



Universidad de Zaragoza

FACULTAD DE CIENCIAS

DETECCIÓN DE AXIONES SOLARES CON 6 AÑOS DE DATOS DE ANAIS-112

Trabajo de Fin de Grado

Autor:

Antonio Ratia Struk

Directoras:

María Luisa Sarsa Sarsa

Tamara Pardo Yanguas

Curso 2024-2025

Índice

1. Introducción	2
1.1. Materia oscura y axiones	2
1.2. Axiones solares	3
1.3. El experimento ANAIS-112	5
1.3.1. El fondo radiactivo de ANAIS-112	6
1.3.2. Calibración en energía	7
1.3.3. Selección de eventos	8
1.4. Herramientas y entorno de trabajo	9
2. Metodología	9
2.1. Calibración en resolución de los detectores de ANAIS-112	9
2.2. Simulación de la contribución de ^{210}Pb al fondo de ANAIS-112	15
2.3. Cálculo de la señal esperada de axiones solares	16
2.4. Ajuste a los datos experimentales de ANAIS-112	18
3. Resultados	19
3.1. Análisis de los resultados obtenidos	20
3.1.1. Derivación de los límites superiores para las constantes de acoplo	20
3.2. Comparación con otros experimentos	21
4. Conclusiones	23
Referencias	24

1. Introducción

1.1. Materia oscura y axiones

De la totalidad del Universo, la parte visible constituye únicamente un mero 4 %. Esta materia visible es capaz de absorber, emitir o reflejar radiación electromagnética y, por tanto, es posible observarla directamente con el ojo humano o con ayuda de instrumentos ópticos o detectores (telescopios) sensibles a las diferentes longitudes de onda, más allá del rango visible. El resto del universo está compuesto en un 69 % de energía oscura, la cual explica la expansión acelerada del Universo, y un 27 % de materia oscura [1]. La existencia de la materia oscura se ha inferido a partir de su interacción gravitatoria. Además de este tipo de interacción, la materia oscura podría estar débilmente acoplada a la materia ordinaria, lo que abriría la posibilidad de detectarla por otros medios.

Este trabajo se centra en los axiones, partículas hipotéticas que se encuentran entre los principales candidatos que podrían explicar la materia oscura, y, concretamente, en la búsqueda de aquellos que podrían ser producidos en el Sol. El axión surge como solución del denominado problema CP fuerte, que aparece en el marco de la Cromodinámica Cuántica (QCD) y consiste en la no observación de la violación de la simetría CP (simetría de paridad de carga).

A pesar de que el Modelo Estándar permite una violación de la simetría CP en la interacción fuerte, a través de un parámetro angular $\bar{\theta}$ que incluye contribuciones tanto de la interacción fuerte como de la débil, dicha violación no se ha observado experimentalmente en la interacción fuerte. Los experimentos realizados imponen un límite muy pequeño al valor de este parámetro ($\bar{\theta} \lesssim 10^{-10}$), que resulta difícil de justificar y que sugiere la posible existencia de una simetría aún desconocida.

En el modelo propuesto por Peccei y Quinn [2], se introduce un nuevo campo cuya evolución dinámica hace que el valor de θ tienda naturalmente a cero, resolviendo así el problema CP fuerte. Las excitaciones de este campo son los axiones, unas partículas pseudoescalares que, aunque fueron propuestas como solución al problema CP fuerte, son un buen candidato para explicar la materia oscura fría. Asimismo, el axión podría explicar el enfriamiento acelerado de ciertas estrellas al actuar como un mecanismo adicional de disipación de energía, complementando los procesos convencionales de emisión de neutrinos y radiación superficial de fotones [3, 4].

En caso de existir, la interacción entre los axiones y las partículas del Modelo Estándar debe ser muy débil, dado que hasta la fecha no se han podido detectar. En la mayoría de los modelos de axión existen acoplamientos, aunque débiles, a los campos electromagnéticos, y en muchos casos también a electrones y hadrones. Estos acoplamientos posibilitan tanto la producción de axiones como su detección mediante diversos procesos de interacción. Así, se puede afrontar la detección directa de los axiones que constituyen la materia oscura, pero también la producción y detección de axiones en el laboratorio.

Además, se pueden observar efectos indirectos de su existencia en sistemas astrofísicos como estrellas, galaxias y cúmulos de galaxias. En la siguiente sección consideraremos cómo las estrellas, y en particular el Sol, son una importante fuente de axiones, al proporcionar unas condiciones difíciles de replicar en nuestros laboratorios.

La masa del axi3n m_a se relaciona con f_a , el valor esperado en el vac3o del campo axi3nico que rompe la simetr3a de Peccei y Quinn seg3n [4]

$$m_a = \frac{z^{1/2}}{1+z} \frac{f_\pi m_\pi}{f_a} \simeq \frac{6 \times 10^6 \text{ GeV}}{f_a} \text{ eV}/c^2, \quad (1.1)$$

donde $z = m_u/m_d$ es la relaci3n entre las masas de los quarks *up* y *down*, y $f_\pi = 92 \text{ MeV}$ y m_π son la constante de decaimiento y la masa del p3n, respectivamente. Dado que las constantes de acoplo del axi3n son inversamente proporcionales a f_a , se deduce que dichas constantes son directamente proporcionales a m_a . Si la masa del axi3n es superior a unos pocos μeV , el axi3n pudo ser generado en el Universo primitivo en la cantidad precisa para explicar la materia oscura. Sin embargo, en funci3n de c3mo fuera la etapa inflacionaria, un rango mucho m3s amplio de masas estar3a permitido para el axi3n. El rango de masas considerado preferentemente est3 entre μeV y meV .

Adem3s de los axiones, en el marco de distintas teor3as aparecen part3culas con caracter3sticas similares, *Axion Like Particles* (ALPs), que no tiene por qu3 cumplir la Ec. 1.1 por lo que las constantes de acoplo y masas axi3nicas son par3metros independientes. Por este motivo, las ALPs son buenos candidatos a materia oscura, con pocas restricciones a su masa.

1.2. Axiones solares

En el Sol, los axiones pueden producirse mediante tres procesos distintos. En primer lugar, los procesos ABC agrupan tres mecanismos de producci3n de axiones mediados por su acoplo con los electrones (g_{ae}): la desexcitaci3n y recombinaci3n at3mica, el bremsstrahlung, y la dispersi3n Compton. Los procesos de desexcitaci3n y recombinaci3n son significativos 3nicamente en iones met3licos, los cuales son mucho menos abundantes que el hidr3geno, el helio y los electrones en el medio solar. Esta proporci3n de elementos presentes en el Sol es la raz3n principal por la que el bremsstrahlung constituye la contribuci3n dominante. Las importancias relativas para los flujos totales Φ_a son [5]

$$\Phi_a^B : \Phi_a^C : \Phi_a^A = 64,9 : 7,6 : 27,6, \quad (1.2)$$

donde Φ_a^A representa la contribuci3n de los procesos de desexcitaci3n y recombinaci3n at3mica, Φ_a^B la correspondiente al bremsstrahlung, y Φ_a^C la asociada a los procesos de dispersi3n Compton. El flujo ABC es continuo, y escala con la constante de acoplo axi3n-electr3n g_{ae} como

$$\Phi_a^{ABC} \propto g_{ae}^2. \quad (1.3)$$

En segundo lugar, el proceso Primakoff permite la conversi3n de fotones en axiones en los intensos campos el3ctricos y magn3ticos del Sol, mediada por el acoplo del axi3n a dos fotones. Estos axiones conservan las caracter3sticas espectrales de los fotones solares. El flujo Primakoff, tambi3n continuo, viene dado por

$$\frac{d\Phi_a^{\text{Prim}}}{dE_a} = \left(\frac{g_{a\gamma}}{\text{GeV}^{-1}} \right)^2 \left(\frac{E_a}{\text{keV}} \right)^{2,481} e^{-E_a/(1,205 \text{ keV})} \times 6 \times 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ keV}^{-1}, \quad (1.4)$$

donde E_a representa la energía del axión, y $g_{a\gamma}$ es la constante de acoplo axión-fotón.

Finalmente, también se pueden emitir axiones solares en la transición M1 de desexcitación del primer nivel excitado del núcleo de ^{57}Fe , correspondiente a una energía de 14.4 keV. En este caso, el flujo viene dado por

$$\Phi_a^{57\text{Fe}} = \left(\frac{k_a}{k_\gamma} \right)^3 \times 4,56 \times 10^{23} \left(g_{a\text{N}}^{\text{eff}} \right)^2 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}, \quad (1.5)$$

donde $k_a = \sqrt{E^2 - m_a c^2}/c$ y $k_\gamma = E/c$ representan los momentos de los axiones y fotones correspondientes a $E = 14,4 \text{ keV}$, respectivamente, y $g_{a\text{N}}^{\text{eff}}$ es la constante de acoplo axión-nucleón efectiva, definida como

$$g_{a\text{N}}^{\text{eff}} = -1,19 g_{a\text{N}}^0 + g_{a\text{N}}^3, \quad (1.6)$$

donde $g_{a\text{N}}^0$ y $g_{a\text{N}}^3$ son las constantes de acoplamiento axión-nucleón iso-escalar e iso-vectorial, respectivamente, y $-1,19$ es una constante que depende de la estructura nuclear del ^{57}Fe . Por tanto, la Ec. (1.6) solo es válida para axiones emitidos por este isótopo del hierro [4].

Al llegar a los detectores, los axiones pueden interactuar por dos mecanismos distintos:

- **Efecto Primakoff inverso:** consiste en la conversión de axiones en fotones en presencia de campos magnéticos intensos [6]. En este trabajo no se considerará este tipo de interacción.
- **Efecto axioeléctrico:** proceso análogo al efecto fotoeléctrico en el que el axión es completamente absorbido por el material y su energía es transferida a un electrón ligado a uno de los átomos del detector, que resulta eyectado. La probabilidad de interacción viene determinada por la sección eficaz de este proceso

$$\sigma_{ae} = \sigma_{pe} \frac{g_{ae}^2}{\beta} \frac{3E_a^2}{16\pi\alpha m_e^2} \left(1 - \frac{\beta^{2/3}}{3} \right), \quad (1.7)$$

donde σ_{pe} es la sección eficaz del efecto fotoeléctrico, g_{ae} es la constante de acoplo axión-electrón, β y E_a son la velocidad y energía del axión, respectivamente, α es la constante de estructura fina, y m_e es la masa del electrón.

Es fundamental resaltar que σ_{ae} es independiente de la masa del axión para valores por debajo de $100 \text{ eV}/c^2$ [4], siendo habitual trabajar en la aproximación de masa nula. Bajo dicha suposición, la Ec. (1.7) se reduce a

$$\sigma_{ae} = \sigma_{pe} \frac{g_{ae}^2 E_a^2}{8\pi\alpha m_e^2}. \quad (1.8)$$

Partiendo de la Ecs. (1.4) y (1.5), la obtención del flujo Primakoff y del flujo ^{57}Fe es inmediata. Por otro lado, al agrupar múltiples procesos, el flujo de axiones ABC tiene una dependencia en la energía compleja. En este trabajo se utilizará un histograma extraído de la Ref. [5]. La Figura 1 muestra los flujos ABC y Primakoff estimados para valores de las constantes de acoplo $g_{ae} = 3,5 \times 10^{-12}$ y $g_{a\gamma} = 2 \times 10^{-10} \text{ GeV}^{-1}$ en la zona de interés de este trabajo, $E < 20 \text{ keV}$. El cálculo de los tres tipos de flujos de axiones solares se ha llevado a cabo suponiendo que la masa del axión es nula, lo que implica que su energía está prácticamente determinada por su momento (energía cinética).

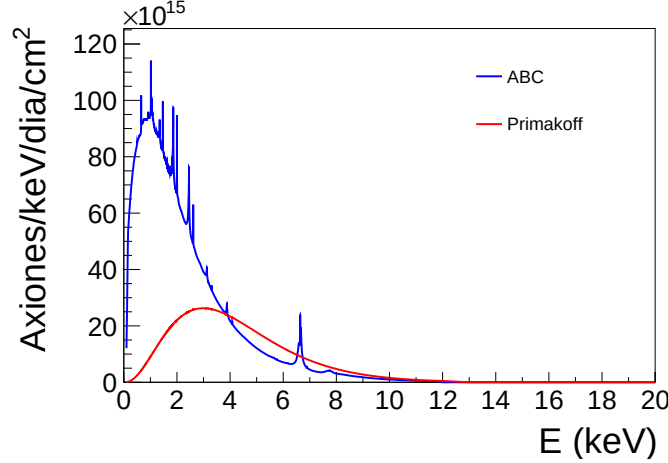


Figura 1: Flujos ABC y Primakoff con los acoplos $g_{ae} = 3,5 \times 10^{-12}$ y $g_{a\gamma} = 2 \times 10^{-10} \text{ GeV}^{-1}$, respectivamente. El flujo de ^{57}Fe no se muestra en la figura. Correspondería a una línea a 14.4 keV que, debido al ensanchamiento Doppler causado por el movimiento térmico de los núcleos de ^{57}Fe en el interior solar, presenta una distribución gaussiana con desviación estándar $\sigma \sim 2 \text{ eV}$ [7].

1.3. El experimento ANAIS-112

Los datos que se utilizarán en este trabajo son los obtenidos en el experimento ANAIS-112, localizado en el Laboratorio Subterráneo de Canfranc. Este es un experimento de detección directa de materia oscura en forma de WIMPs (partículas masivas que interactúan débilmente), cuyo objetivo es verificar el resultado del experimento DAMA-LIBRA realizado en el Laboratorio Nacional de Gran Sasso, Italia: una modulación estadísticamente significativa en el ritmo de detección compatible con la que se espera que produzcan partículas de materia oscura distribuidas en el halo galáctico.

ANAIS cuenta con nueve detectores centelleadores consistentes en cristales cilíndricos de NaI con una masa de 12,5 kg cada uno, colocados en una disposición 3x3. Estos nueve módulos están blindados con 10 cm de plomo arqueológico, 20 cm de plomo de baja actividad, una caja anti-radón, un sistema de veto antimuónico formado por 16 centelleadores plásticos que rodean todo el dispositivo, y 40 cm de una combinación de tanques de agua y bloques de polietileno que sirve como moderador de neutrones. Adicionalmente, 800 m de roca que se encuentran encima del laboratorio se encargan de blindar de manera natural el experimento frente a la radiación cósmica.

Cada cristal está acoplado a dos fotomultiplicadores (PMT) Hamamatsu R12669SEL2 de alta eficiencia cuántica mediante ventanas de cuarzo. El encapsulado de cada módulo cuenta con una pequeña ventana de mylar en la cara lateral que se aprovecha para realizar, cada dos

semanas, una calibración a baja energía de entre tres y cuatro horas de duración mediante el uso de fuentes de ^{109}Cd , con el fin de monitorizar la estabilidad y corregir posibles desviaciones de la ganancia de los detectores [8].

El proceso de toma de datos empezó el 3 de agosto de 2017, por lo que el experimento lleva acumulando datos durante prácticamente ocho años. Sin embargo, para la realización de este trabajo se utilizarán los datos calibrados en energía correspondientes a los seis primeros años, con el objetivo de explorar la sensibilidad de ANAIS-112 a los hipotéticos axiones solares.

1.3.1. El fondo radiactivo de ANAIS-112

Para la realización de este trabajo, es fundamental comprender en detalle el fondo radiactivo de ANAIS-112, compuesto por diversas contaminaciones en los cristales de NaI y en los PMTs acoplados, así como otras contribuciones externas. Concretamente, las contribuciones más importantes en la región de interés provienen del ^{40}K , ^{22}Na , ^{210}Pb y ^3H .

- **^{40}K :** se desintegra principalmente por dos vías: mediante una desintegración β^- al estado fundamental del ^{40}Ca con una probabilidad del 89,25 %, o a través de una captura electrónica al primer estado excitado del ^{40}Ar con una probabilidad del 10,75 %. En el segundo de los dos casos, la desexcitación al estado fundamental del ^{40}Ar emite rayos γ de 1460,9 keV, y la reestructuración electrónica debida a la vacante que se genera por la captura da lugar a una emisión característica de rayos X de 3,2 keV o 0,3 keV dependiendo de si la captura se produce en la capa K o en la capa L, respectivamente [9].
- **^{22}Na :** se desintegra por emisión β^+ con una probabilidad del 90,3 % o por captura electrónica con una probabilidad del 9,64 % al primer estado excitado del ^{22}Ne en ambos casos. La desexcitación al estado fundamental genera radiación γ de 1274,5 keV y, en el caso de la captura electrónica en la capa K, se emiten rayos X característicos de 0,87 keV [9].
- **^{210}Pb :** este isótopo es una de las contaminaciones más relevantes en la región de interés de ANAIS-112. Se encuentra distribuida en los propios cristales centelleadores de NaI, así como en las capas reflectantes de teflón de 0,5 mm que rodean dichos cristales. Cabe destacar que en el caso de las contaminaciones localizadas dentro del volumen de los cristales, toda la energía se deposita en el volumen de detección (excepto la de los antineutrinos), pero en las contaminaciones superficiales, parte de la energía puede escapar.

El origen de las contaminaciones superficiales de ^{210}Pb es, probablemente, el depósito de ^{222}Rn , al haber estado el material expuesto durante la fabricación y almacenamiento de los módulos previo al comienzo del experimento. Entre los productos de desintegración del ^{222}Rn , el ^{210}Pb destaca por tener la vida media más larga, lo que favorece su acumulación.

El ^{210}Pb forma parte de la cadena radiactiva natural del ^{238}U , y se desintegra β^- al estado fundamental del ^{210}Bi con una probabilidad del 19,8 % y $Q^- = 63,5$ keV, o al primer estado excitado con una probabilidad del 80,9 % y $Q^- = 17$ keV (véase la Fig. 2). Por tanto, existe una fracción importante de los electrones emitidos que depositan energía en los detectores dentro del rango de trabajo¹. En el caso de la posterior desintegración al primer excitado,

¹En las desintegraciones β^- , la energía total disponible Q^- se reparte entre el electrón, el antineutrino electrónico y el núcleo hijo. Al tratarse de un problema de tres cuerpos, la energía del electrón varía entre 0 y Q^- de manera continua. En promedio, el electrón suele llevarse en torno a 1/3 del valor de Q^- .

la desexcitación al fundamental conlleva la emisión de 46,5 keV de energía en forma de radiación γ o electrones de conversión junto a electrones Auger de entre 5,3 keV y 10,7 keV y rayos X característicos de 9,4 keV a 15,7 keV.

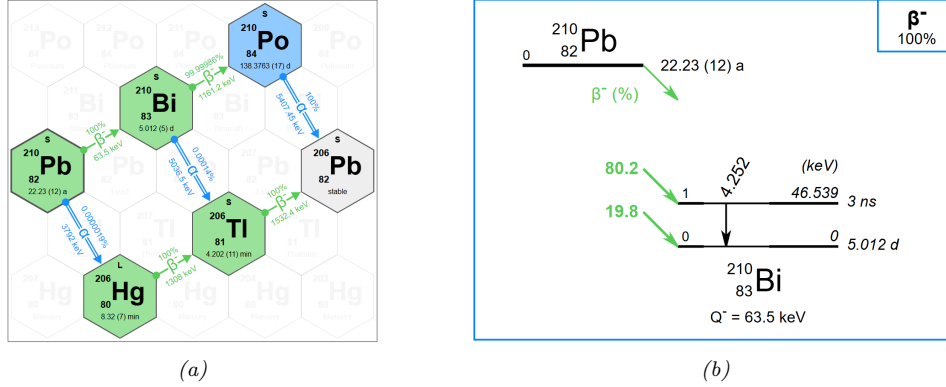


Figura 2: Cadena de desintegración del ^{210}Pb (a), y la desintegración β^- del ^{210}Pb al ^{210}Bi (b) [9].

Posteriormente, el ^{210}Bi se desintegra β^- al ^{210}Po , pero la energía disponible es mucho mayor en esta ocasión: $Q^- = 1161,2$ keV. Finalmente, el ^{210}Po se desintegra α al ^{206}Pb , el cual es estable [9].

- ^3H : se desintegra β^- con una probabilidad del 100 % al estado fundamental del ^3He y una $Q^- = 18,6$ keV, y su vida media es de 12,3 años [9]. Consecuentemente, este es otro isótopo que aporta depósitos energéticos al fondo dentro de un rango continuo y en la región de interés. Su presencia se infiere para poder explicar las diferencias entre el fondo medido y los modelos de fondo, y se le atribuye un origen cosmogénico. Esta contaminación se produjo cuando los cristales estuvieron expuestos a la radiación cósmica, durante su fabricación en Colorado y traslado por superficie hasta Canfranc [10].

1.3.2. Calibración en energía

Las fuentes externas de ^{109}Cd proporcionan tres líneas características: 12,1 keV, 22,6 keV, y 88,0 keV. Por un lado, el encapsulado de plástico de las fuentes contiene cierta cantidad de bromo que, al ser irradiado por los fotones emitidos por el ^{109}Cd , produce efecto fotoeléctrico en el bromo y resulta en la emisión de rayos X. Cuando ocurre en la capa K, la energía media de los rayos X emitidos es 12,1 keV. Por otro lado, la línea de 22,6 keV corresponde al valor medio de las energías de los rayos X característicos de la plata, generados tras el decaimiento por captura electrónica del ^{109}Cd que deja vacantes en la capa K del núcleo hijo [8]. La línea de 88 keV surge de la desexcitación del primer estado excitado del núcleo hijo ^{109}Ag , al estado fundamental [9].

Adicionalmente, para la calibración en la región de baja energía resultan especialmente útiles las contaminaciones de ^{22}Na y ^{40}K . La radiación γ de alta energía que se emite (1274,5 keV y 1460,9 keV, respectivamente) puede escapar del detector donde se ha producido e interactuar con otro distinto, dando lugar así un evento de coincidencia junto con los rayos γ de baja energía (0,87 keV y 3,2 keV, respectivamente). Esto permite seleccionar claramente estos eventos, que además se pueden considerar distribuidos homogéneamente en los cristales de NaI, al igual que se espera que sean las señales tanto de materia oscura como de axiones solares.

Por su proximidad al umbral energético de 1 keV en ANAIS-112 (definido como la energía mínima detectable con fiabilidad estadística), la inclusión de estas señales incrementa significativamente la fiabilidad de la calibración en la región de interés del experimento (1-6 keV) [8]. La calibración empleada en ANAIS-112 por debajo de 20 keV, y por tanto en este trabajo, utiliza la línea de 22,6 keV del ^{109}Cd para corregir posibles derivas de ganancia a lo largo de la toma de datos, para finalmente recalibrar con las líneas de fondo de ^{22}Na y ^{40}K haciendo uso de todos los datos disponibles.

1.3.3. Selección de eventos

Dado que se espera que la materia oscura interactúe con la materia ordinaria a través de procesos caracterizados por secciones eficaces extremadamente pequeñas, la probabilidad de que una partícula de materia oscura produzca más de una interacción dentro del montaje de ANAIS-112 es prácticamente nula. Por ello, se seleccionan exclusivamente eventos compatibles con una única interacción, mientras que se descartan aquellos que presentan depósitos en más de un módulo de forma simultánea. El veto anti-muones permite eliminar además todos aquellos sucesos relacionados con la interacción de un muón, tanto en los detectores como en el blindaje.

Adicionalmente, existen condiciones de corte cuyo objetivo es seleccionar aquellos eventos dentro del volumen centelleador que correspondan al depósito energético de partículas compatibles con materia oscura, o axiones solares en el caso de este trabajo. Se trata de identificar señales que muestren las características del centelleo del cristal de NaI frente a otros sucesos originados, por ejemplo, en los PMTs. Las condiciones estándar son el corte PSV (Pulse Shape Variable), que permite filtrar eventos de centelleo basándose en la forma del pulso, y el corte de asimetría, que exige que cada PMT detecte al menos 5 fotoelectrones [8].

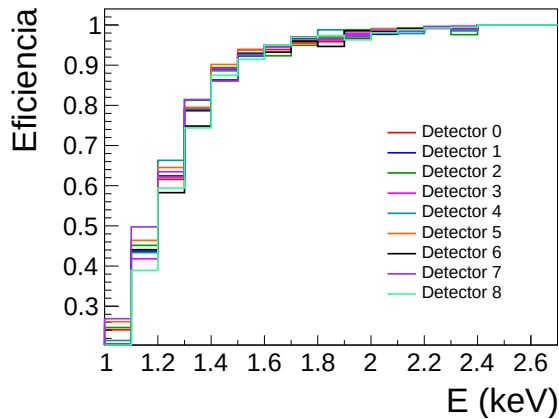


Figura 3: Eficiencias totales de los detectores de ANAIS-112 en función de la energía.

bajo para la selección de eventos. La Fig. 3 muestra las eficiencias totales de los 9 módulos de ANAIS-112, es decir, el porcentaje de depósitos energéticos que producen una señal capaz de pasar los criterios de selección.

A su vez, en años recientes se ha implementado un nuevo corte basado en técnicas de *machine learning*: un algoritmo de tipo Árbol de Decisión Potenciado (*Boosted Decision Tree*, BDT) que combina variables de forma del pulso y de asimetría en el reparto de luz entre los PMTs. Este algoritmo, adecuadamente entrenado con poblaciones de pulsos de centelleo (buenos) y pulsos originados en los PMTs (malos) ha permitido mejorar el filtrado de sucesos a muy baja energía [11]. Este es el filtrado que se empleará a lo largo del presente tra-

1.4. Herramientas y entorno de trabajo

La realización de este trabajo se ha llevado a cabo utilizando ROOT, un software de código abierto desarrollado por el CERN que ofrece un marco de trabajo orientado al análisis de datos científicos, principalmente en el ámbito de la física de partículas. ROOT proporciona herramientas para leer, escribir y manejar archivos de datos (especialmente en formato `.root`), ajustar funciones, crear y manipular gráficas e histogramas, realizar análisis estadísticos y visualizar resultados. Todo ello convierte a ROOT en una herramienta particularmente útil y eficiente, utilizada a diario por miles de físicos en todo el mundo [12].

Existe una biblioteca de C++ denominada RooFit enfocada en el modelado estadístico que permite representar conceptos matemáticos como variables, funciones, y funciones de densidad de probabilidad (PDFs) como objetos C++. Integrada en el entorno ROOT, permite construir modelos estadísticos completos, capaces de proporcionar estimaciones precisas de parámetros físicos y sus incertidumbres asociadas.

Una diferencia clave respecto a los ajustes clásicos, como los realizados en la Sección 2.1, es que RooFit trabaja directamente con PDFs normalizadas. Además, la gran ventaja que ofrece RooFit es que permite incorporar histogramas simulados directamente en las PDFs, evitando de esta manera tener que proponer funciones.

No obstante, a pesar de ser una herramienta muy potente, RooFit resulta a su vez extremadamente compleja, ya que requiere un conocimiento elevado de su sintaxis y funcionamiento, lo cual exige varios meses de aprendizaje para alcanzar un manejo fluido y óptimo. Por este motivo, en este trabajo se ha partido de un código existente, que se ha modificado para los objetivos concretos perseguidos.

Por otro lado, las simulaciones realizadas en este trabajo se han llevado a cabo en Geant4, un conjunto de herramientas desarrollado en C++ que permite realizar simulaciones de Monte Carlo del paso de partículas o radiación a través de materia en un amplio rango energético (desde meV hasta cientos de GeV). Para ello, Geant4 ofrece la posibilidad de reproducir geometrías complejas y materiales diversos, generar eventos, realizar el seguimiento del transporte de partículas, simular interacciones físicas, registrar la energía depositada, así como visualizar y analizar trayectorias y espectros [13].

2. Metodología

El desarrollo de este trabajo se divide en cuatro secciones diferenciadas: la reevaluación de la resolución de los detectores de ANAIS-112, la simulación con Geant4 de eventos de ^{210}Pb en las superficies internas y externas del teflón que rodea los cristales de NaI, el cálculo de las señales esperadas de axiones solares en los detectores a partir de los flujos teóricos, y el ajuste al fondo experimental de ANAIS-112 para extraer límites a la presencia de axiones solares en el mismo.

2.1. Calibración en resolución de los detectores de ANAIS-112

La resolución de un detector se define como su capacidad para distinguir entre dos señales cercanas en energía. En un detector real, cualquier depósito energético, al ser convertido en señal visible, se ve afectado por una dispersión en torno al valor medio. Esto da lugar a picos

gaussianos con una cierta anchura correspondientes a señales puramente monoenergéticas en origen. Cuanto mayor sea esta dispersión, menor será la capacidad del detector para discriminar entre señales próximas en energía. En otras palabras, a medida que empeora la resolución, los picos correspondientes a energías distintas cercanas entre sí se ensanchan y se solapan, reduciendo la capacidad del detector para distinguirlos. Por tanto, esta magnitud es importante para determinar la respuesta del detector ante cualquier señal de interés, y resulta esencial caracterizar su dependencia con la energía depositada. Este proceso se conoce como calibración en resolución de un detector.

Los detectores de ANAIS-112 fueron calibrados en resolución en 2019, utilizando los datos correspondientes a los dos primeros años de medida [14]. No obstante, en este trabajo se va a reevaluar dicha calibración empleando seis años de datos. Para ello se ajustan en ROOT las líneas de 0,87 keV, 3,2 keV, 12,1 keV y 22,6 keV del ^{22}Na , ^{40}K , y ^{109}Cd , respectivamente (véase la Sección 1.3.2) tal y como se expone a continuación:

- En el caso del pico de 3,2 keV del ^{40}K y el pico de 12,1 keV del ^{109}Cd , la función de ajuste es la suma de una gaussiana centrada en la energía correspondiente y una función polinómica de primer grado que representa el fondo de radiación

$$f_{\text{ajuste}}(x) = a + bx + h \times \exp \left\{ -\frac{1}{2} \frac{(x - \mu)^2}{\sigma^2} \right\}, \quad (2.1)$$

donde a y b son los parámetros de la recta, h representa la altura de la gaussiana, μ es la media (es decir, la energía en la que se centra el pico) y σ corresponde a la desviación estándar que, en el contexto de este trabajo, equivale a la resolución del detector.

- Como en el caso del pico de 0,87 keV del ^{22}Na hay muy poca contribución del fondo, únicamente se emplea una función gaussiana centrada en esta misma energía.
- Para el pico de 22,6 keV del ^{109}Cd se emplea la suma de dos gaussianas, con la misma desviación estándar, centradas en 22,16 keV y 24,94 keV (representando el promedio de los dos grupos de líneas que conforman los rayos X característicos de la capa K de la plata) [9], y la función polinómica de primer grado para el fondo

$$f(x) = a + bx + h \times \exp \left\{ -\frac{1}{2} \frac{(x - 22,16 \text{ keV})^2}{\sigma^2} \right\} + h' \times \exp \left\{ -\frac{1}{2} \frac{(x - 24,94 \text{ keV})^2}{\sigma^2} \right\}. \quad (2.2)$$

Es importante resaltar que, además de dejar libres los parámetros para el ajuste, se debe establecer unos valores iniciales razonables para que los ajustes puedan converger.

La magnitud de interés de todos estos ajustes, reflejados en las Figuras 4, 5, 6, y 7, es la desviación estándar σ , que se interpreta como la resolución del detector. En total, se obtienen cuatro valores de σ por detector (uno por cada pico), junto con sus correspondientes errores estadísticos. En la Tabla 1 se recopilan los resultados obtenidos de estos ajustes.

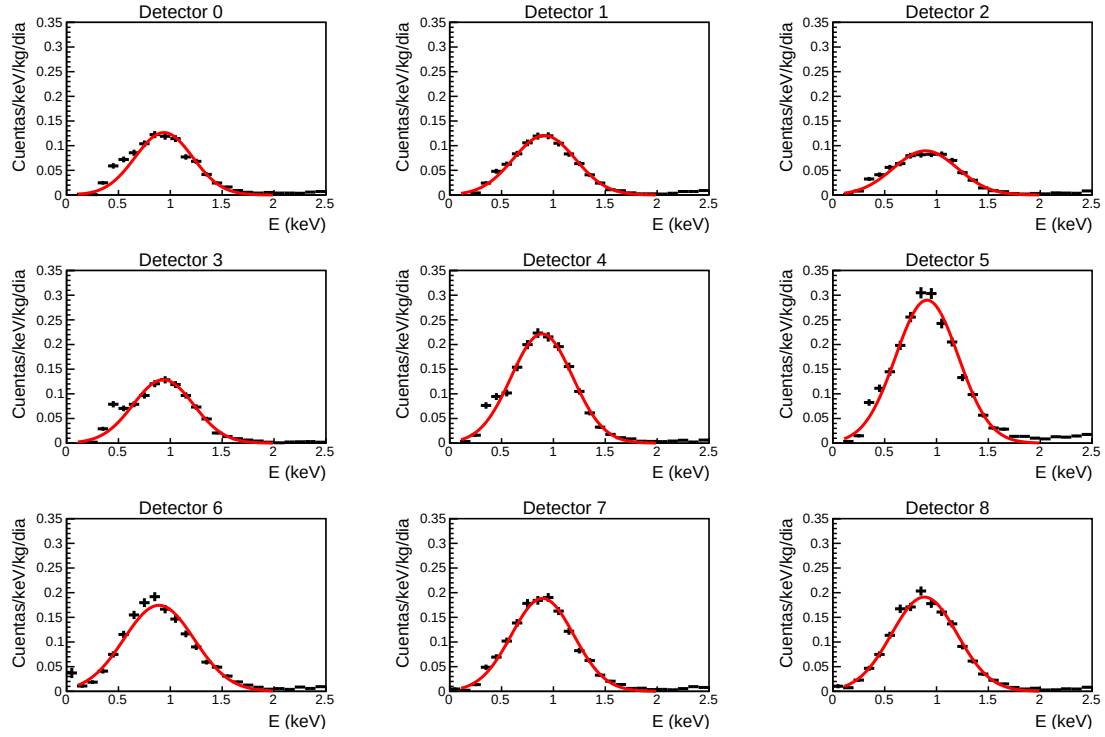


Figura 4: Ajustes realizados para el pico de ^{22}Na centrado en 0,87 keV. Los espectros han sido obtenidos a partir de los datos del fondo radiactivo en baja energía correspondientes a 6 años, en coincidencia con un depósito energético en el intervalo [1215 – 1335] keV.

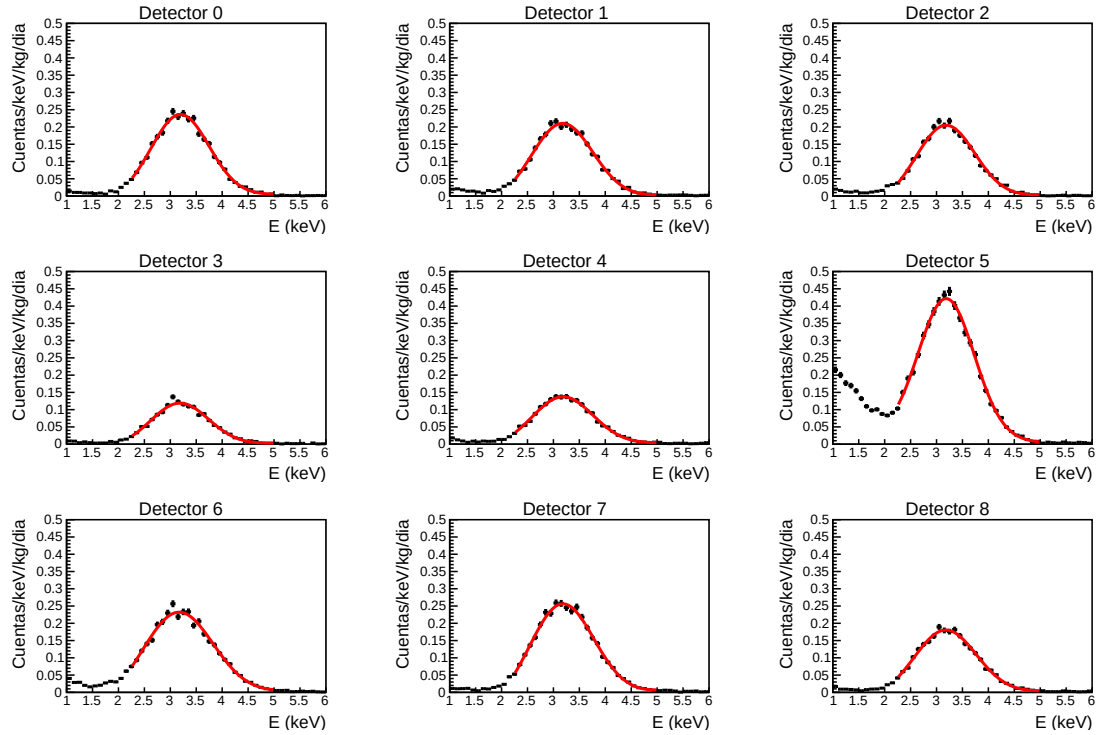


Figura 5: Ajustes realizados para el pico de ^{40}K centrado en 3,2 keV. Los espectros han sido obtenidos a partir de los datos del fondo radiactivo en baja energía correspondientes a 6 años, en coincidencia con un depósito energético en el intervalo [1350 – 1560] keV.

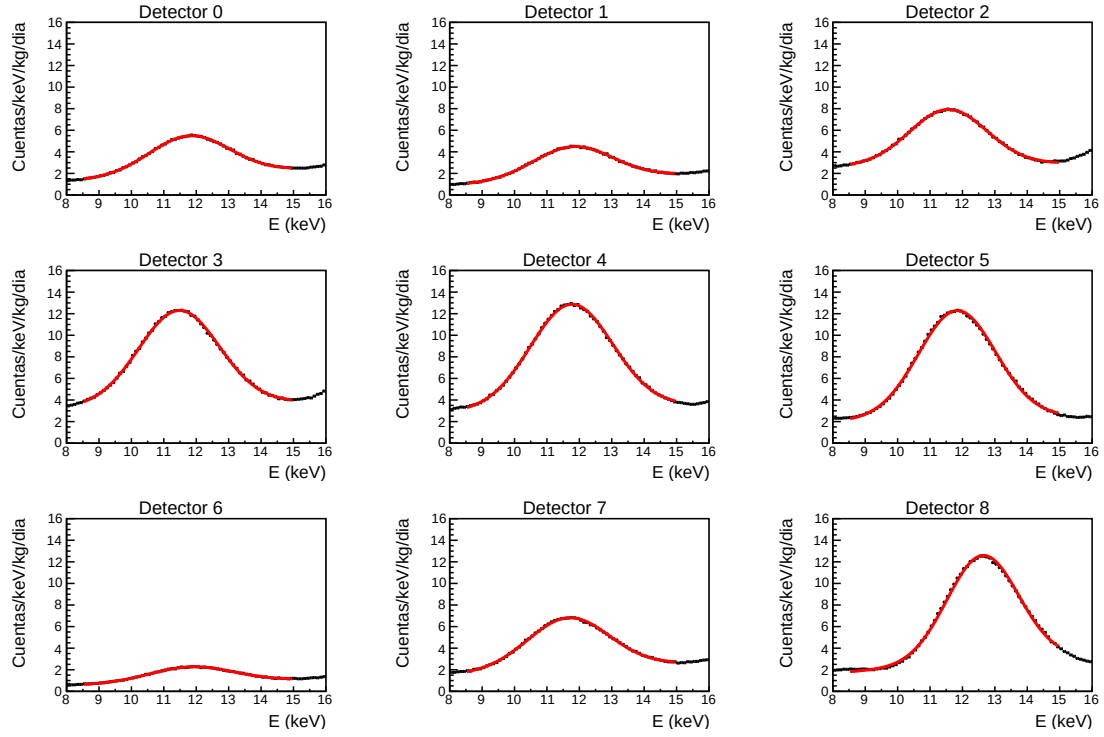


Figura 6: Ajustes realizados para el pico de ^{109}Cd centrado en 12,1 keV en la calibración de baja energía. Los espectros han sido obtenidos a partir de la suma de todas las calibraciones realizadas a lo largo de los 6 años de toma de datos.

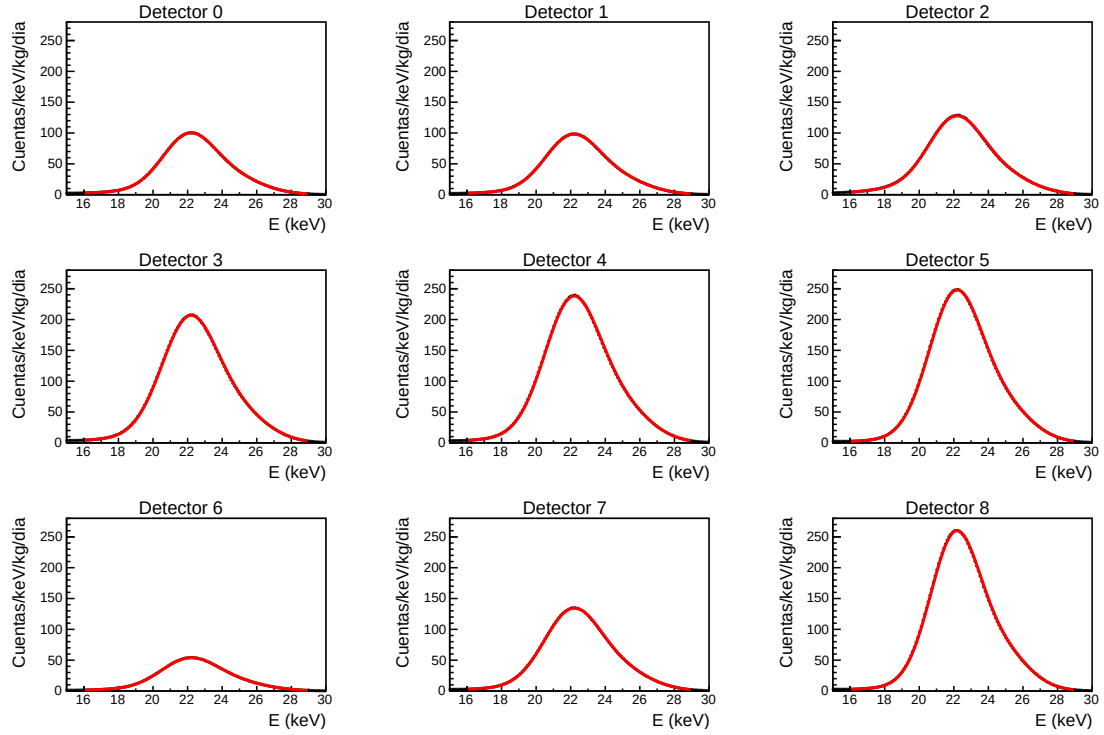


Figura 7: Ajustes realizados para el pico de ^{109}Cd centrado en 22,6 keV. Los espectros han sido obtenidos a partir de la suma de todas las calibraciones realizadas a lo largo de los 6 años de toma de datos.

Detector 0			Detector 1		Detector 2	
Energía (keV)	σ (keV)	Error (keV)	σ (keV)	Error (keV)	σ (keV)	Error (keV)
0,87	0,2745	0,0044	0,2943	0,0053	0,3064	0,0059
3,2	0,5607	0,0208	0,5926	0,0251	0,5668	0,0225
12,1	1,2397	0,0092	1,2305	0,0095	1,1959	0,0075
22,6	1,6200	0,0004	1,6401	0,0004	1,7020	0,0003
Detector 3			Detector 4		Detector 5	
Energía (keV)	σ (keV)	Error (keV)	σ (keV)	Error (keV)	σ (keV)	Error (keV)
0,87	0,2902	0,0047	0,2944	0,0040	0,2980	0,0035
3,2	0,5594	0,0287	0,5862	0,0319	0,5397	0,0156
12,1	1,2591	0,0064	1,2805	0,0055	1,2094	0,0040
22,6	1,6604	0,0003	1,6524	0,0002	1,5695	0,0002
Detector 6			Detector 7		Detector 8	
Energía (keV)	σ (keV)	Error (keV)	σ (keV)	Error (keV)	σ (keV)	Error (keV)
0,87	0,3329	0,0057	0,2976	0,0043	0,3130	0,0047
3,2	0,6792	0,0383	0,6204	0,0256	0,5990	0,0295
12,1	1,2878	0,0166	1,2836	0,0086	1,1171	0,0041
22,6	1,7382	0,0005	1,6865	0,0003	1,4819	0,0002

Tabla 1: Resoluciones obtenidas en cada uno de los 9 detectores para cada pico analizado, junto a sus correspondientes errores estadísticos.

Para la modelización de la resolución en energía, se consideran dos dependencias funcionales: la Ec. (2.3) es la comúnmente utilizada en detectores de centelleo

$$\sigma_1(E) = A + B\sqrt{E}, \quad (2.3)$$

mientras que la Ec. (2.4) surge de combinar de forma sencilla en cuadratura una contribución a la resolución asociada a la estadística poissoniana del número de portadores de información (los fotones de centelleo que generan señal) y una contribución constante independiente de la energía. Al combinarlas en cuadratura se obtiene una dependencia:

$$\sigma_2(E) = \sqrt{\alpha + \beta E}, \quad (2.4)$$

donde α representa esas contribuciones independientes de la energía, y β es el inverso de la luz emitida por unidad de energía depositada por un material centelleador, $LY = N_{ph}/E$. Habitualmente, N_{ph} no representa el número de fotones emitidos por el centelleador, sino el número de fotoelectrones generados en los PMTs, que corresponde a aquellos fotones que han sido capaces de producir una señal detectable en el sistema.

Asumiendo que el número de fotones producidos en el centelleo y el de fotoelectrones en los PMTs siguen una distribución poissoniana, se puede suponer que la resolución en energía está determinada en primera aproximación por las fluctuaciones de N_{ph} , esto es, $\sigma_{N_{ph}} = \sqrt{N_{ph}}$, y teniendo en cuenta la definición de LY se obtiene que

$$\sigma(E) = \frac{\sigma_{N_{ph}}}{LY} = \frac{\sqrt{N_{ph}}}{LY} = \sqrt{\frac{E}{LY}}, \quad (2.5)$$

por lo que si se consideran contribuciones independientes de la energía, estas se sumarían de forma cuadrática dentro de la raíz y, de esta manera, se recuperaría la Ec. 2.4, donde $\beta = 1/LY$.

Para valorar qué dependencia funcional es la más adecuada para los detectores de ANAIS-112 se recurre a los valores del χ^2 reducido de los ajustes, reflejados en la Tabla 2.

Detector	0	1	2	3	4	5	6	7	8
χ_1^2/ndf	37,6	11,4	7,1	81,3	119,7	143,9	0,9	34,0	2,9
χ_2^2/ndf	27,6	7,4	11,4	64,2	108,7	131,4	0,8	29,8	1,4

Tabla 2: Valores del χ^2 reducido obtenidos en los ajustes realizados, donde χ_1^2 y χ_2^2 indican que se ha utilizado la Ec. (2.3) y la Ec. (2.4) para modelizar la resolución, respectivamente.

Como se puede observar, el ajuste que presenta mejores resultados en los valores del χ^2 reducido para 7 de los 9 detectores corresponde a la Ec. (2.4). Este es el motivo principal por el que se ha elegido esta modelización, cuyos ajustes se muestran en la Fig. 8.

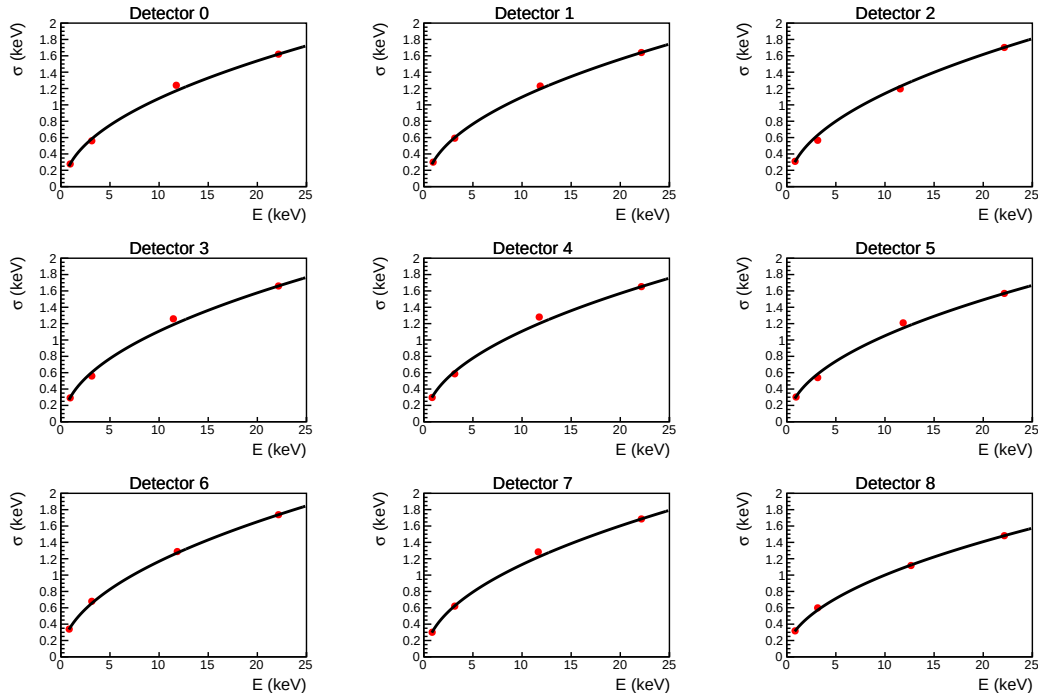


Figura 8: Ajustes realizados para las resoluciones de los 4 picos (véase la Tabla 1) mediante la Ec. (2.4).

No obstante, estos valores del χ^2 reducido no indican que se trate de un buen ajuste en la mayoría de detectores. Esto se puede deber a que solo se han empleado los errores estadísticos obtenidos en los ajustes de los picos, sin tener en cuenta errores sistemáticos, por lo que se están subestimando claramente los errores considerados. Asimismo, es posible que el pico de 12,1 keV, el cual muestra la mayor discrepancia en los ajustes, esté afectado por efectos superficiales que degraden su resolución, puesto que tiene su origen en las fuentes externas de ^{109}Cd . Incluso así, los detectores D6 y D8 proporcionan ajustes muy buenos.

En la Tabla 3 se muestran los valores resultantes de los parámetros α y β . A partir de estos valores es posible obtener el valor de la resolución para cualquier energía en cada detector. Nótese, sin embargo, que para 8 de los 9 detectores $\alpha < 0$, lo cual no tiene sentido físico y que resulta en que la resolución no esté bien definida por esta parametrización por debajo de 1 keV.

Detector	α	β	LY (phe/keV)
0	$-0,0366 \pm 0,0026$	$0,1201 \pm 0,0001$	$8,326 \pm 0,069$
1	$-0,0260 \pm 0,0034$	$0,1226 \pm 0,0002$	$8,157 \pm 0,013$
2	$-0,0188 \pm 0,0037$	$0,1316 \pm 0,0002$	$7,599 \pm 0,011$
3	$-0,0318 \pm 0,0029$	$0,1259 \pm 0,0001$	$7,943 \pm 0,006$
4	$-0,0144 \pm 0,0025$	$0,1239 \pm 0,0001$	$8,071 \pm 0,007$
5	$-0,0135 \pm 0,0023$	$0,1117 \pm 0,0001$	$8,952 \pm 0,008$
6	$-0,0004 \pm 0,0041$	$0,1364 \pm 0,0002$	$7,331 \pm 0,011$
7	$-0,0183 \pm 0,0027$	$0,1292 \pm 0,0001$	$7,740 \pm 0,006$
8	$0,0168 \pm 0,0031$	$0,0983 \pm 0,0001$	$10,173 \pm 0,010$

Tabla 3: Parámetros α y β de la Ec. (2.4) obtenidos a partir de los ajustes a los cuatro picos de calibración en cada detector, junto con los valores de LY (phe/keV), calculados a partir de los correspondientes coeficientes β .

Como se mencionó anteriormente, β representa el inverso del LY. Los valores de LY mostrados en la Tabla 3, calculados a partir de los parámetros β , difieren significativamente del valor nominal de ~ 15 phe/keV reportado para ANAIS-112 [8, 10]. Esta discrepancia sugiere la presencia de contribuciones no poissonianas en los datos.

2.2. Simulación de la contribución de ^{210}Pb al fondo de ANAIS-112

Tal y como se ha explicado en la Sección 2.1, el ^{210}Pb distribuido en el reflectante de teflón que rodea los cristales de ANAIS-112 representa una contribución fundamental en el fondo de ANAIS-112. El propósito de esta sección del trabajo es la obtención de un espectro de energía por medio de la simulación en Geant4 de eventos de ^{210}Pb en el teflón, con el fin de poder incluir la contribución de este isótopo en los ajustes de los datos experimentales del fondo de los detectores de ANAIS-112 en la búsqueda de axiones solares.

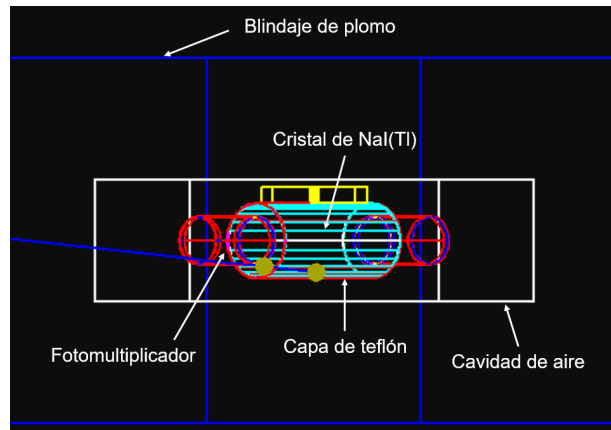


Figura 9: Geometría del detector de ANAIS-112 empleada en las simulaciones de eventos de ^{210}Pb con Geant4 [15].

En los detectores de ANAIS-112 se desconoce si las contaminaciones se encuentran localizadas en la superficie interior del teflón (directamente en contacto con el cristal de NaI), en la superficie exterior (la más alejada), o ambas. Por este motivo, se llevarán a cabo dos simulaciones independientes que consistirán en la simulación de 10^6 eventos de ^{210}Pb localizados en cada una de las superficies mencionadas. De este modo, se obtienen dos espectros de energía que reflejan la energía depositada en los detectores, que se convolucionan con una función gaussiana cuya

desviación estándar está parametrizada según la Ec. (2.4) y los valores de los parámetros α y β mostrados en la Tabla 3.

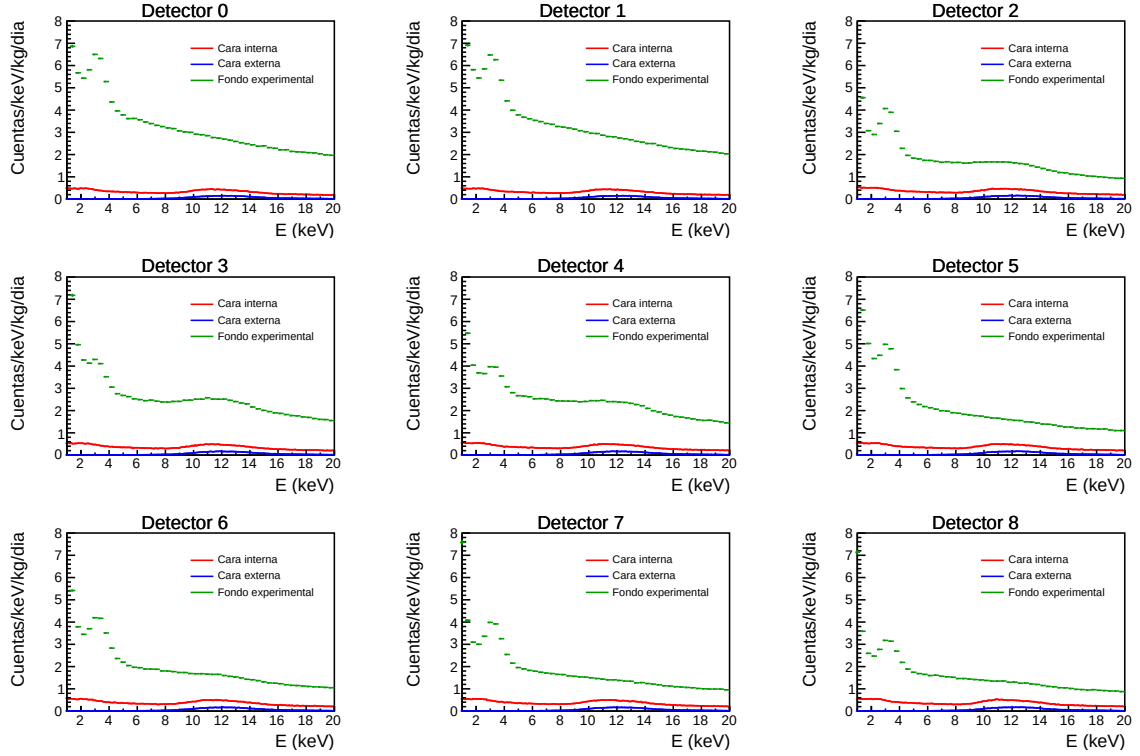


Figura 10: Comparación entre los espectros de energía simulados del ^{210}Pb en la superficie del teflón que rodea los cristales de ANAIS-112, tras convolucionarlos con la resolución de los detectores, y el fondo experimental medido por ANAIS-112. Siguiendo la Ref [10], se ha considerado una actividad inicial del ^{210}Pb de 3 mBq para los nueve módulos.

Como se puede observar en la Fig. 10, la contribución del ^{210}Pb en el teflón es especialmente relevante en el intervalo de 9 a 16 keV (rayos X característicos del bismuto), donde se esperaría encontrar los axiones solares monoenergéticos de 14,4 keV producidos en la desexcitación M1 del ^{57}Fe . Es por este motivo que los espectros de energía simulados son de vital importancia en los ajustes de los flujos de axiones solares al fondo experimental de ANAIS-112 que se llevarán a cabo más adelante.

2.3. Cálculo de la señal esperada de axiones solares

A partir de la Ec. 1.8 y los valores de σ_{pe} para el NaI tabulados en la base de datos XCOM del NIST [16] se convolucionan los flujos de axiones solares con la sección eficaz axioeléctrica, obteniendo los ritmos de detección esperados en un detector ideal de NaI, es decir, un detector en el que no se consideran pérdidas de eficiencia ni resolución en energía. Estos espectros, para los procesos ABC y Primakoff, se muestran en la Fig. 11. Nótese que, al escalar σ_{ae} con g_{ae}^2 , los ritmos de detección de axiones ABC, Primakoff, y ^{57}Fe escalan con g_{ae}^4 , $g_{\text{ae}}^2 \times g_{\text{a}\gamma}^2$, y $g_{\text{ae}}^2 \times (g_{\text{aN}}^{\text{eff}})^2$, respectivamente.

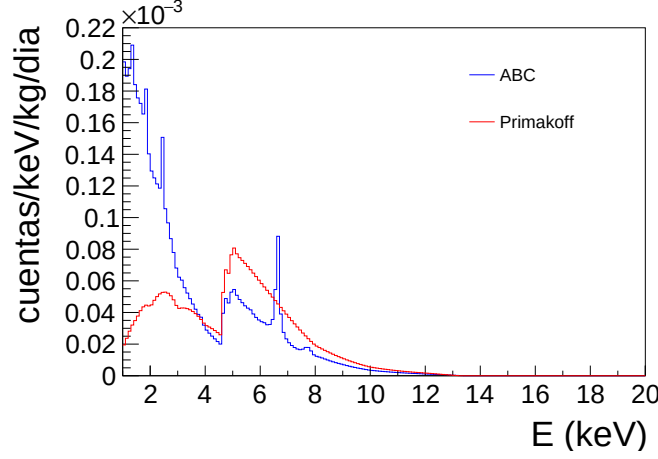


Figura 11: Espectros de axiones solares en un detector ideal de NaI correspondientes a los flujos ABC y Primakoff mostrados en la Fig. 1, con valores de las constantes de acoplo $g_{ae} = 3,5 \times 10^{-12}$ y $g_{a\gamma} = 2 \times 10^{-10} \text{ GeV}^{-1}$, respectivamente. El proceso ^{57}Fe no se representa, correspondería a una línea en 14,4 keV con anchura de 2 eV [7].

Al convolucionar, ahora, estos ritmos de detección de axiones solares en un detector de NaI ideal con una función gaussiana con una desviación estándar dada por la Ec. (2.4) y escalar el resultado con las eficiencias totales de los detectores de ANAIS-112 (véase la Fig. 3), se obtiene la distribución de energía depositada por los axiones solares ABC, Primakoff y ^{57}Fe esperada en cada uno de los nueve módulos de ANAIS-112. Los espectros que se muestran en la Fig. 12 serán los que se utilicen en el ajuste a los datos experimentales del fondo de radiación. Tal y como se explicará en el siguiente apartado, estos espectros permitirán obtener tres resultados que representen el número de axiones solares ABC, Primakoff y ^{57}Fe , con sus incertidumbres, que podrían encontrarse como contribución del fondo experimental medido por ANAIS-112.

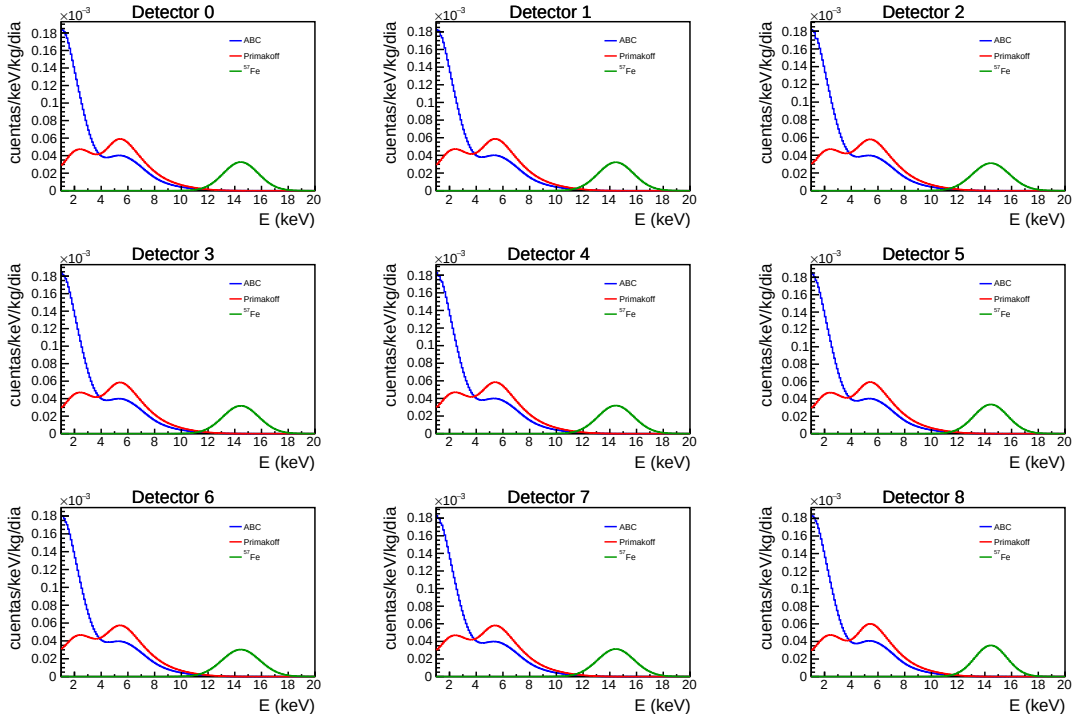


Figura 12: Espectros esperados de energía depositada en los detectores de ANAIS-112 para los flujos de axiones solares ABC, Primakoff y ^{57}Fe con valores de las constantes de acoplo $g_{ae} = 3,5 \times 10^{-12}$, $g_{a\gamma} = 2 \times 10^{-10} \text{ GeV}^{-1}$, y $g_{aN}^{\text{eff}} = 10^{-6}$, respectivamente.

2.4. Ajuste a los datos experimentales de ANAIS-112

A continuación, se va a hacer un resumen del código de RooFit empleado para realizar el ajuste al fondo experimental de ANAIS-112. Entre las componentes consideradas para el ajuste se incluyen el ^{40}K presente en el interior del cristal, el ^{210}Pb tanto en el interior del cristal como en su superficie y en la superficie interna del teflón, el ^3H , el ^{226}Ra y el ^{232}Th procedentes de los PMTs, tanto del mismo módulo como de cualquiera de los vecinos, y una componente adicional que engloba todas las contribuciones externas que no provengan de PMTs, es decir, cualquier contribución del cobre, de las ventanas de cuarzo, de los *pads* de silicona, etc. Además, introducimos los axiones solares ABC, Primakoff, y ^{57}Fe como componentes del fondo.

De las componentes del fondo mencionadas, el ^{210}Pb , el ^3H y el término adicional que engloba contribuciones externas se ajustan en el rango por debajo de 20 keV en el modelo. como en dicho modelo de fondo no se incluyen axiones solares, estas componentes deben mantenerse libres en nuestro ajuste, ya que no es válido fijar sus actividades basándose en un espectro que ignora dicha contribución axiónica. El resto de contribuciones al fondo han sido ajustadas en regiones energéticas por encima de 20 keV o con poblaciones de sucesos en coincidencia, por lo que los valores ajustados son tomados en este trabajo como parámetros fijos.

Para cada contribución considerada, se dispone de un espectro energético, obtenido a partir de simulaciones en Geant4 de ANAIS, de forma análoga a la simulación del ^{210}Pb en el teflón descrita en la Sección 2.2, que se almacena en variables `RooDataHist`. Estas se usan para construir PDFs mediante `RooHistPdf`, donde cada PDF incorpora un factor de escala (`RooRealVar`) que normaliza su peso. Los valores iniciales de estos parámetros, tomados de la Ref. [10], se eligieron para garantizar la convergencia del ajuste. Adicionalmente, RooFit ofrece la posibilidad de establecer un rango de valores entre los cuales puede converger cada parámetro. Es importante señalar que, aunque los parámetros no deberían tomar valores negativos, se permite que lo hagan durante el ajuste para no imponer restricciones artificiales que puedan sesgar el resultado.

Para cada una de las contribuciones del fondo radiactivo se definen PDFs independientes para cada detector en el que ocurre el depósito energético y cada detector “fuente” de la contaminación. Esto es debido a que las diferentes contaminaciones toman valores diferentes en cada uno de los módulos. Sin embargo, los axiones solares, en caso de existir, deberían dejar la misma señal en los nueve módulos, por lo que se define una única PDF para cada tipo de axión solar, común a todos los detectores.

Posteriormente, se define una PDF compuesta mediante una variable tipo `RooAddPdf` para cada detector. Este objeto no es más que una suma ponderada de todas las PDFs individuales que modeliza el fondo. Finalmente, se ajusta la PDF global al fondo experimental de cada detector dentro del rango de 3 keV a 20 keV, y se guardan los resultados obtenidos. Se ha establecido este rango debido a que, por debajo de 3 keV, hay sucesos que el modelo de fondo de ANAIS-112 no es capaz de predecir, probablemente relacionados con sucesos de centelleo anómalo altamente asimétricos [8, 11]. Aunque esto suponga perder sensibilidad con respecto a las señales axiónicas, es preferible establecer el rango de ajuste a partir de 3 keV, donde se explica el fondo de forma razonada y se evita añadir cuentas artificialmente a las señales ABC y Primakoff.

3. Resultados

Se han realizado los ajustes en cinco escenarios diferentes, dado que las propiedades del axión permiten que alguno o todos los acoplos considerados sean diferentes de cero y con valores completamente independientes. Las hipótesis consideradas han sido las siguientes:

- **B₁**: señal de fondo junto con la señal de axiones solares ^{57}Fe .
- **B₂**: señal de fondo junto con la señal de axiones solares ABC.
- **B₃**: señal de fondo junto con la señal de axiones solares Primakoff.
- **B₄**: señal de fondo y las tres señales de axiones solares.

La Tabla 4 presenta los resultados obtenidos, dentro del rango de ajuste, para el número de cuentas de axiones solares y sus correspondientes errores estadísticos, en función de la hipótesis empleada en el ajuste.

Hipótesis	B ₁	B ₂	B ₃	B ₄
n _{ABC}	-	-208 ± 649	-	8466 ± 866
n _{Primakoff}	-	-	-7799 ± 717	-14962 ± 1020
n _{^{57}Fe}	669 ± 193	-	-	723 ± 194

Tabla 4: Número de cuentas de axiones solares obtenidos en el ajuste con RooFit para cada una de las cinco hipótesis consideradas, junto con sus respectivos errores estadísticos.

Bajo la hipótesis B₄ como ejemplo, la Fig. 13 muestra el desglose por componentes individuales del ajuste correspondiente al detector D3. Asimismo, la Fig. 14 presenta los resultados del ajuste para los nueve detectores de ANAIS-112, incluyendo los residuos porcentuales entre los datos experimentales y el modelo. Cabe mencionar que, para las demás hipótesis, se han obtenido ajustes comparables en términos de bondad, sin diferencias significativas en los valores del estadístico χ^2 ni en los residuos.

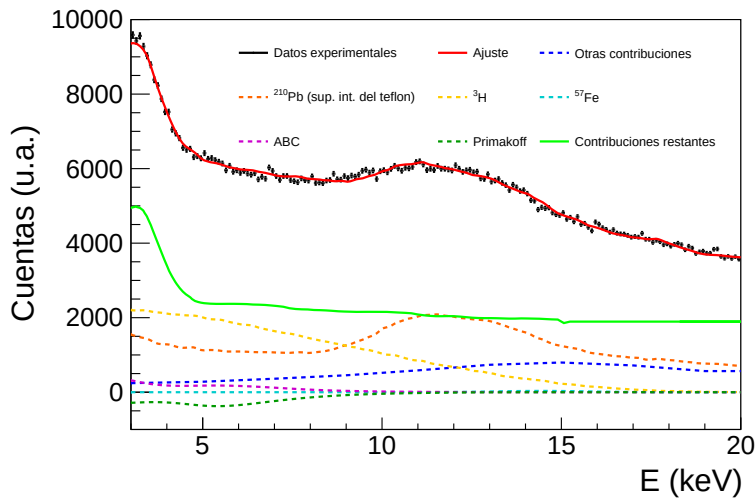


Figura 13: Representación, bajo la hipótesis B₄, del fondo ajustado del detector D3 por componentes, donde “contribuciones restantes” hace referencia a la suma de todas aquellas que se dejan fijas en el ajuste.

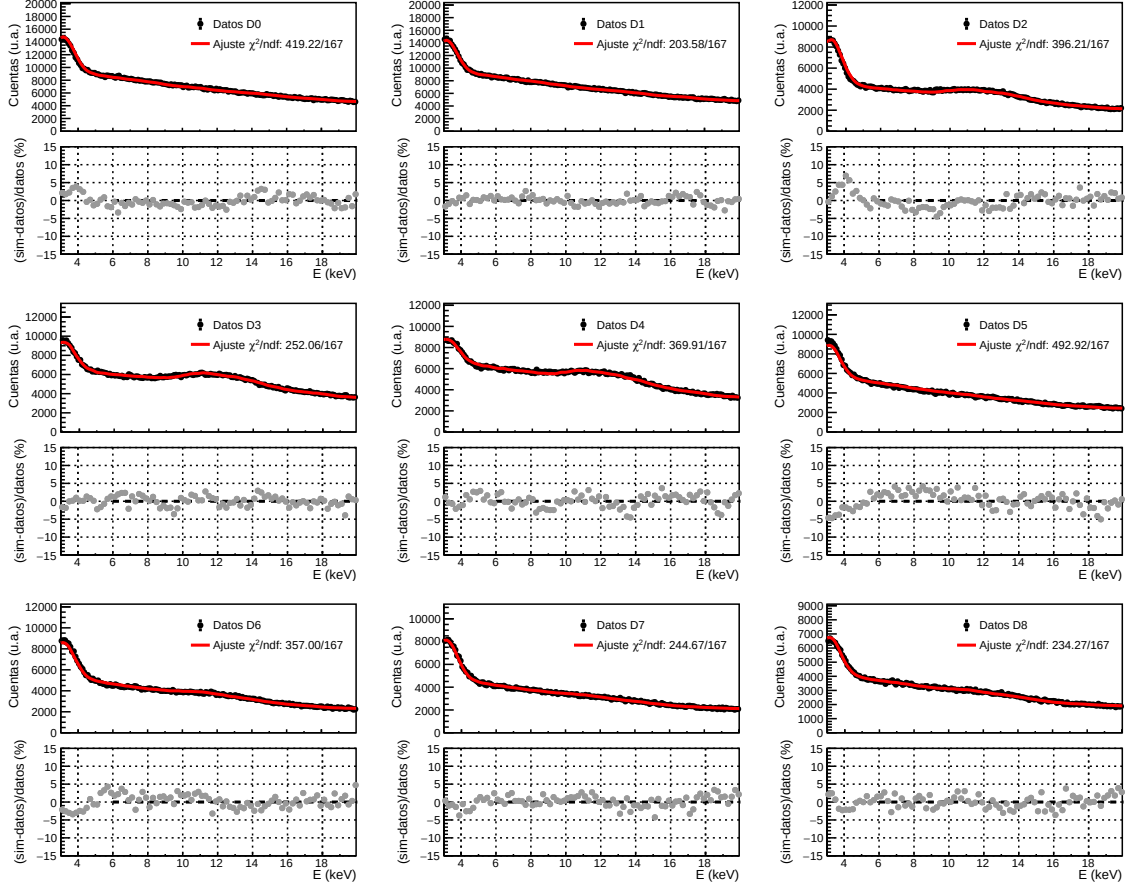


Figura 14: Ajustes para los nueve detectores de ANAIS-112. Los puntos negros representan los datos tomados durante la exposición completa de seis años de ANAIS-112 (628,42 kg $\times$ año), mientras que el ajuste óptimo, que incluye tanto la contribución del fondo como la señal de axiones, se muestra en rojo. Los residuos se representan como puntos grises debajo de cada espectro, y en cada panel se indica la calidad del ajuste.

3.1. Análisis de los resultados obtenidos

Los resultados expuestos en la Tabla 4 muestran incompatibilidad con cero a más de 3σ en todos los casos, excepto para el área de axiones solares ABC en la hipótesis B₂. Estos valores revelan correlaciones significativas entre los parámetros libres del ajuste, tanto entre los asociadas a la señal de axiones como a los del fondo. En particular, se observa una fuerte anticorrelación entre las señales ABC y Primakoff. Los resultados negativos obtenidos para la señal Primakoff constituyen un claro reflejo de dicha anticorrelación.

3.1.1. Derivación de los límites superiores para las constantes de acoplo

El área bajo la curva de una señal axiónica esperada equivale a la integral de su tasa de detección en el intervalo de ajuste, es decir, al número total de eventos esperados (cuentas) por dicha señal. En ausencia de una detección positiva (cuando el número de eventos asociados es compatible con cero), pueden establecerse límites superiores para las constantes de acoplo correspondientes. Según las Ecs. (1.3), (1.4) y (1.5), estos límites pueden determinarse calculando el cociente entre el límite superior, tomado en este trabajo al 90 % de nivel de confianza (C.L.), de las áreas respectivas y la integral del ritmo de detección teórico (véase la Fig. 12), ya que dicha integral equivale al número total de eventos esperados en el rango de ajuste.

El límite superior de un área al 90 % C.L., denotado A_{up} , es aquel tal que, si se repitiera el experimento bajo las mismas condiciones N veces, el 90 % de los valores obtenidos para el área se encontrarían por debajo de A_{up} :

$$A_{\text{up}} \geq \Phi_a \times \sigma_{ae} \times M \times T, \quad (3.1)$$

donde Φ_a es el flujo de axiones solares correspondiente, σ_{ae} es la sección eficaz del efecto axioeléctrico (véase la Ec. 1.8), y $M \times T$ representa la exposición del experimento, que en el caso de ANAIS-112 es de 628,42 kg $\times$ año de tiempo vivo.

Dado un valor $\hat{A} \pm \sigma_{\hat{A}}$ obtenido tras un ajuste al fondo experimental, se considera una distribución gaussiana centrada en $\hat{A}$ y anchura $\sigma_{\hat{A}}$, truncada a valores positivos. Entonces, el límite superior al 90 % C.L. se define como el valor que cumple:

$$\frac{\int_0^{A_{\text{up}}} \exp \left\{ -\frac{1}{2} \frac{(A - \hat{A})^2}{\sigma_{\hat{A}}^2} \right\} dA}{\int_0^{\infty} \exp \left\{ -\frac{1}{2} \frac{(A - \hat{A})^2}{\sigma_{\hat{A}}^2} \right\} dA} = 0,9. \quad (3.2)$$

El cálculo de A_{up} para cada una de las áreas de axiones solares se llevará a cabo de forma numérica a partir de la Ec. (3.2) y los resultados de la hipótesis B_1 y B_2 para el flujo ^{57}Fe y ABC, respectivamente (véase la Tabla 4). Los límites superiores para las áreas se presentan en la Tabla 5.

Señal	ABC	^{57}Fe
A_{up} (cuentas)	948,19	916,56

Tabla 5: Límites superiores al 90 % para las áreas correspondientes a las señales de los axiones solares en una exposición de 628,42 kg $\times$ año.

Debe tenerse en cuenta que los resultados para el flujo del ^{57}Fe muestran una incompatibilidad con cero a $\sim 3,5\sigma$. No obstante, puede considerarse su límite superior, ya que los datos de ANAIS-112 descartan señales axiónicas por encima de ese valor. En cualquier caso, debido a la presencia de ^{210}Pb en el teflón, que genera un pico próximo a la señal esperada para los axiones del ^{57}Fe , no tiene sentido interpretar este resultado como evidencia de detección de axiones solares.

En cuanto a la integración de los ritmos de detección teóricos ABC y ^{57}Fe , estos se promedian con los nueve detectores, se dividen entre g_{ae}^4 y $g_{ae}^2 \times (g_{aN}^{\text{eff}})^2$, respectivamente, y se convierte en áreas (número de cuentas) multiplicando por el ancho del canal (0,1 keV) y el factor de exposición mencionado anteriormente. Finalmente, a partir de los cocientes entre los valores de A_{up} , las respectivas integraciones y tomando las raíces correspondientes, se obtienen los límites superiores para las constantes de acoplo, los cuales quedan recogidos en la Tabla 6.

3.2. Comparación con otros experimentos

Para evaluar la relevancia de los límites obtenidos, estos se compararán con los resultados de los principales experimentos de axiones solares, y del propio experimento ANAIS-112, tras 2 años de adquisición de datos [14].

	ANAIS-112 (2025)	ANAIS-112 (2019)
g_{ae}	$7,3 \times 10^{-12}$	-
$g_{ae} \times g_{aN}^{\text{eff}}$	$2,1 \times 10^{-17}$	$8,8 \times 10^{-18}$

Tabla 6: Comparación de los límites superiores, evaluados en $m_a = 0$, para las constantes de acoplo de axiones solares establecidos por los experimentos ANAIS-112 (tras 2 años de datos en 2019 y 6 años en 2025) [14]. Cabe destacar que el resultado publicado en 2019 se estableció con un 95 % C.L., mientras que los valores actuales corresponden a un 90 % C.L.

El límite superior obtenido para el acoplamiento $g_{ae} \times g_{aN}^{\text{eff}}$ en este trabajo resulta menos restrictivo que el reportado previamente por ANAIS-112 en 2019. Sin embargo, es importante resaltar que el estudio anterior presentaba un carácter preliminar en comparación con el actual: además de haberse ampliado la búsqueda a otros dos tipos de axiones solares, en este análisis se han incorporado cuatro años adicionales de datos y se ha utilizado un ajuste más sofisticado basado en PDFs, en el que se modeliza un fondo compuesto por múltiples contribuciones. En cambio, el estudio anterior no contempla ningún modelo de fondo, sino que emplea únicamente varias gaussianas para describir la contribución del ^{210}Pb . Por lo tanto, una comparación directa y aislada entre ambos resultados no es adecuada. Además, este análisis ha puesto en evidencia correlaciones significativas entre las componentes del fondo y las señales axiónicas, un aspecto que deberá ser considerado en futuros trabajos.

A partir de la Ec. 1.5, es posible extraer una cota superior para $g_{ae} \times g_{aN}^{\text{eff}}$ en función de la masa del axión. En la Fig. 15 se presenta una comparación entre el límite obtenido en este trabajo frente a los establecidos por los principales experimentos de búsqueda de axiones solares.

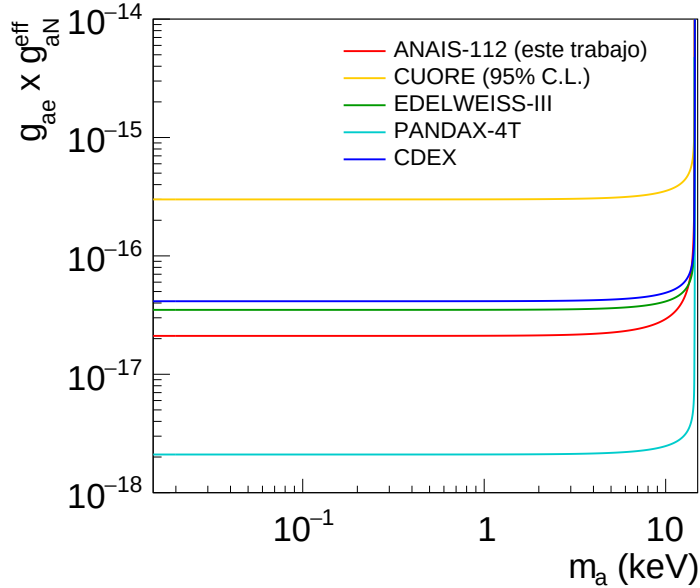


Figura 15: Comparación entre los límites superiores al 90 % C.L. para el acoplamiento $g_{ae} \times g_{aN}^{\text{eff}}$ entre los principales experimentos de búsqueda de axiones solares [17-20].

Los experimentos PandaX-4T, XENONnT y LZ constituyen la vanguardia tecnológica en la detección de materia oscura mediante TPCs de doble fase de xenón líquido, y lideran la búsqueda de partículas candidatas a esta. Además de una mayor exposición, cuentan con un menor fondo radiactivo, lo que hace que ANAIS-112 no pueda competir directamente con dichos

experimentos. Sin embargo, sí ofrece la mejor sensibilidad entre los demás experimentos que hacen uso de otras tecnologías y han presentado resultados para axiones solares, como muestra la Fig. 16.

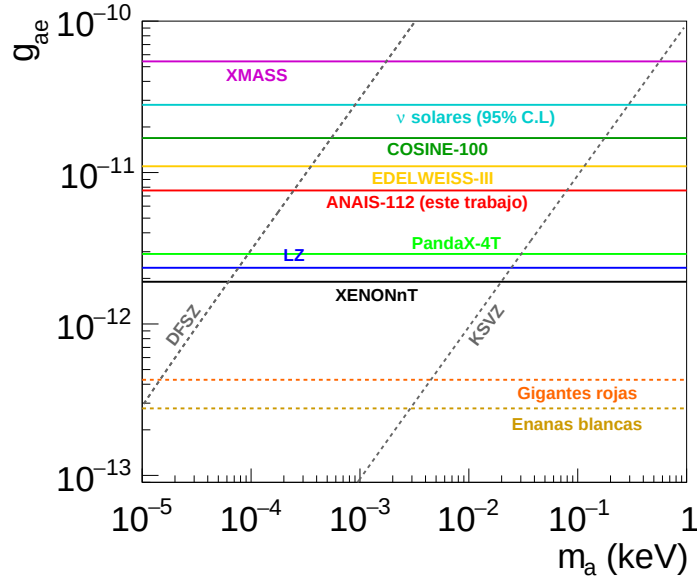


Figura 16: Comparación entre los límites superiores al 90 % para el acoplamiento g_{ae} entre los principales experimentos [18, 19, 21-24].

4. Conclusiones

La finalidad de este trabajo ha sido revisar los resultados obtenidos tras los dos primeros años de adquisición de datos del experimento ANAIS-112, incorporando ahora cuatro años adicionales de estadística, un modelo de fondo más avanzado y un ajuste más técnico. Asimismo, se ha ampliado el análisis a la búsqueda de axiones solares mediante otros dos mecanismos de producción: ABC y Primakoff, además del estudio de los axiones emitidos en la transición M1 del ^{57}Fe que ya se habían considerado en trabajos previos.

Para ello, se ha estudiado la resolución en energía de los nueve módulos de ANAIS-112 en el rango comprendido entre 0 y 20 keV, a partir de cuatro líneas espectrales procedentes de isótopos del fondo radioactivo: ^{40}K , ^{22}Na , y dos del ^{109}Cd , y se ha reevaluado cuál es la dependencia energética que mejor describe la resolución, decantándose por la Ec. 2.4. Sin embargo, con los valores de LY obtenidos (véase la Tabla 3), se concluye que existen contribuciones no poissonianas y que, por tanto, se requieren mejores modelizaciones de la resolución de cara a futuros estudios.

Por otro lado, se ha simulado con Geant4 la respuesta esperada del ^{210}Pb depositado en ambas caras de la superficie reflectante de teflón que rodea los módulos. Como resultado, se han obtenido dos distribuciones de energía esperadas en los detectores de ANAIS-112, que han sido empleadas como PDFs en el ajuste del fondo, en el cual se ha incorporado la posible señal de axiones, que constituye el objetivo principal de este trabajo.

Se ha llevado a cabo un ajuste más sofisticado del fondo experimental, modelizado mediante PDFs, que incluye múltiples contribuciones y los ritmos de detección esperados para los tres mecanismos de producción de axiones solares. Estos ritmos se han calculado a partir de los

flujos teóricos correspondientes, teniendo en cuenta el efecto axioeléctrico, así como la resolución y eficiencia de los módulos. Los resultados de estos ajustes revelan fuertes anticorrelaciones tanto entre las propias componentes axiónicas como con los parámetros que se han dejado libres en el ajuste. Para minimizar estos efectos, se han derivado límites considerando los acoplamientos de cada tipo de axión por separado, con excepción de la señal Primakoff, dado que el resultado carece de sentido físico al anticorrelacionar fuertemente con las componentes del fondo.

A partir del resultado compatible con cero obtenido para la señal ABC, se ha derivado un límite superior para la constante de acoplamiento entre el axión y el electrón: $g_{ae} \leq 7,3 \times 10^{-12}$. Aunque este límite es menos restrictivo que los establecidos por los principales experimentos de detección de materia oscura, como XENONnT, LZ y PandaX-4T, se posiciona como uno de los más competitivos entre los experimentos restantes, llegando incluso a reportar el mejor resultado.

Asimismo, se ha extraído una cota superior para el producto de acoplamientos correspondientes al flujo ^{57}Fe : $g_{ae} \times g_{a\text{N}}^{\text{eff}} \leq 2,1 \times 10^{-17}$. En comparación con otros experimentos, se observa nuevamente que, si bien ANAIS-112 no alcanza la sensibilidad de los más punteros, sí logra establecer un límite superior más sensible que el de experimentos similares.

En conclusión, este trabajo ha realizado un análisis considerablemente más profundo y exhaustivo que el llevado a cabo en el estudio de ANAIS-112 de 2019 [14], lo que ha permitido mejorar la fiabilidad del resultado obtenido, situándolo como un competidor destacado dentro del panorama internacional.

Referencias

- [1] N. Aghanim et al. «Planck 2018 results: VI. Cosmological parameters». *Astronomy & Astrophysics* 641 (sep. de 2020), A6. ISSN: 1432-0746. DOI: 10.1051/0004-6361/201833910.
- [2] R. D. Peccei y Helen R. Quinn. «CP Conservation in the Presence of Pseudoparticles». *Phys. Rev. Lett.* 38 (25 jun. de 1977), págs. 1440-1443. DOI: 10.1103/PhysRevLett.38.1440.
- [3] Francesca Chadha-Day, John Ellis y David J. E. Marsh. «Axion dark matter: What is it and why now?». *Science Advances* 8.8 (2022), eabj3618. DOI: 10.1126/sciadv.abj3618.
- [4] Jingqiang Ye. «Searches for WIMPs and Axions with the XENON1T Experiment». Ph.D. thesis. San Diego, California: University of California, San Diego, 2020. URL: <https://escholarship.org/uc/item/4gk2z4j4>.
- [5] Javier Redondo. «Solar axion flux from the axion-electron coupling». *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* 2013.12 (dic. de 2013), pág. 008. DOI: 10.1088/1475-7516/2013/12/008.
- [6] Igor G. Irastorza y Javier Redondo. «New experimental approaches in the search for axion-like particles». *Progress in Particle and Nuclear Physics* 102 (2018), págs. 89-159. ISSN: 0146-6410. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.pnpnp.2018.05.003>.
- [7] CAST collaboration et al. «Search for 14.4 keV solar axions emitted in the M1-transition of ^{57}Fe nuclei with CAST». *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* 2009.12 (dic. de 2009), pág. 002. DOI: 10.1088/1475-7516/2009/12/002.
- [8] J Amaré et al. «Performance of ANAIS-112 experiment after the first year of data taking». *The European Physical Journal C* 79 (2019), págs. 1-26.

- [9] Laboratoire National Henri Becquerel. *LARA: Ligne d'Analyse des Radiations*. <http://www.lnhb.fr/accueil/donnees-nucleaires/module-lara/>.
- [10] J. Amaré et al. «Analysis of backgrounds for the ANAIS-112 dark matter experiment». *The European Physical Journal C* 79 (2019), págs. 1-22.
- [11] I. Coarasa et al. «Improving ANAIS-112 sensitivity to DAMA/LIBRA signal with machine learning techniques». *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* 2022.11 (nov. de 2022), pág. 048. DOI: 10.1088/1475-7516/2022/11/048.
- [12] ROOT Team. *ROOT [software]*. <https://root.cern/>. Release v6.27/99, 08/12/2023.
- [13] S. Agostinelli et al. «Geant4—a simulation toolkit». *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 506.3 (2003), págs. 250-303. ISSN: 0168-9002. DOI: [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(03\)01368-8](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01368-8).
- [14] Marta Pellicer Navarro. *Búsqueda de axiones solares en los datos del experimento ANAIS-112*. Trabajo de Fin de Grado, Universidad de Zaragoza. 2020. URL: <https://zaguan.unizar.es/record/97912/files/TAZ-TFG-2020-3564.pdf>.
- [15] Carmen Labiano Osta. *Análisis de la contribución de la contaminación de ^{210}Pb en el experimento ANAIS-112 para distintas distribuciones espaciales del isótopo y funciones de respuesta del detector*. Trabajo de Fin de Grado, Universidad de Zaragoza. 2023. URL: <https://zaguan.unizar.es/record/154686/files/TAZ-TFG-2023-2997.pdf>.
- [16] National Institute of Standards and Technology. *XCOM: Photon Cross Sections Database*. <https://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/html/xcom1.html>.
- [17] Cuore Collaboration et al. «Search for 14.4 keV solar axions from M1 transition of 57 Fe with CUORE crystals». *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* 2013.5 (2013).
- [18] E. Armengaud et al. «Searches for electron interactions induced by new physics in the EDELWEISS-III germanium bolometers». *Phys. Rev. D* 98 (8 oct. de 2018), pág. 082004. DOI: 10.1103/PhysRevD.98.082004.
- [19] Xinning Zeng et al. «Exploring New Physics with PandaX-4T Low Energy Electronic Recoil Data». *Phys. Rev. Lett.* 134 (4 ene. de 2025), pág. 041001. DOI: 10.1103/PhysRevLett.134.041001.
- [20] Y. Wang et al. «Improved limits on solar axions and bosonic dark matter from the CDEX-1B experiment using the profile likelihood ratio method». *Phys. Rev. D* 101 (5 mar. de 2020), pág. 052003. DOI: 10.1103/PhysRevD.101.052003.
- [21] E. Aprile et al. «Search for New Physics in Electronic Recoil Data from XENONnT». *Phys. Rev. Lett.* 129 (16 oct. de 2022), pág. 161805. DOI: 10.1103/PhysRevLett.129.161805.
- [22] J. Aalbers et al. «Search for new physics in low-energy electron recoils from the first LZ exposure». *Phys. Rev. D* 108 (7 oct. de 2023), pág. 072006. DOI: 10.1103/PhysRevD.108.072006.
- [23] K. Abe et al. «Search for solar axions in XMASS, a large liquid-xenon detector». *Physics Letters B* 724.1 (2013), págs. 46-50. ISSN: 0370-2693. DOI: 10.1016/j.physletb.2013.05.060.
- [24] P. Adhikari et al. «A search for solar axion induced signals with COSINE-100». *Astroparticle Physics* 114 (2020), págs. 101-106. ISSN: 0927-6505. DOI: 10.1016/j.astropartphys.2019.07.004.