

TRABAJO DE FIN DE GRADO

Curso 2022/2023



GRADO EN FÍSICA

**Implementación de mejoras en el modelo
de fondo radiactivo del experimento
ANAIS-112**

AUTOR: Alejandro CORTÉS ROCA

DIRECTORA: María Luisa SARSA

DIRECTORA: Susana CEBRIÁN



Índice

1. Introducción	1
1.1. Materia oscura	1
1.2. Detección directa	2
1.3. Experimento ANAIS-112	3
1.4. Objetivos	5
2. Simulaciones mediante GEANT4 del experimento ANAIS-112	5
2.1. Comprobación con geometría sencilla.	8
3. Simulaciones de fondo para ANAIS-112	11
3.1. Contribución al fondo de ^{40}K	13
3.2. Contribución al fondo de ^{210}Pb	17
3.3. Recreación del espectro experimental	19
4. Conclusiones	23
5. Referencias	25
6. Anexos	26
6.1. Verificación de la simulación de desintegraciones radiactivas.	26
6.2. Espectros de energía para las simulaciones de ^{40}K	28

1. Introducción

1.1. Materia oscura

En los campos de la Física Teórica y Experimental, especialmente en Cosmología, Astrofísica y Física de Partículas son muchas las investigaciones que se están realizando para avanzar en la comprensión de la naturaleza de la materia oscura del Universo. El interés está justificado si aceptamos que la materia ordinaria, o materia bariónica, representa sólo el 5 % del contenido total del Universo; el 95 % restante es de naturaleza desconocida [1].

Numerosas observaciones del Universo, a escala astrofísica y cosmológica, han evidenciado que dentro de ese porcentaje desconocido hay dos componentes muy diferentes en su naturaleza, una parte, la mayoritaria, se denomina energía oscura y en un porcentaje menor, la materia oscura. La energía oscura constituye un 68 % del total de la materia y energía del Universo y es responsable de la aceleración en la expansión del Universo según el modelo actual Λ CDM [2,3]. Por otra parte, la materia oscura, se comporta como la materia ordinaria, en términos de su interacción gravitatoria, pero resulta invisible ya que no emite ni interactúa de ninguna forma con la radiación electromagnética. Hay evidencia de su existencia por sus efectos gravitatorios, que permiten explicar, por ejemplo, las altas velocidades de rotación de las estrellas y nubes de gas y polvo en los brazos de las galaxias espirales y la dinámica de las galaxias en los cúmulos de galaxias. Su existencia también se pone de manifiesto en el estudio de las anisotropías de la radiación cósmica de fondo de microondas. Todas estas evidencias apuntan a una nueva forma de materia diferente de la materia ordinaria (bariónica).

Este tipo de materia debe tener una serie de características para explicar las observaciones y, por tanto, justificar su existencia [4]:

- La materia oscura solo puede interactuar muy débilmente con la materia ordinaria, además de hacerlo gravitatoriamente.
- La materia oscura no puede estar compuesta de materia ordinaria recogida en el modelo estándar de la física de partículas. Los cálculos de la nucleosíntesis primordial para las abundancias de los núcleos ligeros indican que en el Universo no puede haber tanta materia bariónica como la que haría falta para explicar la materia oscura. Del mismo modo, las anisotropías del fondo cósmico de microondas indican que la materia oscura no formó parte del plasma primordial de materia ordinaria. Partículas como los neutrinos no pueden explicar tampoco la materia oscura, porque no habrían formado las estructuras que observamos en el Universo al ser relativistas cuando dichas estructuras se formaron.
- La materia oscura ha de ser muy estable, si se desintegra debe hacerlo a ritmos muy lentos. Por lo tanto, la vida de una partícula oscura ha de ser del orden de la edad actual del universo.
- La materia oscura también es poco interactuante con ella misma, las observaciones del Bullet cluster, resultado de la colisión entre dos cúmulos de galaxias, nos indican que a diferencia de cómo se comporta el gas caliente, que interacciona y pierde energía, la materia oscura de los

cúmulos sigue su camino sin pérdidas aparentes, lo que sugiere que esta no solo es invisible para nosotros, sino que también lo es para ella misma.

Bajo todas estas asunciones han sido propuestos numerosos candidatos a esta materia oscura, que conforma un 27 % del universo actual. Ninguna de estas partículas hipotéticas ha sido observada a día de hoy, pero entre las más aceptadas están las denominadas WIMPs (Weakly Interacting Massive Particles) [5]. Los WIMPs son partículas neutras, con masas en el rango de 1 GeV a algunas centenas de TeV y, como su nombre indica, presentarían una interacción débil con la materia. Este acoplo, aunque sea débil, con la materia ordinaria posibilita tanto su detección de forma directa (ver Sección 1.2) como el hecho de que los WIMPs se pudieran producir térmicamente en el Universo primitivo en la cantidad adecuada para explicar la materia oscura, hecho que los convirtió en excelentes candidatos para explicarla.

1.2. Detección directa

La detección directa de la materia oscura intenta medir en detectores adecuados la energía depositada en la interacción de las partículas de materia oscura del halo de nuestra galaxia con los núcleos del detector. Por este motivo requiere que haya algún tipo de acoplo entre las partículas de materia oscura y la materia ordinaria. En concreto, como se ha mencionado anteriormente, los WIMPs tendrían cierta probabilidad (aunque muy pequeña al ser el acoplo de tipo débil) de interaccionar con la materia ordinaria, en particular con los núcleos atómicos en la mayoría de los modelos de WIMPs. Esto nos abre una oportunidad de detección al observar la energía de retroceso de un núcleo atómico debido a la interacción con una de estas hipotéticas partículas.

Los ritmos de interacción de estas partículas dependen de numerosos parámetros que tienen grandes incertidumbres. En primer lugar, dependen de la densidad de materia oscura en nuestra región de la Vía Láctea (del orden de $0,3 \text{ GeV/cm}^3$), equivalente a la masa de 300 protones por litro), calculado a partir del movimiento de las estrellas alrededor del centro galáctico. No se puede conocer con precisión el número de partículas de materia oscura por unidad de volumen porque se desconoce la masa de los WIMPs, aunque se conozca la masa por unidad de volumen. Además, suponiendo que la materia oscura de la galaxia se halla en equilibrio gravitatorio es posible conocer la distribución de velocidades de estas partículas en las proximidades del Sistema Solar, al menos en modelos sencillos de halo, y por tanto, estimar el flujo que observaremos desde la Tierra, en función de la masa de los WIMPs. Aunque los WIMPs sean partículas poco interactuantes con la materia ordinaria, el flujo es lo suficientemente intenso como para realizar experimentos en los que se intente detectarlo por este medio directo.

En los experimentos de detección directa de materia oscura se utilizan una gran variedad de mecanismos de detección y materiales blanco [5]. ANAIS-112 y DAMA/LIBRA, que se explicarán a continuación, y COSINE-100 emplean cristales centelleadores de NaI; el experimento KIMS empleó cristales centelleadores de CsI; además también se emplean cristales centelleadores a muy bajas temperaturas para medir simultáneamente luz y calor (técnica híbrida de detección), como es el caso

del experimento CRESST. Por otra parte, los experimentos EDELWEISS y SuperCDMS han sido pioneros en el uso de detectores semiconductores a baja temperatura para la medida simultánea de ionización y calor. Los experimentos XENON-1T, PandaX-4T y LUX-ZEPLIN emplean detectores de Xenon líquido mientras que DarkSide-50 ha utilizado Argón líquido; este tipo de experimentos permiten aplicar técnicas de rechazo de fondo muy eficaces y lideran en la actualidad la sensibilidad a WIMPs en un amplio rango del espacio paramétrico permitido. Por último, cabe mencionar el experimento PICO, el cual emplea una cámara de burbujas como detector, y detectores de gas como los usados en NEWS-G y TREX-DM.

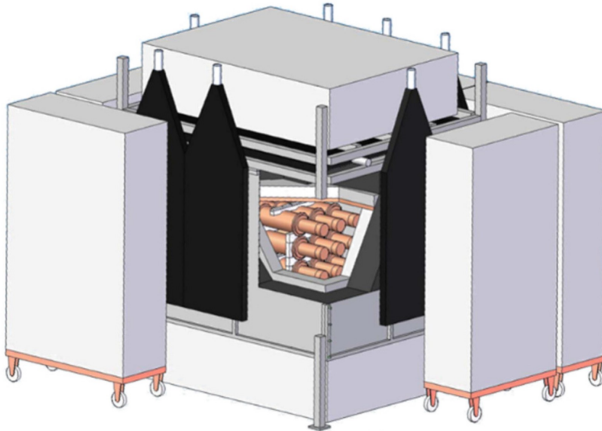
Un aspecto crucial de este tipo de experimentos es que requieren un aislamiento del sistema de detección frente a depósitos energéticos de otras partículas que interfieran con la detección de las partículas de materia oscura. Para ello no solo hay que resguardar los detectores de las partículas ordinarias provenientes de los rayos cósmicos operando en subterráneo, también es importante tener en cuenta las desintegraciones radioactivas de materiales del entorno e incluso de los componentes del propio experimento. En el caso del experimento ANAIS-112, está instalado en el Laboratorio Subterráneo de Canfranc (LSC), en el Pirineo Aragonés, bajo unos 800 metros de roca y además, cuenta con un blindaje específicamente diseñado, que describiremos en la sección 1.3 [6].

1.3. Experimento ANAIS-112

ANAIS-112 [6] es un experimento de detección directa de Materia Oscura que tiene como objetivo confirmar o refutar los resultados del experimento DAMA/LIBRA que opera en Italia [7] en el Laboratorio Nacional del Gran Sasso. El experimento DAMA/LIBRA ha sido capaz de medir la modulación anual esperada en el ritmo de interacción de las partículas de materia oscura con el detector debida al movimiento de traslación de la Tierra en torno al Sol. Sin embargo, otros experimentos de detección directa no han observado ningún indicio de la interacción de partículas de materia oscura. Estos experimentos utilizan núcleos blanco diferentes y para comparar los resultados con los de DAMA/LIBRA debemos asumir un modelo de WIMP y de su distribución en el halo galáctico; el experimento ANAIS-112, en cambio, cumple los requisitos para que sus resultados se puedan comparar de forma independiente del modelo de WIMP y halo; analizados tres años de datos, no se ha encontrado señal de modulación anual [8].

El experimento ANAIS-112 (Figura 1) utiliza 9 detectores (112.5 kg en total) del mismo material centelleador que utiliza DAMA/LIBRA, el yoduro de sodio dopado con talio (NaI(Tl)). Los cristales de NaI(Tl) (Figura 2) tienen forma cilíndrica con un diámetro de 12 cm y 30 cm de longitud, aproximadamente. Cada cristal pesa 12,5 kg y los cristales están rodeados de teflón, que actúa como difusor de la luz, y encapsulados en cobre. En las bases del cilindro hay dos ventanas de cuarzo de un diámetro de 3 pulgadas, acopladas a dos fotomultiplicadores (PMTs) de alta eficiencia. El conjunto debe estar herméticamente cerrado para evitar que el NaI se dañe con la humedad ambiental, al ser un material altamente higroscópico. Los 9 módulos distribuidos en una matriz 3×3 están blindados por una capa de 10 cm de “plomo arqueológico” (plomo fundido en tiempo de los romanos que después de 2000 años ha perdido la mayor parte de su radioactividad), 20 cm de

plomo de baja actividad, una caja anti radón, un sistema de veto activo para identificar y rechazar el flujo residual de muones que alcanza el LSC, que está compuesto por 16 centelleadores plásticos y por último, un blindaje de 40 cm para moderar los neutrones, consistente en una combinación de agua y polietileno.



(a) Montaje del experimento ANAIS-112.



(b) Módulo ANAIS-112.

Figura 1: Imágenes del experimento ANAIS-112.

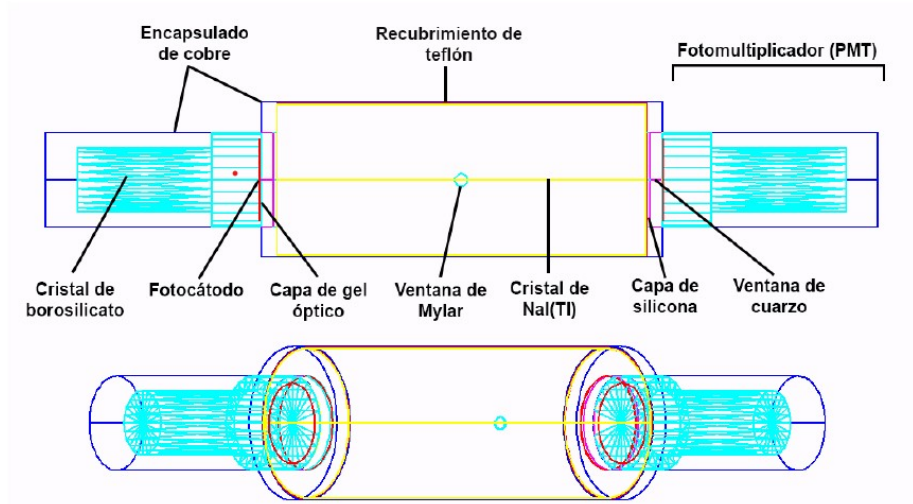


Figura 2: Plano esquemático de uno de los módulos de ANAIS-112 simulados [10].

La modulación observada por el experimento DAMA/LIBRA corresponde a energías inferiores a 6 keV. Ésta es la región de energías por tanto de interés para ANAIS. Comprender las diferentes contribuciones al fondo radiactivo del experimento resulta, por tanto, fundamental para que consiga su objetivo. Además, en este rango energético se observan altos ritmos de sucesos no asociados a la emisión de centelleo del cristal de NaI(Tl) que deben ser filtrados aplicando refinados métodos de selección [9]. Algunos de estos criterios son el rechazo de todos aquellos pulsos con formas no compatibles con la constante de tiempo de centelleo característica del NaI(Tl), eventos registrados

simultáneamente en varios detectores o aquellos depósitos energéticos generados por los muones que son interceptados al atravesar el blindaje y veto anti-muones. La selección de los sucesos conlleva una corrección del espectro, especialmente relevante por debajo de los 3 keV, región en la cual la eficiencia se reduce fuertemente.

Aunque se aplican todos esos criterios de selección, no se eliminan todos los fondos radiactivos y por eso hay que entender muy bien todas las contribuciones que siguen estando allí. Para ello se utiliza un código de simulación empleando métodos de Monte Carlo, GEANT4, que se explicará en la Sección 2. El código permite definir de forma precisa la geometría del experimento, el tipo de partícula que introducimos en la simulación, su energía inicial, el tipo de interacciones permitidas en el modelo y los procesos de decaimiento de núcleos radiactivos.

1.4. Objetivos

El fondo radiactivo del experimento ANAIS-112 fue estudiado en [11] utilizando un código de simulación basado en la versión 9.4 de GEANT4. Desde entonces, hay disponibles nuevas versiones del paquete y se ha desarrollado un nuevo código de simulación para ANAIS-112.

Este trabajo tiene como objetivo la implementación de mejoras en el modelo de fondo radiactivo del experimento ANAIS-112 utilizando el código mejorado y una nueva versión de GEANT4. El nuevo código de simulación de ANAIS-112 implementa un nuevo formato para guardar información de cada depósito energético en estructuras TTree de ROOT que requiere la aplicación de un análisis específico en función de la información que se quiera extraer de la simulación. Hasta ahora, este código se había utilizado para simulaciones muy concretas con neutrones y de la emisión y propagación de la luz en los cristales.

Para ello, lo primero será comprobar que se produce la correcta desintegración de isótopos radiactivos dentro de la simulación generada por el código GEANT4, más concretamente, el módulo GEANT4 Radioactive Decay Module es el encargado de reproducir dichas desintegraciones.

El siguiente paso será la comparación del espectro de energías detectadas obtenido usando el código anterior con el espectro obtenido por el nuevo código GEANT4 que se utiliza en este trabajo. En particular, se han considerado las emisiones de ^{40}K y ^{210}Pb en los cristales de NaI(Tl), que son las contribuciones de fondo dominantes.

Por último, se realizará una comparación de las contribuciones simuladas con datos experimentales. En este modelo para la reconstrucción de un espectro radiactivo de fondo adecuado es importante la adición de la contribución de tritio para bajas energías.

2. Simulaciones mediante GEANT4 del experimento ANAIS-112

GEANT4 [12] es una herramienta de simulación programada en lenguaje C++ que permite

replicar el paso de partículas a través de la materia. Este programa permite diseñar geometrías complejas y es versátil permitiendo su adaptación para aplicaciones muy diversas. Se ha utilizado en los campos de física de partículas, física nuclear, diseño de aceleradores, ingeniería espacial y física médica. En los últimos años, se han realizado cambios importantes en la herramienta para satisfacer las necesidades de estas comunidades de usuarios y aprovechar eficientemente el crecimiento de la potencia informática disponible gracias a los avances tecnológicos. GEANT4 emplea métodos de Monte Carlo que permiten simular procesos de propagación de partículas en todo tipo de medios materiales en rangos de energía de eV hasta TeV. Esta herramienta permite activar procesos ópticos en los materiales centelleadores o en aquellos en los que se produce radiación Cherenkov.

La información que se guarda en los volúmenes sensibles se almacena en forma de objetos TTree que después serán analizados mediante el paquete de análisis de datos ROOT [13,14].

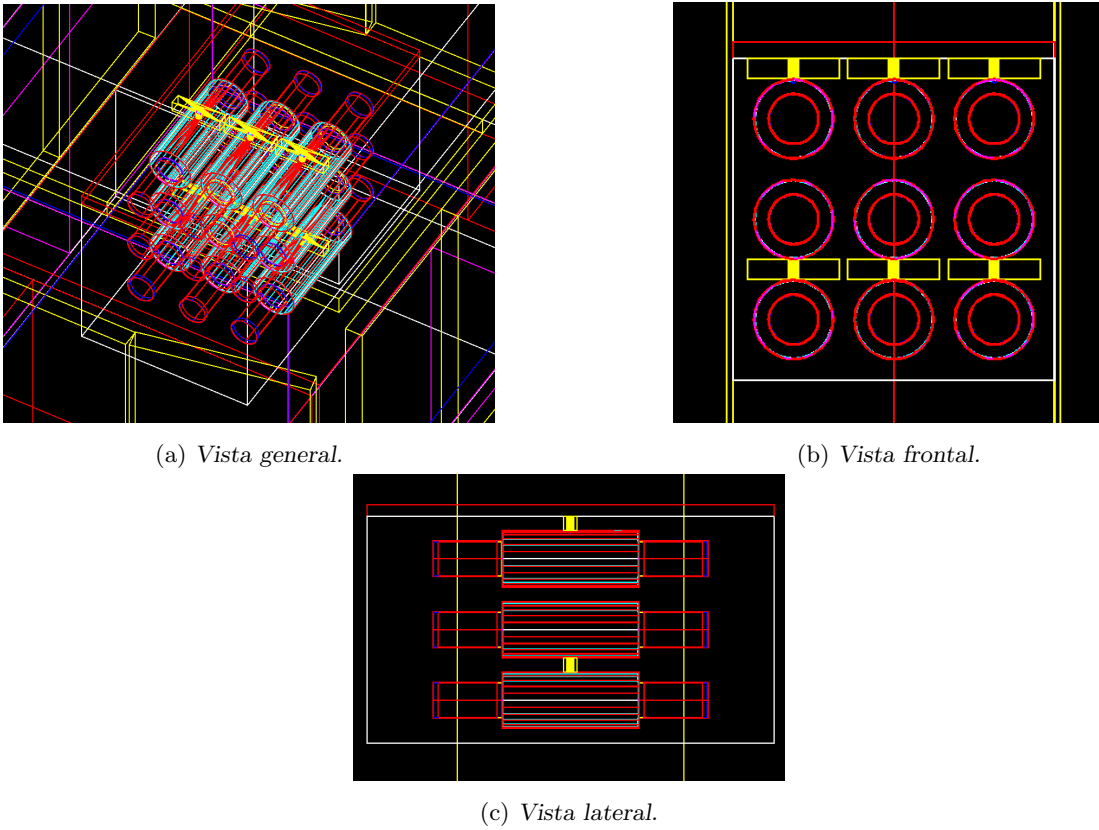


Figura 3: Visualización de la geometría del experimento ANAIS-112 implementada en las simulaciones con GEANT4 desde HepRApp.

En la simulación mediante GEANT4 del experimento ANAIS-112, en primer lugar tendremos que reproducir la geometría del experimento como se muestra en la Figura 3 (módulos de NaI(Tl) y blindaje), después estudiaremos las energías depositadas en los detectores por partículas energéticas producidas en la desintegración de isótopos inestables de interés para el experimento. La geometría consiste de objetos que tienen asociados tres tipos de volúmenes: lógico, sólido y físico. Estos volúmenes están relacionados con la composición, el espacio físico y posición del detector

dentro de la simulación por Monte Carlo [15]:

- Volumen lógico: Este volumen hace referencia a la composición del material del objeto definido en la simulación.
- Volumen sólido: Se refiere a la forma y dimensiones del objeto simulado.
- Volumen físico: Indica la posición y rotación del objeto respecto a las demás componentes de la simulación a partir de un volumen inicial con el que compartirá el origen.

Los volúmenes descritos pueden ser sensibles o no, esta es una categoría que se asocia a un volumen concreto para guardar información de lo que sucede en él. Si el volumen tiene categoría no sensible, no se guardará la información de la propagación o interacción de las partículas que lo atraviesan. Para el caso que nos ocupa definiremos como material sensible el cristal de NaI(Tl), tomando como variables de interés la energía depositada en cada interacción en dicho cristal, las coordenadas del punto de interacción y el tipo de partícula que realiza el depósito, la partícula "padre" del proceso y el orden de las partículas secundarias generadas, entre otras.

El programa permite elegir el número y el tipo de las partículas iniciales, cuya propagación en el dispositivo experimental se simulará. Estas partículas pueden ser producidas todas en el mismo punto o ser muestreadas aleatoriamente dentro de un volumen definido, por ejemplo. Se puede fijar también su energía y su dirección inicial, común para todas o muestreada de alguna distribución. Además, GEANT4 permite simular la desintegración de núcleos inestables mediante el módulo G4 con los datos de la librería Radioactive Decay.

GEANT4 ofrece la posibilidad de visualizar las trayectorias de las partículas producidas por los distintos decaimientos radioactivos mediante la herramienta HepRApp programada en java y que permite una reconstrucción tridimensional de la simulación gracias a los datos guardados de los eventos, posicionamiento y energía de cada partícula depositada y detectada. Se ejemplifica en la Figura 4 la visualización de las trayectorias dentro del experimento para 10 desintegraciones de ^{40}K en el cristal central de NaI(Tl).

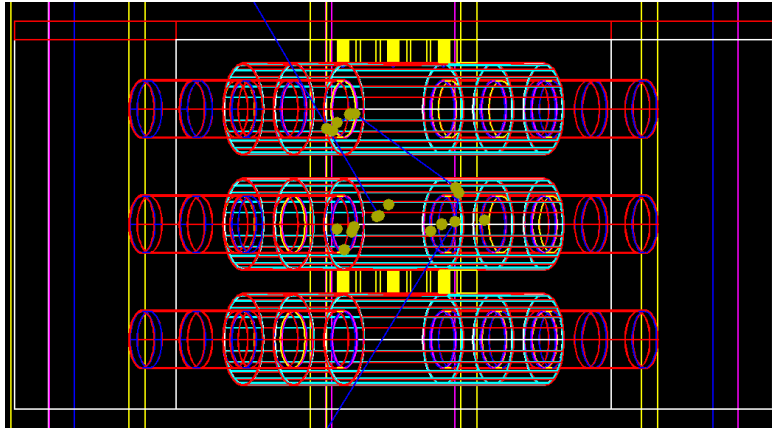


Figura 4: Visualización de las trayectorias generadas por desintegraciones de ^{40}K en los cristales mediante HepRApp.

2.1. Comprobación con geometría sencilla.

Antes de trabajar con la geometría del experimento completo y para familiarizarse con el modo de trabajo en GEANT4, se ha trabajado con una geometría sencilla que además va a permitir comprobar que los distintos decaimientos de los isótopos de interés se realizan correctamente. El paquete GEANT4 experimenta continuamente cambios y adaptaciones, siendo la versión utilizada en mi trabajo la 10.07. Dado que se ha observado que puede haber cambios de una versión a otra, es importante en primer lugar comprobar que las desintegraciones de los isótopos de interés para la simulación del experimento ANAIS-112 están adecuadamente implementadas en esta versión.

Para ello se simula un volumen que represente una caja de plomo cúbica con 100 m de lado que además funciona como detector, lo que garantiza que todas las partículas van a depositar en él toda su energía. El objetivo de la simulación será analizar la desintegración de núcleos inestables con una energía inicial nula para visualizar todos los procesos físicos de decaimiento que se produzcan dentro de la caja de plomo, recogiendo y registrando toda la energía de dichos eventos. Todas las partículas en la simulación se lanzan desde el centro del volumen.

Los decaimientos radioactivos estudiados han sido: ^{22}Na , ^{40}K , ^{210}Pb , ^{137}Cs y ^{109}Cd . Estos isótopos radiactivos son de interés para ANAIS porque los tres primeros dominan el fondo del experimento en la región de baja energía, donde se analizará la modulación anual, mientras que los dos últimos son isótopos típicamente utilizados para la calibración en energía de los detectores.

Tras la simulación representamos la energía total absorbida en el plomo. La información registrada nos permitirá comprobar que se están lanzando todas las partículas adecuadamente (incluyendo las desexcitaciones tanto nucleares como atómicas cuando el núcleo/átomo hijo no quedan en el estado fundamental).

Un ejemplo práctico muy adecuado para explicar este estudio es la desintegración del ^{40}K , ya que es uno de los mayores contribuyentes al fondo radiactivo en los detectores y tiene una cadena de decaimientos muy corta y simple, lo que posibilita un seguimiento claro y detallado de los procesos físicos llevados a cabo por la simulación. El ^{40}K se desintegra por dos caminos (ver Figura 5), a ^{40}Ar (10,75 %) y a ^{40}Ca (89,25 %), ambos isótopos estables. Los distintos tipos de desintegraciones que debemos conocer son:

$\boxed{{}^A_Z X \rightarrow {}^A_{Z-1} Y + e^+ + \nu_E}$	Desintegración β^+	$\boxed{{}^A_Z X + e^- \rightarrow {}^A_{Z-1} Y + \nu_E}$	Captura electrónica
$\boxed{{}^A_Z X \rightarrow {}^A_{Z+1} Y + e^- + \bar{\nu}_E}$	Desintegración β^-	$\boxed{{}^A_Z X^* \rightarrow {}^A_Z X + \gamma}$	Desintegración γ

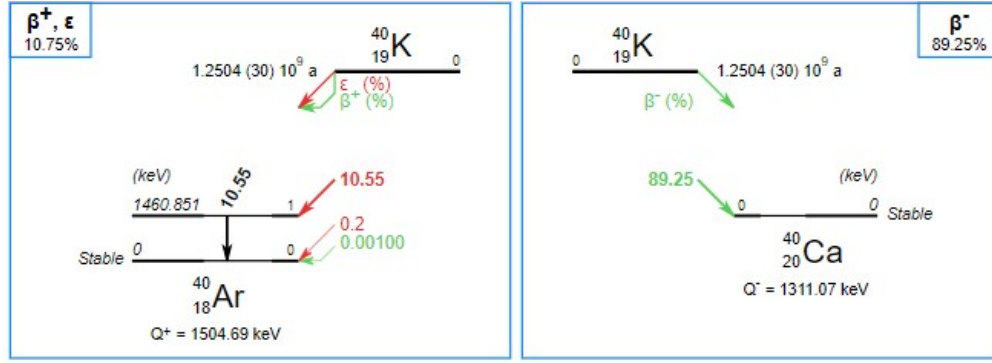


Figura 5: Procesos de decaimiento de ^{40}K [16].

El primer esquema hace referencia al decaimiento en ^{40}Ar , donde su principal contribución es mediante una captura electrónica, con una probabilidad del 10,55 %, que da lugar a un estado excitado que emitirá un fotón (radiación gamma) con una energía de aproximadamente 1461 keV, alcanzando su estabilidad. El átomo final queda también en un estado excitado, con un hueco en una de sus capas internas debido al electrón capturado. La energía de excitación atómica correspondiente se liberará en forma de rayos X y electrones Auger. Los otros dos posibles decaimientos ocurren con menor frecuencia y son una captura electrónica (0,2 %) y un decaimiento β^+ (0,001 %) al estado fundamental del ^{40}Ar .

El segundo esquema muestra la probabilidad de decaimiento β^- (89,25 %) en el núcleo estable de ^{40}Ca . Este proceso libera una energía de aproximadamente 1311 keV, que se reparte entre los tres cuerpos involucrados en el decaimiento β^- : el núcleo atómico hijo, un electrón y un antineutrino electrónico. El antineutrino escapará de la caja de plomo sin interactuar y el núcleo atómico tiene una masa mucho mayor al electrón, por lo tanto, debido a la diferencia de masas entre los tres cuerpos involucrados en el proceso del decaimiento β , el núcleo hijo recibirá muy poca energía de la disponible comparado con las otras dos masas presentes (electrón y antineutrino). Este nuevo núcleo depositará una energía muy pequeña, que se puede considerar despreciable; la única energía significativa será aquella depositada por el electrón. Esto crea un espectro continuo de energías que abarca desde el 0 a 1311 keV. En la Figura 6 se presenta el espectro obtenido al simular 10000 desintegraciones de ^{40}K en la geometría ya descrita.

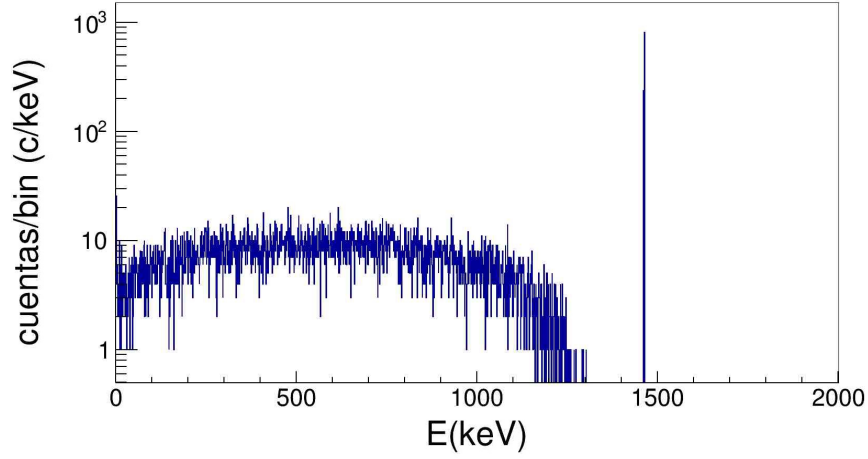


Figura 6: Espectro simulado del ^{40}K en el detector cúbico de plomo.

En el histograma representado en la Figura 6 se distinguen claramente el espectro β^- y un pico en torno a 1460 keV que corresponde al fotón del decaimiento gamma, más la energía de los rayos X y electrones Auger de la desexcitación atómica que sigue a la captura electrónica en la capa K o la capa L. Las energías de ligadura de los electrones de las capas K y L en el ^{40}Ar son 3.2 keV (E_K) y ≈ 0.3 keV (E_L). A continuación, en la Figura 7 se puede observar el desdoblamiento que sufre el pico generado por la emisión gamma debido a la suma de estas energías.

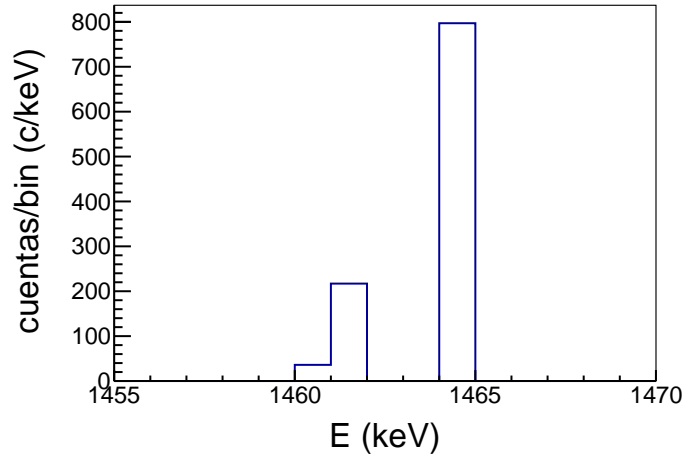


Figura 7: Ampliación de la región del pico gamma para el espectro simulado del ^{40}K .

En la Tabla 1 se presentan los resultados de las simulaciones realizadas para el número de eventos de cada tipo de desintegración. Asimismo, se realiza la comparación con la probabilidad de cada uno de los procesos. Al hacer la factorización de los resultados para poder comparar los datos simulados con los valores teóricos hemos obtenido una desviación inferior al 5% para ambos casos, dentro de la incertidumbre estadística.

	Detecciones Simulación	(%) Prob. Sim.	(%) Prob. Teo. [13]	(%) Discrepancia
Emisiones β^-	8899 ± 94	$88,99 \pm 0,94$	89,25	$-0,29 \pm 1,06$
Emisiones γ	1101 ± 33	$11,01 \pm 0,33$	10,55	$4,36 \pm 3,15$

Tabla 1: Resultados para la simulación del decaimiento de ^{40}K . Se indica la incertidumbre estadística de la simulación.

Se ha comprobado que todos los isótopos cumplían los porcentajes y vías de decaimiento adecuadamente (anexos Sección 6.1), pero en los procesos de desexcitación atómica hubo que redefinir un parámetro del código GEANT4, ya que por defecto no se realizaban las desexcitaciones tras los procesos de captura electrónica y por lo tanto no se detectaba toda la energía liberada en la desintegración.

3. Simulaciones de fondo para ANAIS-112

Una vez entendidos los procesos de decaimiento para la geometría sencilla procedemos a simular la matriz de detectores 3×3 de ANAIS-112 con la misma orientación, propiedades lógicas de composición y volumen. En esta geometría más compleja no solo vamos a estudiar la energía depositada en cada uno de los 9 detectores, vamos también a distinguir entre sucesos en anticoincidencia (solo un detector registra energía) y coincidencia (varios detectores registran energía al mismo tiempo o en una ventana estrecha que en el caso de ANAIS es de un 1 microsegundo). Estos sucesos en coincidencia por ejemplo, pueden corresponder a un decaimiento de un isótopo radiactivo en un detector, que dé lugar a un depósito de energía en él, pero que alguna de las partículas resultantes de la desintegración escapen de ese módulo y produzcan depósitos de energía en otro(s) detector(es). Al ser la materia oscura muy poco interactuante con la materia ordinaria estos eventos quedan automáticamente descartados del análisis, siendo debidos al fondo radiactivo, lo que resulta en que para el análisis de materia oscura solo consideremos las detecciones en anticoincidencia. Sin embargo, el estudio de las coincidencias resulta fundamental para entender los fondos radiactivos del experimento.

En el dispositivo experimental de ANAIS-112 (ver Figura 8) se puede ver que hay solo unas pocas configuraciones diferentes que analizar (en términos de depósitos coincidentes de energía) en función del cristal en el que tenga lugar la desintegración y emisión de partículas. De acuerdo con la Figura 8, hay un detector central: D5, cuatro detectores esquina: D1, D3, D0 y D2, y cuatro detectores laterales: D8, D6, D4, D7, lo cual nos deja con tres posibles configuraciones:

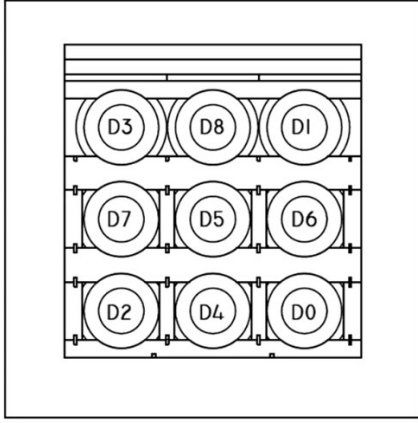


Figura 8: Esquema visto desde uno de sus lados del montaje 3x3 de módulos de ANAIS-112 [14].

- Desintegración en detector central (Posición A): Los únicos detectores que nos interesan para recoger toda la información de los eventos producidos son el cristal central, un cristal genérico lateral y un cristal genérico de esquina.
- Desintegración en detector lateral (Posición B): Ésta tiene 6 detectores útiles, siendo estos el cristal lateral, que produce el evento, un cristal situado en la esquina cercana al lateral de referencia, el cristal central, un cristal lateral cercano al de referencia, un cristal de la esquina más alejada al cristal productor y por último el detector del lateral opuesto.

- Desintegración en detector de esquina (Posición C): Al igual que la anterior ésta tiene 6 detectores útiles, el detector de esquina de referencia, un detector del lateral cercano, detector central, detector en la esquina cercana a la referencia, detector en el lateral lejano y detector en la esquina opuesta a la referencia.

Aunque este trabajo se va a extender al estudio de todo el espectro, los datos que más nos interesan son las detecciones en anticoincidencia para bajas energías. Siempre que hablamos de bajas energías nos referimos a un rango entre 0 y 100 keV con un bineado de 1000 canales, es decir, una precisión de 0,1 keV/canal. El rango para altas energías es de 0 a 3000 keV con un bineado de 3000 canales (precisión de 1 keV/canal).

Los datos del espectro simulado, para los casos tanto de alta como de baja energía, han sufrido un proceso de convolución gaussiana para incluir el efecto de la resolución de energías del experimento. Se utiliza una parametrización diferente de la resolución en energía en las regiones por debajo de 100 keV y por encima. Tras la convolución, los datos son normalizados en función del número de desintegraciones del isótopo de interés simuladas. Por último, estos datos "normalizados" se multiplican por la actividad del isótopo a estudio en cada cristal, que nos permite traducir los datos simulados a un espectro representado en unidades de $c/(\text{keV} \cdot \text{kg} \cdot \text{día})$. El ritmo de sucesos simulado para un determinado isótopo en estas unidades se calcula como:

$$\frac{N \cdot A_C \cdot 86400}{N_{Hist}} \quad (1)$$

siendo N el número de sucesos por bin que resulta de la simulación (c/canal), A_C la actividad del isótopo simulado en el cristal (Bq/kg) y N_{Hist} el número de historias simuladas, en nuestro caso $N_{Hist} = 10^6$. Para el caso de la baja energía hay que introducir además el factor del bineado para que la representación esté en $c/(\text{keV} \cdot \text{kg} \cdot \text{día})$. Este factor para bajas energías es un factor 10, ya que como hemos dicho antes, para este rango de energías el bineado tiene una precisión de 0,1 keV/canal.

En la Tabla 2 se presentan los datos registrados en el artículo [11] para la actividad en el cristal de NaI(Tl) de los isótopos ^{40}K y ^{210}Pb por detector, recopilados durante el primer año de funcionamiento del experimento ANAIS-112.

Detector	^{40}K (mBq/kg)	^{210}Pb (mBq/kg)
D0	$1,33 \pm 0,04$	$3,15 \pm 0,10$
D1	$1,21 \pm 0,04$	$3,15 \pm 0,10$
D2	$1,07 \pm 0,03$	$0,70 \pm 0,10$
D3	$0,70 \pm 0,03$	$1,80 \pm 0,10$
D4	$0,54 \pm 0,04$	$1,80 \pm 0,10$
D5	$1,11 \pm 0,02$	$0,78 \pm 0,01$
D6	$0,95 \pm 0,03$	$0,81 \pm 0,01$
D7	$0,96 \pm 0,03$	$0,80 \pm 0,01$
D8	$0,76 \pm 0,02$	$0,74 \pm 0,01$

Tabla 2: Actividad por unidad de masa por detector del ^{40}K y ^{210}Pb .

3.1. Contribución al fondo de ^{40}K

Los cristales del experimento DAMA/LIBRA en Italia fueron fabricados por la compañía Saint-Gobain, estos cristales tenían unos niveles iguales o inferiores a 20 ppb de potasio natural, pero su proceso de manufacturación no ha sido cedido ni a otros consumidores ni a terceros. Los detectores de NaI(Tl) usados en el experimento ANAIS-112 han sido producidos por la compañía Alpha Spectra Inc. mostrando una actividad de potasio superior a la registrada por los cristales del experimento DAMA/LIBRA. El ^{40}K es una contribución importante en la región de energía de interés para el estudio de la modulación anual, por lo que es necesario evaluarla con precisión para valorar su efecto en los resultados del experimento ANAIS-112. Al tratarse de una contaminación del cristal de NaI(Tl), se simulará el isótopo homogéneamente distribuido en todo el volumen de los módulos de ANAIS-112. Se realizarán solo tres simulaciones, para cada una de las tres configuraciones diferentes, y después se combinarán los espectros resultantes con las actividades mostradas en la Tabla 2 teniendo en cuenta las posiciones de cada módulo en ANAIS-112 (Figura 8).

A continuación, y a partir de los datos anteriores, se muestran los espectros obtenidos para las 3 posiciones relevantes de la primera configuración (evento central) para altas energías, en las Figuras 9, 10 y 11. Se ha elegido esta configuración concreta ya que es la composición más general y permite apreciar la comparación entre espectros. El resto de comparaciones se presentan en los anexos (Sección 6.2).

En las gráficas, la línea azul representa el espectro bruto obtenido por la simulación del código actual; la línea roja continua es su convolución para altas energías (indicada como sim 1) y por último, la línea verde discontinua sobre las anteriores muestra los resultados tras la convolución del espectro simulado por el código antiguo (indicada como sim 2).

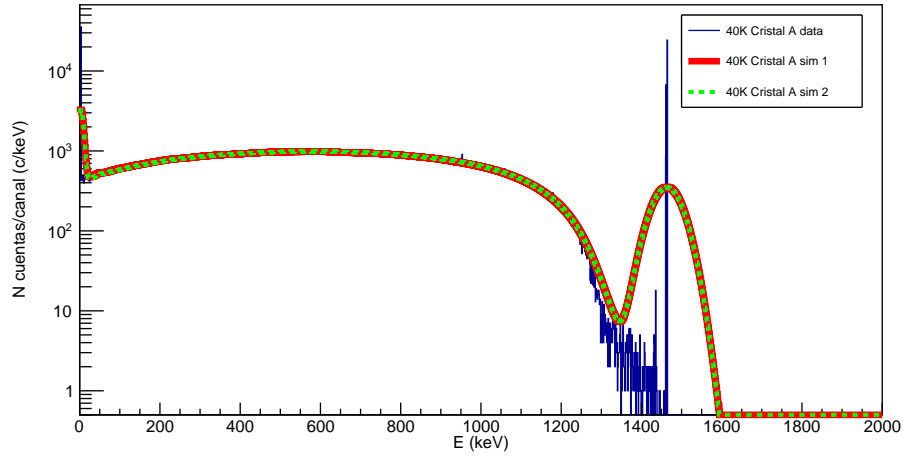


Figura 9: Distribución de energía depositada en el cristal central cuando la desintegración de ^{40}K ocurre en el cristal central.

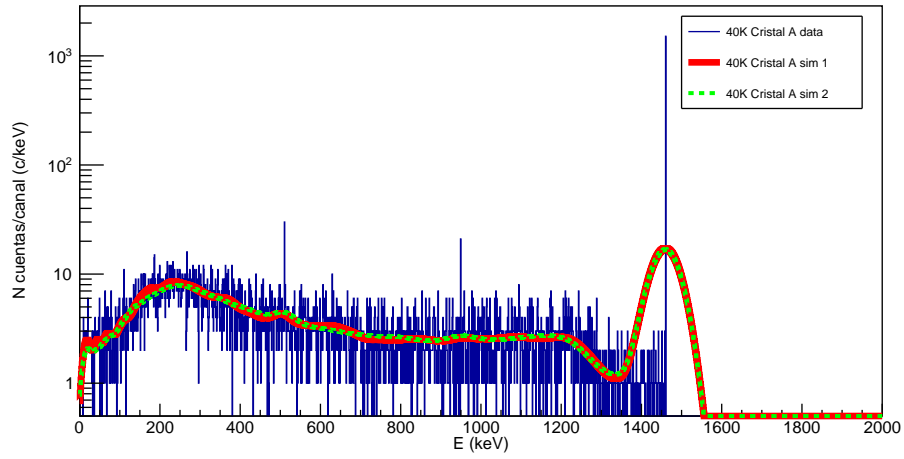


Figura 10: Distribución de energía depositada en el cristal lateral cuando la desintegración de ^{40}K ocurre en el cristal central.

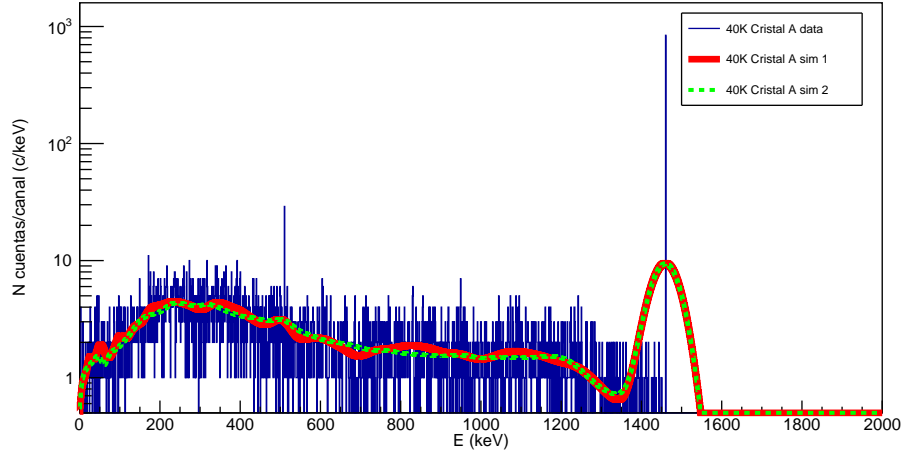


Figura 11: *Distribución de energía depositada en el cristal de esquina cuando la desintegración de ^{40}K ocurre en el cristal central.*

Una vez comparadas las simulaciones para altas energías, procedemos al estudio de bajas energías en anticoincidencia (Figura 12), rango y criterio que se aplica a la detección de materia oscura. Se han seguido las mismas nomenclaturas y colores que en la representación de las gráficas para altas energías. Al igual que para altas energías solo se ha representado el resultado de la simulación cuando la desintegración tiene lugar en el cristal A, ya que los tres espectros son muy similares. El resto aparecen en los anexos (Sección 6.2).

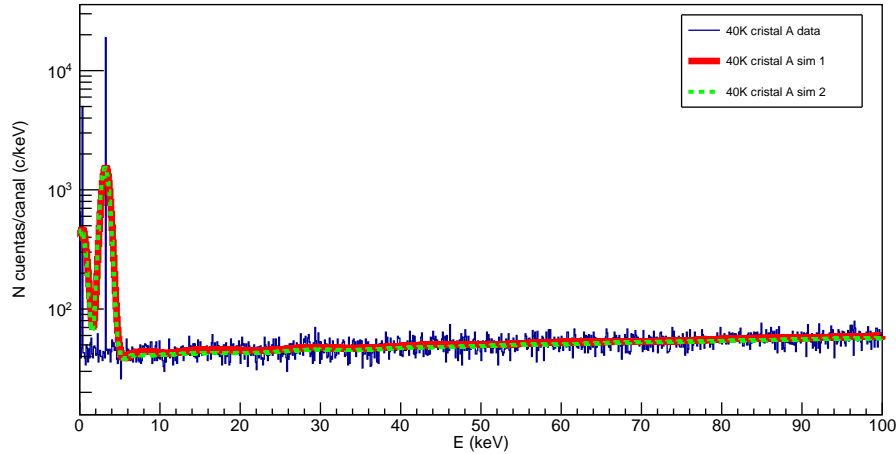


Figura 12: *Distribución de energía depositada en el cristal central cuando la desintegración de ^{40}K ocurre en el cristal central en anticoincidencia.*

En las Tablas 3, 4 y 5 se presenta la discrepancia entre los resultados obtenidos con la nueva simulación y los correspondientes al código anterior para altas energías. Se recogen en ellas todas las configuraciones de interés a partir de la posición de desintegración del isótopo. La discrepancia

para bajas energías en anticoincidencia se presenta en la Tabla 6, para las únicas 3 posiciones de interés.

Cristal A	Esquina	Lateral	Cristal A
Detec. Simulación	3888 ± 62	6473 ± 80	984067 ± 992
Discrepancia (%)	$1,64 \pm 1,71$	$1,38 \pm 1,32$	$0,016 \pm 0,10$

Tabla 3: Diferencia con la simulación previa en alta energía para el número total de depósitos energéticos producidos en cada cristal cuando la desintegración de ^{40}K sucede en el cristal A.

Cristal B	Primera Esquina	Cristal B	Segundo Lateral
Detec. Simulación	6351 ± 79	983954 ± 991	3945 ± 62
Discrepancia (%)	$0,78 \pm 1,33$	$-0,02 \pm 0,11$	$2,34 \pm 1,71$
Cristal B	Central	Segunda Esquina	Tercer Lateral
Detec. Simulación	6441 ± 80	859 ± 29	576 ± 24
Discrepancia (%)	$-0,09 \pm 1,31$	$-0,18 \pm 3,57$	$-3,16 \pm 4,22$

Tabla 4: Diferencia con la simulación previa en alta energía para el número total de depósitos energéticos producidos en cada cristal cuando la desintegración de ^{40}K sucede en el cristal B.

Cristal C	Cristal C	Primer Lateral	Segunda Esquina
Detec. Simulación	983905 ± 991	6452 ± 80	524 ± 22
Discrepancia (%)	$-0,03 \pm 0,11$	$2,15 \pm 1,33$	$-4,29 \pm 4,37$
Cristal C	Central	Segundo Lateral	Tercera Esquina
Detec. Simulación	3896 ± 62	873 ± 29	219 ± 14
Discrepancia (%)	$0,87 \pm 1,70$	$-0,79 \pm 3,52$	$-9,08 \pm 6,41$

Tabla 5: Diferencia con la simulación previa en alta energía para el número total de depósitos energéticos producidos en cada cristal cuando la desintegración de ^{40}K sucede en el cristal C.

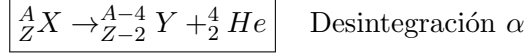
Cristal	Cristal A	Cristal B	Cristal C
Detec. Simulación	215828 ± 464	223042 ± 472	228645 ± 478
Discrepancia (%)	$1,98 \pm 0,23$	$1,95 \pm 0,23$	$1,93 \pm 0,22$

Tabla 6: Diferencia con la simulación previa en alta energía para el número total de depósitos energéticos producidos en cada cristal en anticoincidencia.

En las Tablas 3, 4 y 5 se puede comprobar que el número total de depósitos energéticos debidos a la desintegración del ^{40}K en todo el rango energético es compatible dentro de las incertidumbres estadísticas para las dos simulaciones. Sin embargo, esto no sucede en el rango de baja energía, como muestra la Tabla 6 .

3.2. Contribución al fondo de ^{210}Pb

En la cadena de desintegraciones que inicia el ^{210}Pb , además de procesos β^- y γ , tienen lugar desintegraciones α . En ellas se emite una partícula α y el núcleo hijo recibe parte de la energía liberada en el proceso en forma de energía cinética (retroceso nuclear).



Utilizar el análisis de las formas de los pulsos, PSA (Pulse Shape Analysis), permite discriminar la energía depositada por partículas alfa en NaI(Tl), ya que producen un centelleo más rápido que los eventos de partículas beta/gamma/muón. Para ello se compara el área y la amplitud del pulso y así se han detectado isótopos de las cadenas del ^{232}Th y ^{238}U para algunos detectores y se ha determinado su actividad cuantificando también secuencias de Bi/Po y alfa-alfa, obteniendo valores del orden de $\mu\text{Bq/kg}$.

La actividad del ^{210}Pb fue detectada por las partículas alfa emitidas por el ^{210}Po , hijo del ^{210}Pb (Figura 13). La actividad era relevante y se atribuyó a la posible contaminación por Radón durante la fabricación de los detectores en Alpha Spectra. Los dos primeros detectores recibidos presentaban una mayor actividad que los recibidos posteriormente, además en la actualidad se ha alcanzado el equilibrio y la actividad de ^{210}Pb es igual a la de ^{210}Po . Según los estudios previos (Tabla 2) las actividades de ^{210}Pb obtenidas a partir de la tasa total de desintegraciones alfa determinadas por PSA son compatibles con los depósitos energéticos de baja energía del ^{210}Pb .

Para la desintegración del ^{210}Pb y sus hijos no esperamos detectar coincidencias porque todas las emisiones de la cadena son de muy baja energía y por tanto los eventos no tienen la energía necesaria para escapar del detector, salvo los alfas del ^{210}Po , que aunque tienen alta energía, tampoco pueden escapar porque tienen un recorrido libre medio muy pequeño. Debido a esto, la simulación se lleva a cabo en un detector genérico (el isótopo se simula homogéneamente distribuido por todo el volumen como en el caso del ^{40}K) y este resultado es extrapolable a todas las posiciones del experimento, tanto para el estudio de altas como para bajas energías.

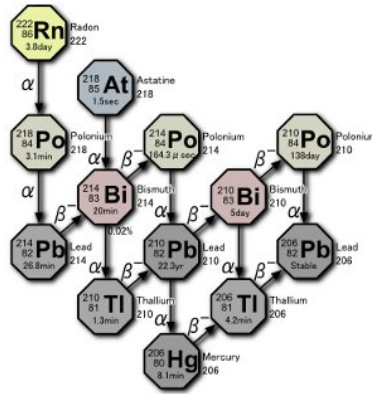


Figura 13: Cadena de decaimiento de ^{222}Rn , isótopo de la cadena del ^{238}U y progenitor de ^{210}Pb .

Como se ha mencionado anteriormente, buscamos la comparaciones de los espectros del código anterior con el actual y en este caso no necesitamos varias simetrías para su reconstrucción, por lo tanto, el cálculo es más sencillo que para ^{40}K . En las Figuras 14 y 15 se muestra la comparación del espectro detectado para altas y para bajas energías con los mismos criterios de colores que en las gráficas del apartado anterior.

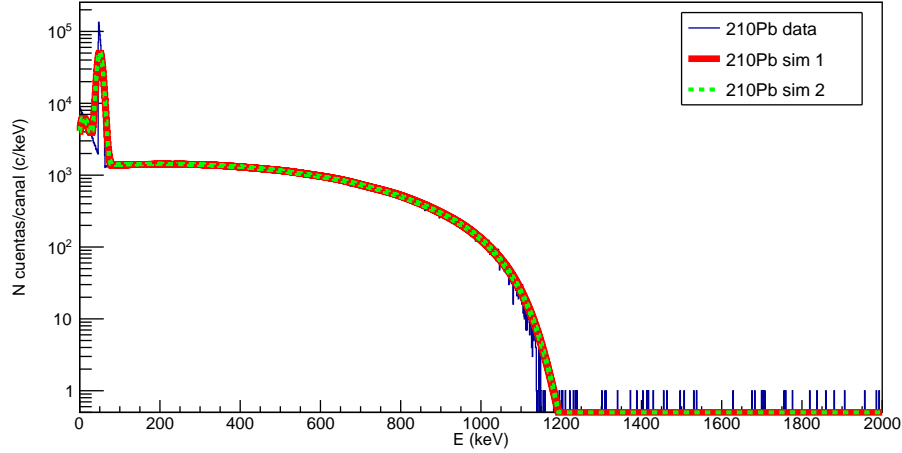


Figura 14: Distribución de energía depositada en el cristal por la desintegración de ^{210}Pb en altas energías.

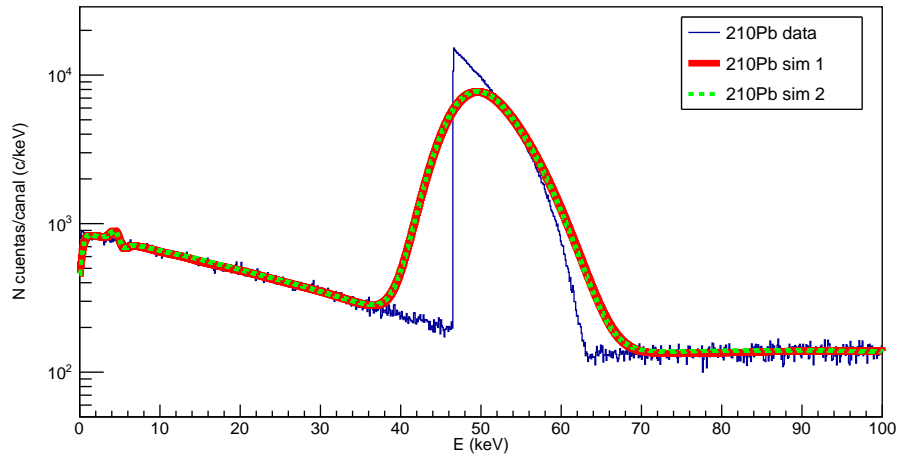


Figura 15: Distribución de energía depositada en el cristal por la desintegración de ^{210}Pb en bajas energías.

Al igual que en el apartado anterior, en la Tabla 7 se muestra la discrepancia entre los resultados del nuevo código y los del código antiguo para altas y bajas energías.

Detección ^{210}Pb	Altas Energías	Bajas Energías
Detec. Simulación	1981260 ± 1407	1408991 ± 1187
Discrepancia (%)	$-0,03 \pm 0,10$	$-0,34 \pm 0,12$

Tabla 7: Diferencia con la simulación previa para el número total de depósitos energéticos producidos por la desintegración de ^{210}Pb a altas y bajas energías.

En la Tabla 7 se puede comprobar que el número total de depósitos energéticos debidos a la desintegración del ^{210}Pb en todo el rango energético es compatible dentro de las incertidumbres estadísticas para las dos simulaciones. En el rango de baja energía, hay de nuevo una discrepancia de casi 3 desviaciones estándar, menos significativa que la observada en el caso del ^{40}K .

3.3. Recreación del espectro experimental

Con los datos obtenidos de estas simulaciones, teniendo en cuenta la actividad para cada detector de cada isótopo, las distintas configuraciones y la influencia de cada detector sobre sus vecinos para el caso del ^{40}K , se puede lograr una reconstrucción aproximada de la aportación del ^{40}K y ^{210}Pb al espectro de fondo radiactivo, lo que nos permite realizar una comparación de este espectro simulado con el espectro experimental de ANAIS-112.

Además de los isótopos ya mencionados se ha considerado la actividad por detector del tritio (0,20 mBq/kg para los detectores D0 y D1 y 0,09 mBq/kg para los detectores de D2 a D8). La desintegración de este isótopo no está implementada en GEANT4, ni en la versión utilizada en el código antiguo, ni en la actual. Por lo tanto, para poder comparar los datos se ha añadido el espectro teórico del tritio, que es la misma aproximación que se utilizó en [11].

En la Figura 16 se aprecia que la única desintegración posible del tritio es un decaimiento β^- (emisor beta puro) con energía máxima de 18.6 keV.

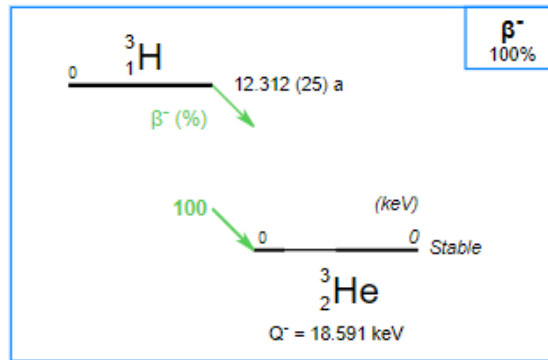


Figura 16: Esquema de desintegración del ^3H .

Su adición es importante para la comprensión del espectro, como muestra la Figura 17. La aportación en torno a los 3-4 keV debida al tritio permite a la simulación adecuarse al espectro medido durante el primer año de toma de datos del experimento ANAIS-112.

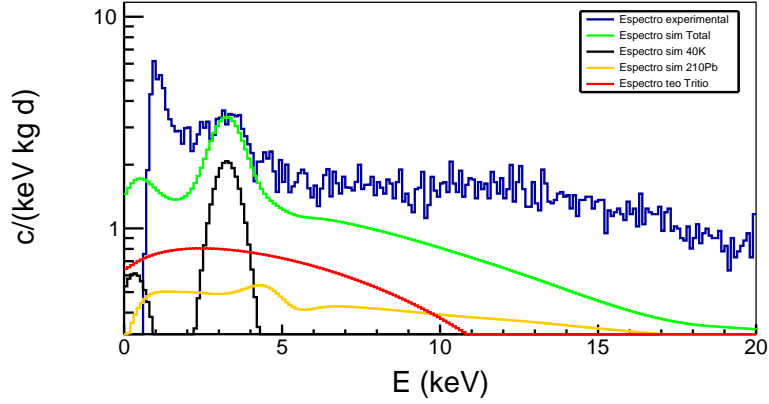
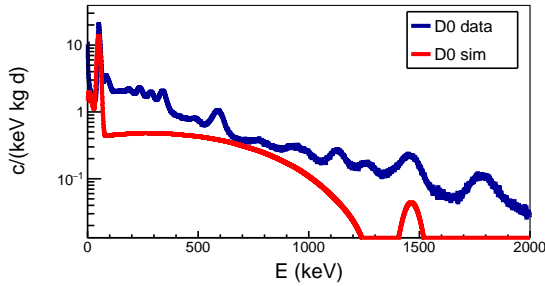


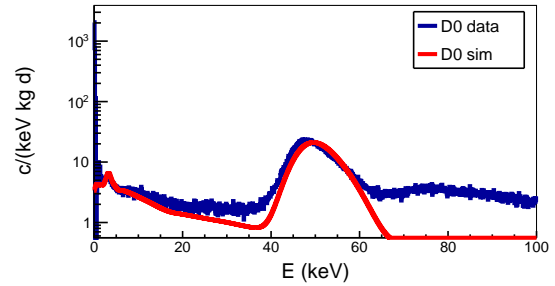
Figura 17: Contribución de las principales componentes de fondo radiactivo para el detector D2.

La hipótesis más plausible que explicaría la presencia de tritio en los cristales producidos por Alpha Spectra en Grand Junction, Colorado, es por la acción de los neutrones cósmicos en el material. Se estima que el flujo de estos neutrones es 3,6 veces mayor en la región donde se manufacturaron los cristales que en el nivel del mar. El lapso de tiempo de exposición de los distintos cristales (desde la purificación del material crudo hasta el envío de los detectores) concuerda con la tasa de producción de tritio de estos [11].

Una vez justificada la implementación del tritio en nuestro modelo de fondo radiactivo procedemos a presentar la comparación (Figuras 18 a 26) del espectro obtenido mediante simulación con el espectro experimental registrado en el LSC durante el primer año de toma de datos.

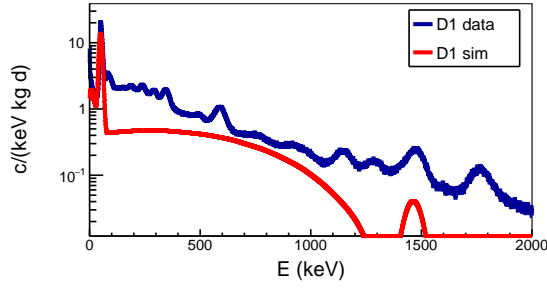


(a) Altas energías.

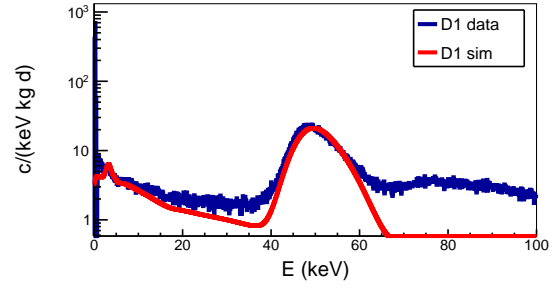


(b) Bajas energías.

Figura 18: Comparación del espectro experimental con el simulado para el detector D0.

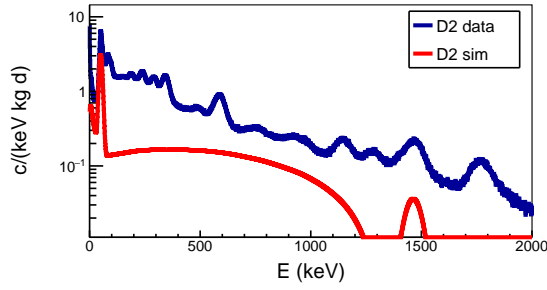


(a) Altas energías.

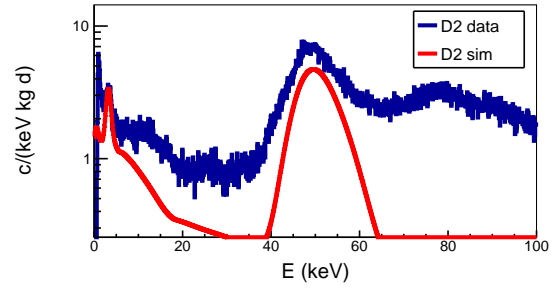


(b) Bajas energías.

Figura 19: Comparación del espectro experimental con el simulado para el detector D1.

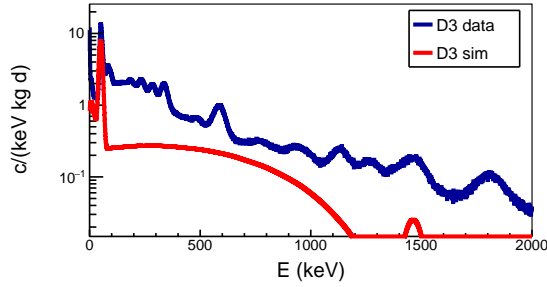


(a) Altas energías.

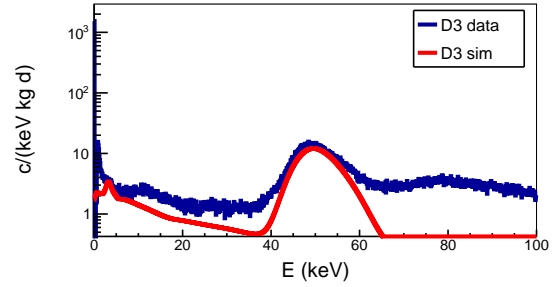


(b) Bajas energías.

Figura 20: Comparación del espectro experimental con el simulado para el detector D2.

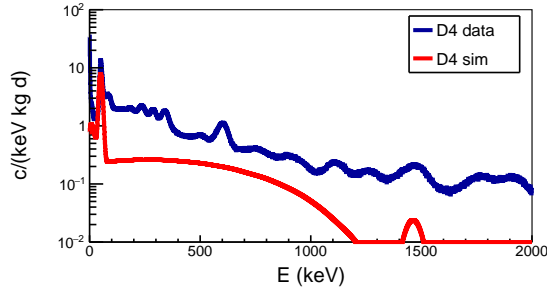


(a) Altas energías.

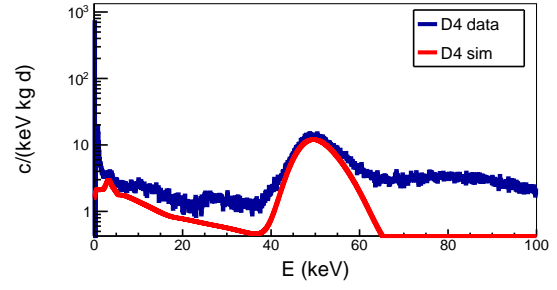


(b) Bajas energías.

Figura 21: Comparación del espectro experimental con el simulado para el detector D3.

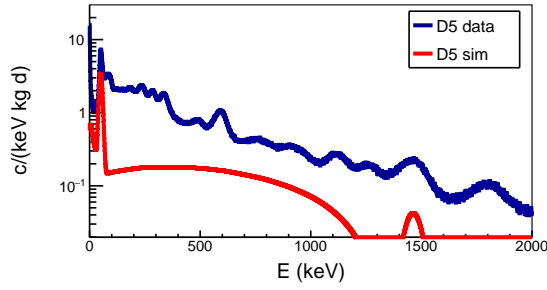


(a) Altas energías.

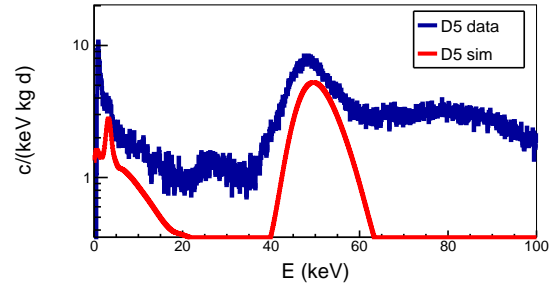


(b) Bajas energías.

Figura 22: Comparación del espectro experimental con el simulado para el detector D4.

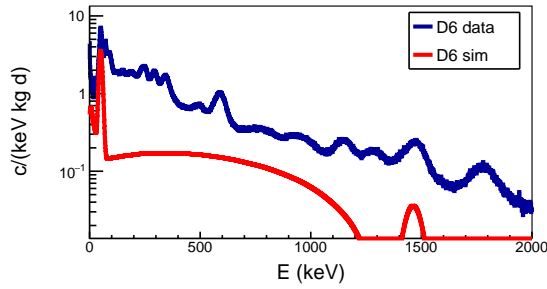


(a) Altas energías.

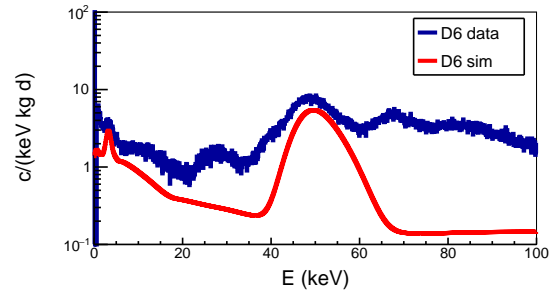


(b) Bajas energías.

Figura 23: Comparación del espectro experimental con el simulado para el detector D5.

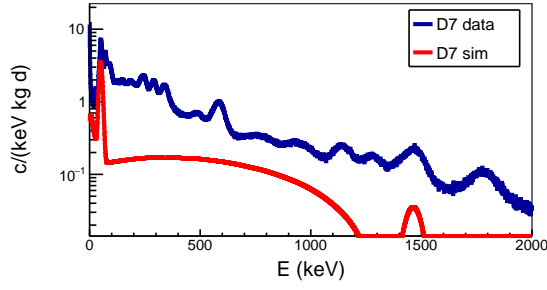


(a) Altas energías.

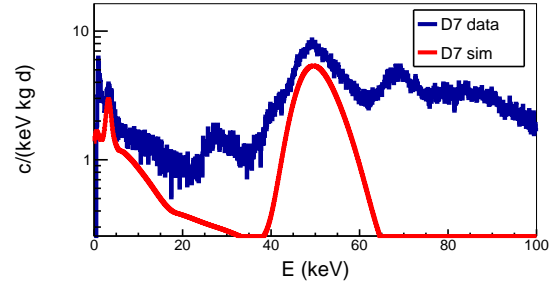


(b) Bajas energías.

Figura 24: Comparación del espectro experimental con el simulado para el detector D6.

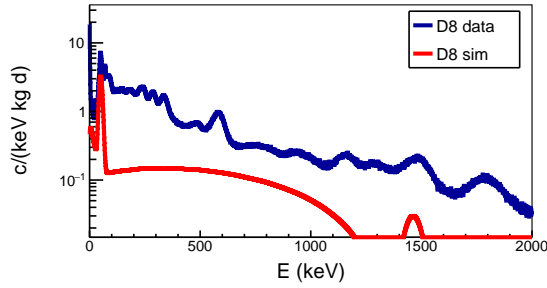


(a) Altas energías.

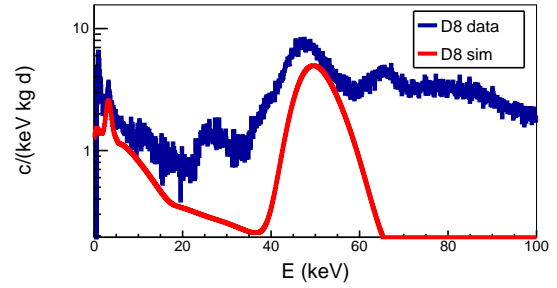


(b) Bajas energías.

Figura 25: Comparación del espectro experimental con el simulado para el detector D7.



(a) Altas energías.



(b) Bajas energías.

Figura 26: Comparación del espectro experimental con el simulado para el detector D8.

En las figuras anteriores se observa claramente que en la región de alta energía de todos los detectores el ^{210}Pb , ^{40}K y tritio no explican la mayor parte de los depósitos energéticos observados. El modelo de fondo de ANAIS-112 considera muchas más contribuciones que éstas y es capaz de reproducir muy satisfactoriamente el fondo en los distintos rangos energéticos. En particular, a alta energía, es importante la contribución del ^{238}U , ^{232}Th y ^{40}K en los tubos fotomultiplicadores. En la región de baja energía, sin embargo, es más importante la contribución de isótopos de vida media corta de origen cosmogénico (generados por la radiación cósmica). Debido a que estos isótopos empiezan a decaer tras la instalación de los detectores en el subterráneo, los detectores D0 y D1 que se recibieron en 2012, tienen menor contribución de los mismos y la simulación que mostramos reproduce mejor el espectro experimental.

4. Conclusiones

Tras los datos obtenidos y teniendo en cuenta los objetivos propuestos para este trabajo, es importante abordar cada parte por separado para su valoración.

Como se ha mencionado en los objetivos (apartado 1.4) parte de este trabajo es comparar un código de simulación basado en la versión 9.4 con uno basado en la versión 10.07 del código

GEANT4. En las simulaciones realizadas se ha guardado toda la información de cada depósito energético en TTrees para su posterior análisis mediante ROOT, mientras que en las simulaciones previas solo se guardaba la energía total depositada en el volumen sensible. Un procesamiento o análisis de los resultados de la simulación ha permitido construir histogramas de energía depositada para compararlos con los obtenidos mediante el código antiguo. Un primer resultado de este trabajo es que la implementación de esta nueva forma de guardar la información es coherente con los resultados previos.

El segundo punto a tratar es la comprobación de la desintegración de los distintos isótopos radiactivos considerados relevantes para ANAIS-112 en el apartado 2.1. Los resultados obtenidos son adecuados dentro de las incertidumbres estadísticas. Hay que destacar que el código de la simulación tenía desactivada por defecto la desexcitación atómica tras la captura electrónica, por tanto, no se mostraba en las gráficas el desdoblamiento del pico para los rayos gamma (como en el ejemplo mostrado para el ^{40}K en la Figura 7). Podemos concluir por tanto, que el código GEANT4 versión 10.07 es apto para la reproducción de desintegraciones nucleares para los isótopos estudiados en este trabajo.

A continuación, se han simulado las emisiones de ^{40}K y ^{210}Pb en los cristales de NaI(Tl) utilizando el código de simulación de GEANT4 para la geometría completa de ANAIS-112. Para ello se han obtenido las distribuciones de energía detectada tanto en alta como baja energía para un elevado número de desintegraciones y se ha valorado la discrepancia obtenida al comparar los datos simulados para la versión con la que trabajamos del código GEANT4 con los datos del código anterior. Para altas energías no se observa discrepancia dentro de la incertidumbre estadística. Pero para bajas energías encontramos una discrepancia de importante, sobre todo en el caso del ^{40}K , lo que nos señala una diferencia entre códigos notoria. Aunque no hemos confirmado el origen para la diferencia observada, podría estar relacionada con la distribución de energía simulada en los procesos β^- . Para identificar el origen de esta discrepancia haría falta simular un mayor número de desintegraciones y comparar la forma del espectro reduciendo las incertidumbres estadísticas.

Tras haber verificado que los espectros del ^{40}K y ^{210}Pb se adecuan a la forma esperada, realizamos un reescalado de estos espectros en función de la actividad de cada isótopo detectada en cada detector. Una vez obtenidos los nuevos espectros y añadiendo la influencia de la actividad del ^{40}K de los demás detectores sobre el detector que nos interesa medir, procedemos a la suma de todos estos espectros para altas energías. Para bajas energías se realiza el mismo proceso para el espectro obtenido con la toma de datos en anticoincidencia más la aportación teórica del tritio. La comparación de la suma de las contribuciones simuladas con el espectro experimental de ANAIS-112 para su primer año de funcionamiento no pretende ser una representación real del espectro, ya que no hemos simulado todas las contribuciones al fondo radiactivo. Una implementación para completar y mejorar el modelo de fondo sería añadir la simulación de desintegraciones de isótopos como el ^{232}Th o el ^{238}U , núcleos que no tienen una actividad muy alta en el cristal de NaI(Tl) (orden de los $\mu\text{Bq/kg}$), pero tienen una actividad muy relevante en los fotomultiplicadores y otras componentes del montaje, cuyas actividades conocemos [11]. También se podría considerar la adición de los isótopos cosmogénicos. Esto permitiría una aproximación más certera a la realidad experimental.

5. Referencias

- [1] N. Aghanim et al. Planck 2018 results - VI. Cosmological parameters. *Astronomy Astrophysics*, 641:A6, 2020, <https://doi.org/10.48550/arXiv.1807.06209>
- [2] Particle Data Group collaboration, Review of Particle Physics, *PTEP* 2022 (2022) 083c01. <https://doi.org/10.1093/ptep/ptac097>
- [3] G. Bertone and D. Hooper, History of dark matter. *Rev. Mod. Phys.* 90 (2018) 045002 [1605.04909]. <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.90.045002>
- [4] A. Casas, *Materia oscura. (National Geographic-Un paseo por el Cosmos)* RBA
- [5] J. Billard et al. Direct detection of dark matter—APPEC committee report. *Rep. Prog. Phys.* 85 (2022) 056201. <https://doi.org/10.1088/1361-6633/ac5754>
- [6] ANAIS Experiment- Universidad de Zaragoza URL: [https:// gifna.unizar.es/anais/](https://gifna.unizar.es/anais/)
- [7] R. Bernabei, et al. The DAMA project: Achievements, implications and perspectives *Progress in Particle and Nuclear Physics* 114, 103810 (2020), <https://doi.org/10.1016/j.pnpnp.2020.103810>
- [8] J. Amaré et al. Annual modulation results from three-year exposure of ANAIS-112. *Phys. Rev. D* 103 (2021) 102005 <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.103.102005>
- [9] I. Coarasa et al. Improving ANAIS-112 sensitivity to DAMA/LIBRA signal with machine learning techniques. *JCAP*11(2022)048 <https://doi.org/10.1088/1475-7516/2022/11/048>
- [10] M. Villalba, M. Martínez, D. Cintas. Simulación por Montecarlo de procesos de generación y recogida de luz para la optimización del experimento ANAIS-112. TFG, UNIZAR,(2021) <https://zaguan.unizar.es/record/110377>
- [11] J. Amaré et al. Analysis of backgrounds for the ANAIS-112 dark matter experiment. *Eur. Phys. J. C* 79, 412 (2019) <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-019-6911-4>
- [12] Geant4, Physics reference manual. <https://geant4-userdoc.web.cern.ch/UsersGuides/PhysicsReferenceManual/html/index.html>
- [13] ROOT Data Analysis Framework. <https://root.cern/manual/graphs/>
- [14] R. Brun and F. Rademakers, “ROOT - An Object Oriented Data Analysis Framework”, “Proceedings AIHENP’96 Workshop, Lausanne, Sep. 1996”, *Nucl. Inst. Meth. in Phys. Res. A* 389, 81-86, (1997). [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(97\)00048-X](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(97)00048-X)
- [15] S. Agostinelli et al., Geant4—a simulation toolkit. *Nucl. Inst. Meth. in Phys. Res. A* 506, 250-303 (2003) [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(03\)01368-8](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01368-8)
- [16] <http://www.lnhb.fr/nuclear-data/module-lara/>