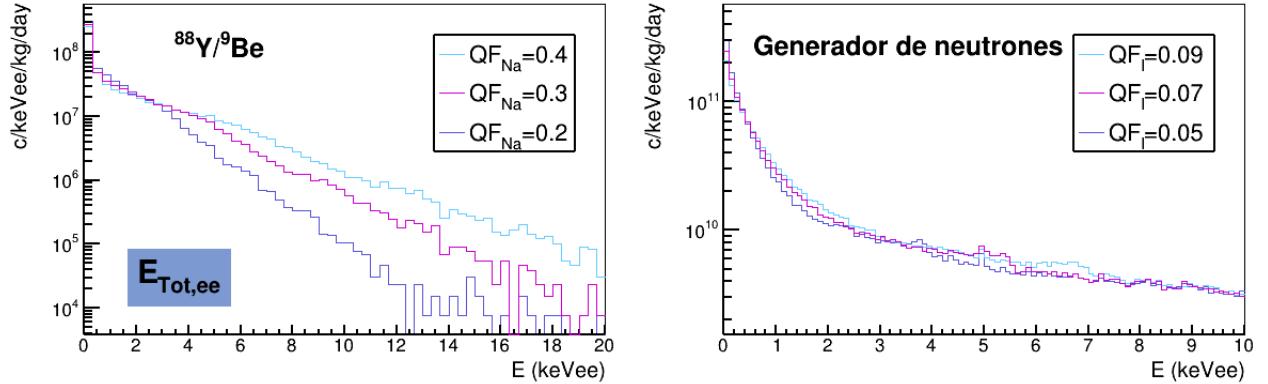
A continuación se muestran dos figuras que ilustran estas diferencias. El valor de  $QF_I$  escogido para realizar estas comparaciones no es relevante, debido a que las diferencias en este caso se dan para energías del orden de pocos keVee, no obstante en la tabla 2 se muestran los valores de  $QF_{Na}$  y  $QF_I$  escogidos.

	$^{88}\text{Y}/^9\text{Be}$	Generador de neutrones
Caso 1	$QF_{Na}=0.4$ , $QF_I = 0.09$	$QF_{Na}=0.3$ , $QF_I = 0.09$
Caso 2	$QF_{Na}=0.3$ , $QF_I = 0.07$	$QF_{Na}=0.3$ , $QF_I = 0.07$
Caso 3	$QF_{Na}=0.2$ , $QF_I = 0.05$	$QF_{Na}=0.3$ , $QF_I = 0.05$

**Tabla 2:** Valores de QF escogidos para estudiar su efecto en la energía total depositada en los detectores para la fuente de  $^{88}\text{Y}/^9\text{Be}$  y para el generador de neutrones, representados en la figura 10.



**Figura 9:** Energía total depositada,  $E_{Tot,ee}$ , energía depositada en el sodio,  $E_{Na,ee}$ , y energía depositada en el yodo,  $E_{I,ee}$ , para las diferentes fuentes realizando correcciones del factor de "quenching" para los valores de DAMA/LIBRA. Podemos observar cómo las energías de retroceso del yodo solo contribuyen a energías muy pequeñas.



**Figura 10:** Energía total depositada en el detector,  $E_{Tot,ee}$  en el caso de emplear una fuente de  $^{88}\text{Y}/^9\text{Be}$  y un generador de neutrones por fusión, respectivamente. En la gráfica de la izquierda se estudia el efecto en  $E_{Tot,ee}$  de diferentes valores de  $QF_{Na,ee}$  en el rango de energías para retrocesos nucleares del sodio y en la gráfica de la derecha, el efecto de diferentes valores de  $QF_{I,ee}$  en el rango de energías para retrocesos nucleares del yodo.

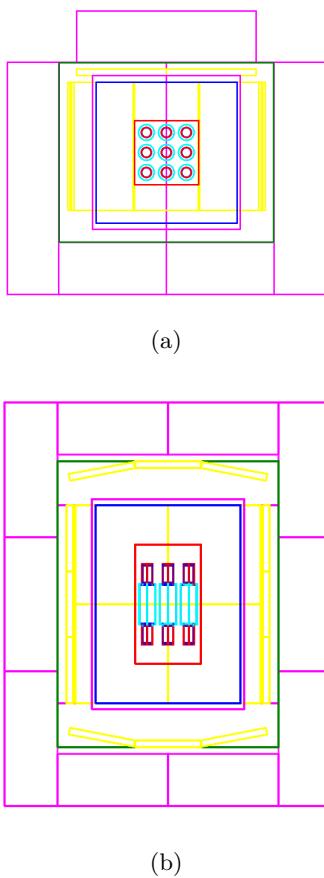
Aunque en el caso de la fuente de  $^{88}\text{Y}/^9\text{Be}$  no se ha tomado el mismo factor de  $QF_I$  en los tres espectros representados (ver tabla 2), el efecto de los retrocesos del yodo en los datos no resulta relevante como se muestra en la figura 8. Sin embargo, en el caso del generador de neutrones, para garantizar la sensibilidad al QF del yodo sí que es imprescindible fijar el mismo valor del  $QF_{Na}$ . Se ha elegido  $QF_{Na}=0.3$  (ver tabla 2). No obstante, para este caso si es necesario asegurarse de que una modificación en este valor no altera significativamente los resultados. Para ello se

han realizado simulaciones tomando también los valores de QF que aparece en la tabla 2 para el  $^{88}\text{Y}/^9\text{Be}$ . Se ha observado que, a pesar de ver pequeñas variaciones, se sigue distinguiendo en ambos casos los escalones característicos, que se relacionan con la máxima energía depositada por la interacción neutrón-núcleo. Estos se pueden ver en la gráfica derecha de la figura 10, en torno a 4 keVee para  $QF_I = 0.5$ , 5.5 keVee para  $QF_I = 0.07$  y 7 keVee para  $QF_I = 0.09$ .

En resumen, los espectros de  $E_{Tot,ee}$  para las fuentes de  $^{88}\text{Y}/^9\text{Be}$  y el generador de neutrones son sensibles a los valores del  $QF_{Na}$  y del  $QF_I$  en el rango de interés. Por lo tanto permitirían fijar los valores del QF del sodio y del yodo a partir de la comparación de las simulaciones y las correspondientes medidas con los módulos de ANAIS-112.

### 3.2. Simulación con geometría completa

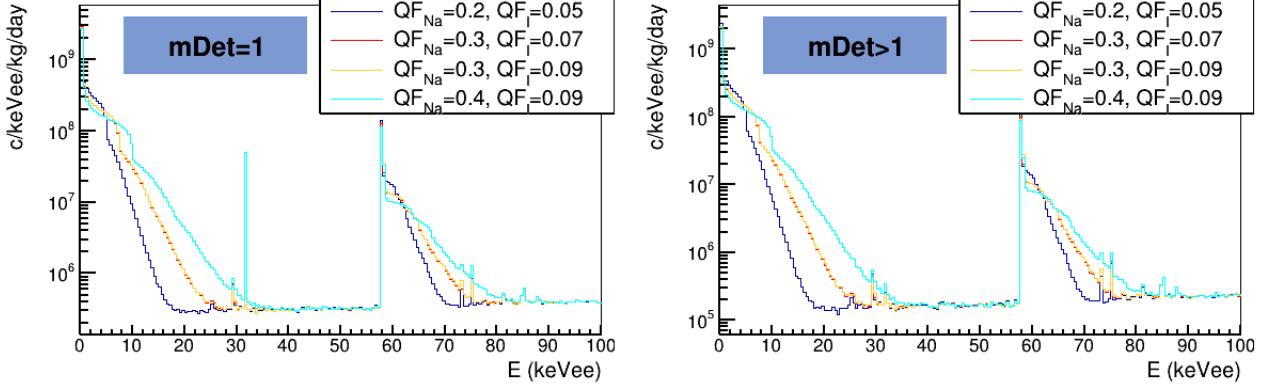
En la figura 11 se pueden observar la vista de frente y la vista superior de la geometría completa del experimento ANAIS-112 en el LSC. En esta geometría se considera el conjunto de bloques de agua y polietileno, que se muestran en color magenta, estos hacen la función de moderadores de neutrones. Se incluye también el sistema activo de vetos de muones, en color amarillo. Por último, se añade la caja anti-radón y se mantienen los blindajes de plomo. Además, se simularán los nueve módulos que componen el experimento ANAIS-112 en lugar de uno solo de ellos, como ocurría en la geometría simplificada.



**Figura 11:** Geometría completa del experimento ANAIS-112.

El motivo de haber realizado las simulaciones inicialmente con la geometría sencilla se debe a que no se espera que los espectros de energía depositada en cada detector por los neutrones emitidos por las diferentes fuentes, vayan a cambiar en el montaje completo. De este modo las conclusiones que hemos extraído en la sección anterior serán extrapolables a la geometría completa. Sin embargo, es importante confirmar esta suposición de partida, y además, poder extraer información adicional sobre las interacciones en varios detectores ocasionadas por el mismo neutrón inicial, que llamaremos coincidencias. El número de detectores que intervienen en una coincidencia múltiple viene almacenado en la variable `mDet`.

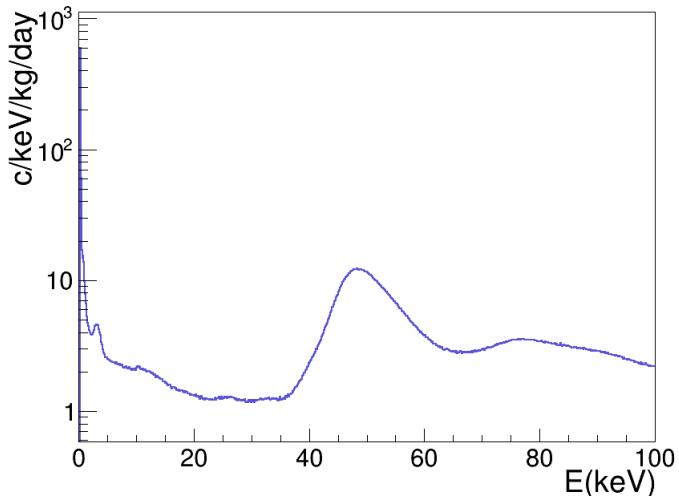
Hemos simulado la fuente de  $^{88}\text{Y}/^9\text{Be}$  con la geometría completa para este fin. La fuente de  $^{88}\text{Y}/^9\text{Be}$ , debido a la combinación de emitir neutrones monoenergéticos y de baja energía ha mostrado ser la que ofrece mayor sensibilidad al factor de "quenching" del sodio, como se observa en la figura 10. Se simularán, en este caso,  $10^7$  neutrones mono-energéticos de 152 keV a 60 cm del centro del montaje, para poder colocar la muestra en el exterior del blindaje de plomo y la caja anti-radón pero dentro del blindaje de neutrones.



**Figura 12:** Energía total depositada los detectores,  $E_{Tot,ee}$  para la fuente de  $^{88}\text{Y}/^{9}\text{Be}$  teniendo en cuenta que se hayan producido depósitos en uno ( $m\text{Det}=1$ ) o varios detectores ( $m\text{Det}>1$ ).

Los resultados que se observan en la figura 12 corroboran que las simulaciones realizadas con la geometría simplificada son extrapolables a las realizadas con la geometría completa. Se muestran los depósitos energéticos teniendo en cuenta las coincidencias ( $m\text{Det}>1$ ) y sin tenerlas en cuenta ( $m\text{Det}=1$ ), confirmando que son equivalentes y mantienen la información sobre el factor de "quenching" que queremos extraer. El hecho de tener nueve detectores en lugar de uno solo aumenta de forma importante el número de depósitos energéticos en los detectores, como se espera. Además, como ya se ha comentado, hay muchos sucesos múltiples ( $m\text{Det}>1$ ), en los que el neutrón ha dejado energía en la ventana de  $1 \mu\text{s}$  en varios detectores al mismo tiempo. En el experimento real no se pueden diferenciar las interacciones originadas por la fuente de neutrones de las señales que proceden de los fondos radiactivos ambientales, contaminación de los cristales, o incluso en ocasiones sucesos de centelleo anómalos originados en los fotomultiplicadores. Es por ello por lo que para poder identificarlos se pueden aprovechar estos sucesos múltiples, que son mucho más probables en el caso de que la partícula incidente sea un neutrón, que para cualquiera de las partículas del fondo radiactivo o para los sucesos de ruido comentados anteriormente. Estos sucesos múltiples se tienen en cuenta en el número de coincidencias entre los detectores. En el caso de los neutrones, por su baja probabilidad de absorción y alta probabilidad de dispersión elástica, tienen interacciones con varios detectores y, por tanto, coincidencias en más de un detector. Para este caso en concreto, el porcentaje de sucesos que corresponde a  $m\text{Det}>1$  es 68.31 % del total de sucesos que se observan.

Resulta interesante también comparar este resultado con un espectro de fondo de ANAIS-112, para comprobar que efectivamente el fondo no vaya a afectar a las medidas y sea despreciable a la hora de obtener conclusiones acerca de los QF. Se puede ver en la figura 13 representado el espectro de fondo, que se sabe que afecta especialmente en el rango de 50 keV. Sin embargo, debido a la alta actividad de las fuentes consideradas se comprueba que la contribución del fondo es despreciable. No obstante, podría ser importante en caso de que las fuentes que finalmente se pudieran utilizar en el experimento fueran de menor actividad.



**Figura 13:** Espectro de fondo de ANAIS-112 medido en el Laboratorio Subterráneo de Canfranc (LSC).

#### 4. Conclusiones

En este trabajo se ha analizado la respuesta del dispositivo experimental de ANAIS-112 a diferentes fuentes de neutrones. ANAIS-112 tiene como objetivo la detección directa de materia oscura en forma de WIMPs y la colisión elástica entre un WIMP y un núcleo del detector es similar a la de un neutrón con estos núcleos. Es por ello que la realización de estas calibraciones con fuentes de neutrones en los experimentos de detección directa de MO es necesaria, permitiendo conocer como es la conversión de energía depositada en luz de centelleo para retrocesos nucleares, comparada con la conversión para retrocesos electrónicos, ya que son diferentes.

Para ello se ha realizado un estudio de diferentes fuentes de neutrones y de su viabilidad para su uso en el Laboratorio Subterráneo de Canfranc para la calibración del experimento ANAIS-112. Haciendo uso del paquete de simulación de GEANT4 se han implementado fuentes de  $^{252}\text{Cf}$ ,  $^{241}\text{Am}/^{9}\text{Be}$ ,  $^{88}\text{Y}/^{9}\text{Be}$  y un generador de neutrones por fusión comercial.

Las simulaciones se han realizado para dos geometrías, una simplificada y otra completa. Se ha empleado la geometría sencilla inicialmente para estudiar las cuatro fuentes por separado, debido a que los resultados son extrapolables al caso de la geometría completa. A través de las simulaciones con la geometría sencilla se han observado algunos picos característicos en los espectros para cada una de las fuentes y la máxima energía depositada en una colisión neutrón-núcleo. Se han comparado espectros de energía total depositada y energías transmitidas a los núcleos de yodo y sodio, antes y después de realizar las correcciones por el QF.

Así mismo, se ha podido comparar como son las variaciones en la energía total depositada en el rango de energías inferior a 100 keVee, que es el rango en el que se espera poder encontrar los retrocesos de los núcleos de sodio y yodo producidos por las partículas de materia oscura. Se ha realizado esta comparación para diferentes valores del QF y diferentes fuentes. Los resultados apuntan que las fuentes mono-energéticas producen espectros de energía depositada en los detectores más sensibles al valor del factor de "quenching", que por lo tanto se podría determinar a partir de la comparación entre una medida experimental y la simulación.

En el caso de la fuente de  $^{88}\text{Y}/^9\text{Be}$ , se observan diferencias del orden de 2 keVee en el valor máximo de la energía total equivalente de electrón observada en los detectores de ANAIS-112 para variaciones de  $QF_{Na}$  en el rango de 0.2 a 0.4 (ver figura 10 y tabla 2 para los valores). Los espectros de  $E_{Tot,ee}$  que corresponden a los distintos valores de  $QF_{Na}$  considerados son muy diferentes, y por lo tanto, podemos concluir que esta fuente garantiza determinar el  $QF_{Na}$  con una precisión razonable. Se ha podido comprobar que la elección del  $QF_I$  en este caso no es relevante, pues su efecto solo se nota en energías del orden de pocos keVee y será difícil de identificar experimentalmente.

En el caso del generador de neutrones se han observado variaciones en  $E_{Tot,ee}$  para valores de  $QF_I$  en el rango de 0.05 a 0.09. Al aplicar los valores del QF, la energía equivalente de electrón que resulta visible en los detectores disminuye considerablemente y poder observar este efecto resulta más complicado que en el caso del sodio. Para el generador de neutrones se aprecian pequeñas diferencias por encima del umbral de 1 keVee de ANAIS-112. En este caso se han considerado los valores de QF presentes en la tabla 2, pudiendo comprobar que existen diferencias observables, de 1.5 keVee aproximadamente, en el espectro total de energía depositada para los diferentes valores de  $QF_I$  en el rango de bajas energías (ver figura 10 y tabla 2 para los valores empleados).

Finalmente, es un resultado alentador que con fuentes de neutrones y detectores de gran tamaño se haya logrado identificar claras dependencias con el QF en los espectros de energía depositada en los detectores de ANAIS-112. Respecto al  $QF_{Na}$ , los resultados apuntan a que su valor podría ser determinado con precisión razonable. Para el caso del  $QF_I$  resulta más complicado, ya que los rasgos distintivos que podemos identificar son fácilmente enmascarables y es probable que se vean afectados por la resolución en energía de los detectores y la dispersión en energías de los neutrones emitidos por el generador. A ello se suma una posible pérdida de sucesos en caso de que las fuentes utilizadas finalmente no puedan tener la actividad considerada en este trabajo. Esto último no afectaría al generador de neutrones por fusión, pues no tiene esta limitación en la actividad.

A la vista de los resultados alcanzados, como direcciones en las que este trabajo podría continuar se pueden indicar las siguientes:

- Incorporación en la simulación de la resolución propia de ANAIS-112. Garantiza una mejor modelización de la respuesta de los detectores de ANAIS-112 en la simulación, y podría afectar a alguno de los rasgos espectrales identificados en las gráficas de la figura 10.
- Implementación en la simulación del generador de neutrones por fusión de dispersión en el ángulo sólido de emisión de neutrones y en la energía de los mismos, tratando de hacer más realista la modelización de la fuente.
- Búsqueda de una forma de simular las fuentes de  $^{241}\text{Am}/^9\text{Be}$  y  $^{88}\text{Y}/^9\text{Be}$  desde cero, para que los neutrones se produzcan de forma directa en la reacción nuclear. Esto implicaba un trabajo complejo para implementar las librerías adecuadas en el paquete GEANT4 que quedaba fuera de los objetivos y extensión de este trabajo.

## Referencias

- [1] P. A. Zyla et al. Review of Particle Physics. *PTEP*, 2020(8):083C01, 2020.
- [2] R. Bernabei and et al. The dama project: Achievements, implications and perspectives. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 114:103810, 2020.
- [3] J. Amaré and et al. First results on dark matter annual modulation from the ANAIS-112 experiment. *Physical Review Letters*, 123(3), jul 2019.
- [4] J. Amaré and et al. Performance of ANAIS-112 experiment after the first year of data taking. *The European Physical Journal C*, 79(3), mar 2019.
- [5] Marc Schumann. Direct detection of WIMP dark matter: concepts and status. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 46(10):103003, aug 2019.
- [6] J. Gascon. Direct search for wimp dark matter. *arXiv:0504241*, 2005.
- [7] D. Baxter and et al. Recommended conventions for reporting results from direct dark matter searches. *The European Physical Journal C*, 81(10), oct 2021.
- [8] Teresa Marrodán Undagoitia and Ludwig Rauch. Dark matter direct-detection experiments. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 43(1):013001, dec 2015.
- [9] D. Cintas and et al. Quenching factor consistency across several NaI(tl) crystals. *Journal of Physics: Conference Series*, 2156(1):012065, dec 2021.
- [10] Glenn F. Knoll. *Radiation Detection and Measurement*. John Wiley & Sons, Inc., 2000.
- [11] Kenneth S Krane. *Introductory nuclear physics*, pages 445–447. Wiley, New York, NY, 1988.
- [12] M.-M. Bé and et al. *Table of Radionuclides*, volume 2 of *Monographie BIPM-5*. Bureau International des Poids et Mesures, 2004.
- [13] J. I. Collar. Applications of an Y-88/Be photo-neutron calibration source to Dark Matter and Neutrino Experiments. *Physical Review Letters*, 110(21), may 2013.
- [14] DD108 Neutron Generator. <https://www.adelphitech.com/products/dd108.html>, 2016.
- [15] S. Agostinelli and et al. Geant4 - a simulation toolkit. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 506(3):250–303, 2003.
- [16] R Brun, F Rademakers, and S Panacek. ROOT, an object oriented data analysis framework. 2000.
- [17] Edgar A. Lorch. Neutron spectra of 214am/b, 241am/be, 241am/f, 242cm/be, 238pu/13c and 252cf isotopic neutron sources. *The International Journal of Applied Radiation and Isotopes*, 24(10):585–591, 1973.
- [18] L.P. Ekström S.Y.F. Chu and R.B. Firestone. WWW Table of Radioactive Isotopes. 02 1999.

- [19] J. I. Collar. Quenching and channeling of nuclear recoils in NaI(tl): Implications for dark-matter searches. *Physical Review C*, 88(3), sep 2013.