



TRABAJO FIN DE MÁSTER
MÁSTER UNIVERSITARIO EN FÍSICA Y TECNOLOGÍAS FÍSICAS
Curso 2019-2020

**Estudio de fondo y señal en BabyIAXO,
prototipo del experimento IAXO (International AXion Observatory)**

Autor
Luis Antonio Obis Aparicio

Directores
Dra. Gloria Luzón Marco
Dr. Javier Alberto Galán Lacarra

Abstract

IAXO and its prototype BabyIAXO are proposed experiments that will use the helioscope technique to detect solar axions. Axions are hypothetical particles, motivated by the *strong CP problem* in QCD, that could also solve the dark matter problem. Both experiments will operate at sea level, and will require a very low radioactive background. It is planned to work with different detectors, focusing on gaseous detectors like the ones in CAST. This work focuses on the study of the background produced by cosmic particles in this detector.

Cosmic particles, mainly muons and neutrons, are one of the main sources of background, according to previous studies. We use Monte Carlo simulations and selection cuts, derived from a signal study, to quantify the background. The obtained background levels are compatible with previous studies, including results obtained by CAST ($b \sim 1 \times 10^{-6} \text{ keV}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$). We conclude that BabyIAXO has potential to reach its background goal of $b \sim (10^{-7} - 10^{-8}) \text{ keV}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$.

Through simulations we can also achieve a detailed understanding of the events, which will be useful to develop new shielding strategies and designs. In particular, we are interested in probing the efficiency of the muon veto system at detecting cosmic neutrons. In this study we conclude that the veto system can be used to reduce the neutron background (by a factor ~ 2) by detecting the secondary neutrons produced in the shielding. We also propose a list of upgrades to the veto system that will reduce the neutron background and thus, the overall background.

Resumen

El experimento IAXO y su prototipo BabyIAXO son futuros helioscopios solares que tienen como objetivo la detección del axión, una partícula hipotética motivada por el *problema CP fuerte* de QCD, que además constituye un sólido candidato a materia oscura. Ambos experimentos operarán al nivel del mar y requerirán de un muy bajo nivel de fondo radiactivo. Aunque está prevista la instalación de diferentes tecnologías de detección, la primera opción será un detector gaseoso, como los utilizados en CAST.

Este trabajo se centra en el estudio del fondo producido por los rayos cósmicos en este detector, particularmente por muones y neutrones, que, siguiendo estudios anteriores, suponen la contribución más importante. Para ello se realizan una serie de simulaciones Monte Carlo que, tras aplicar criterios de discriminación entre señal y fondo, nos permiten cuantificar el nivel de fondo. Los niveles de fondo cósmico obtenidos en este trabajo son compatibles con trabajos anteriores y con resultados obtenidos por CAST ($b \sim 1 \times 10^{-6} \text{ keV}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$). Concluimos que BabyIAXO tiene potencial para alcanzar el nivel de fondo objetivo de $b \sim (10^{-7} - 10^{-8}) \text{ keV}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$.

Las simulaciones nos permiten también conocer las características más importantes del evento, lo que nos aportará información útil para el diseño de estrategias de blindaje. En particular, nos interesa evaluar la eficiencia para detectar neutrones del sistema de vetos, originalmente concebido para detectar muones. Tras nuestro estudio, se concluye que el sistema de vetos es eficaz para reducir el fondo de neutrones (por un factor ~ 2), al ser capaz de detectar los neutrones secundarios producidos en el blindaje. También hemos obtenido suficiente información como para proponer una serie de mejoras al sistema de vetos que resultarán en una mayor reducción del nivel de fondo.

Índice

1	Introducción	1
2	Objetivos	1
3	Los axiones: fundamento teórico y estrategias de detección	2
3.1	El problema CP fuerte	2
3.2	El axión y las partículas tipo axión (ALPs)	2
3.2.1	El mecanismo de Peccei-Quinn	3
3.2.2	Modelos de axiones y de partículas tipo axión (ALPs)	3
3.3	Estrategias para la detección de axiones	5
3.3.1	Helioscopios	5
4	Los experimentos IAXO y BabyIAXO	7
4.1	Detectores de rayos X de muy bajo fondo	8
4.2	Modelo de fondo	10
4.2.1	Radiactividad intrínseca	11
4.2.2	Radiactividad externa	12
5	Modelización y análisis de señal y fondo	12
5.1	Herramientas y metodología	12
5.2	Simulación de señal	14
5.3	Simulaciones de fondo cósmico	15
6	Fondo de muones	17
6.1	Análisis de observables y discriminación	17
6.2	Sistema de vetos	19
6.3	Nivel de fondo	21
7	Fondo de neutrones	22
7.1	Análisis de observables y discriminación	22
7.2	Sistema de vetos	24
7.3	Nivel de fondo	27
8	Conclusiones	28
	Bibliografía	29

Lista de figuras

1	Espacio de parámetros (masa, acople axión-fotón) y límites experimentales	4
2	Flujo espectral de axiones solares y esquema helioscopio	6
3	Diagrama conceptual de un helioscopio	6
4	Modelos tridimensionales de IAXO y BabyIAXO	8
5	Esquema de una TPC y un detector Micromegas	9
6	Geometría de la cámara y tubo de cobre de BabyIAXO con medidas	10
7	Geometría completa de BabyIAXO	10
8	Evolución del nivel de fondo para detectores Micromegas	11
9	Evento representativo de la simulación de señal	14
10	Transmitancia espectral de la ventana de mylar a fotones y eficiencia cuántica del detector	15
11	Observables topológicos para eventos de señal	16
12	Distribución de energía de muones y neutrones cósmicos a nivel del mar	17
13	Evento representativo de la simulación de muones cósmicos	18
14	Observables topológicos para muones	19
15	Evento de muones que supera los criterios de selección	19
16	Distribución de la energía en vetos para muones (simulación y experimental IAXO-D0)	20
17	Eficiencia del sistema de veta de muones en función de la energía umbral	21
18	Espectro de fondo de muones cósmicos	22
19	Observables topológicos para neutrones	23
20	Evento de neutrones que supera los criterios de selección	24
21	Interacción del neutrón primario con el veta	24
22	Estudio de secundarios producidos por neutrones cósmicos	26
23	Distribución de la energía en vetos para neutrones y eficiencia	26
24	Espectro de fondo de neutrones cósmicos	27

Lista de tablas

1	Observables topológicos utilizados en los criterios de selección	13
2	Eficiencia de los criterios de selección para eventos de señal en función de la energía	15
3	Parámetros de las distribuciones de energía de los muones y neutrones cósmicos	17
4	Eficiencia de los criterios de selección para muones	18
5	Eficiencia del sistema de vetos según su posición	21
6	Nivel de fondo de muones cósmicos	21
7	Eficiencia de los criterios de selección para neutrones	23
8	Eficiencia del sistema de vetos en función de la energía umbral para neutrones	26
9	Nivel de fondo de neutrones cósmicos	27

Lista de acrónimos

IAXO Observatorio internacional de axiones. Proyecto de helioscopio de cuarta generación objeto de este trabajo. Del inglés *International Axion Observatory*.

CAST Observatorio internacional de axiones. Helioscopio de tercera generación que comenzó a tomar datos en 2003. Del inglés *CERN Axion Solar Telescope*.

SM Modelo estándar de física de partículas. Del inglés *Standard Model*.

LHC El Gran Colisionador de Hadrones, construido por el CERN. En él se descubrió el bosón de Higgs en 2012. Del inglés *Large Hadron Collider*.

QCD Cromodinámica cuántica. Teoría que describe las interacciones fuertes entre partículas. Del inglés *quantum chromodynamics*.

CP Carga y Paridad. En el contexto del *problema CP fuerte* hace referencia a la simetría bajo conjugación de carga y paridad.

ALP Partícula tipo axión. Del inglés *Axion Like Particle*.

PQ Peccei-Quinn. Utilizado en referencia a la simetría o carga del mecanismo Peccei-Quinn.

BR En física nuclear y de partículas, la proporción de partículas que decae con un determinado modo de desintegración respecto al total de partículas que decae. Del inglés *Branching Ratio*.

KSVZ Extensión del modelo estándar que predice la existencia del axión. Propuesto por Kim, Shifman, Vainstein y Zakharov.

DFSZ Extensión del modelo estándar que predice la existencia del axión. Propuesto por Dine, Fischler, Srednicki y Zhitnitski.

WISP En extensiones del modelo estándar, partículas hipotéticas poco interactuantes y con masas por debajo del eV. Los axiones se encuentran dentro de esta categoría. Del inglés *Weakly Interacting Slim Particle*.

FOM Figura de mérito. Es un parámetro cuyo valor indica cualitativamente el rendimiento de un dispositivo (e.g. la frecuencia de una CPU). Del inglés *Figure Of Merit*.

ADMX Experimento que utiliza la técnica del haloscopio galáctico para la detección de axiones. Del inglés *Axion Dark Matter Experiment*.

LSTW Estrategia de detección de axiones que utiliza una doble conversión Primakoff y una barrera óptica. Del inglés *Light Shining Through Wall*.

ALPS Experimento de detección de axiones que utiliza la estrategia LSTW. Del inglés *Any Light Particle Search*.

DESY Sincrotrón Alemán de Electrones, es el mayor centro de investigación en física de partículas en Alemania. Del alemán *Deutsches Elektronen Synchrotron*.

OSQAR Experimento de detección de axiones que utiliza la estrategia LSTW. Del inglés *Optical Search for QED Vacuum Bifringence, Axions and Photon Regeneration*.

CERN Organización europea para la investigación nuclear. Del francés *Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire*.

ABC El proceso ABC de producción de axiones solares es la combinación de los procesos axio-recombinación, bremsstrahlung y Compton.

XMM Experimento espacial de espectroscopía de rayos X. Del inglés *X-ray Multi-Mirror*.

ESA Agencia Espacial Europea. Del inglés *European Space Agency*.

TPC Cámara de proyección temporal, un tipo de detector de partículas capaz de obtener información sobre la posición de la partícula en el espacio. Del inglés *Time Projection Chamber*.

Micromegas Tecnología de detector de partículas gaseoso que utiliza un plano de lectura pixelizado. Del inglés *Micro-MEsh Gaseous Structure*.

LSC Laboratorio Subterráneo de Canfranc.

GEANT4 Paquete de software escrito en C++ para la simulación del transporte de partículas en materia. Del inglés *GEometry ANd Tracking*.

GDML Lenguaje basado en XML que se utiliza en ROOT o GEANT4 para describir geometrías. Del inglés *Geometry Description Markup Language*.

REST Paquete de software de simulación y análisis desarrollado en la Universidad de Zaragoza que utiliza ROOT y GEANT4. Del inglés *Rare Event Searches with TPCs*.

RoI Intervalo de energías compatible con un suceso de señal. Del inglés *Region of Interest*.

1 Introducción

El modelo estándar de física de partículas (SM) es la teoría cuántica de campos que describe la estructura fundamental de la materia y sus interacciones. Esta teoría exhibe un gran poder predictivo, pues, prácticamente, la totalidad de las mediciones experimentales sobre las interacciones del modelo encajan satisfactoriamente con las predicciones. Actualmente se tienen evidencias de la existencia de todas las partículas fundamentales descritas en el modelo, siendo el bosón de Higgs la última en haber sido encontrada, anunciándose en 2012 su descubrimiento en el LHC.

A pesar del éxito del modelo, este está lejos de ser una teoría del todo. En primer lugar, el modelo estándar no describe la interacción gravitatoria. Tampoco es capaz de explicar la naturaleza de la materia oscura ni de la energía oscura. Las partículas del modelo estándar constituyen únicamente un 5% del total de materia y energía del universo conocido. Adicionalmente, existen múltiples cuestiones sin resolver, entre las que destacaremos los problemas de ajuste fino o de naturalidad.

El modelo estándar requiere un alto número de parámetros, aparentemente fijados de forma arbitraria, que deben ser medidos experimentalmente. Una estrategia para extender el modelo estándar consiste en proponer teorías de nueva física donde algunas de estas constantes aparezcan de manera natural, ya que la naturalidad es una propiedad deseable en una teoría.

Uno de estos problemas de ajuste fino es el conocido como *problema CP fuerte*, debido al valor extremadamente pequeño del parámetro adimensional θ de la cromodinámica cuántica (QCD), teoría que describe las interacciones fuertes. El mecanismo de Peccei-Quinn se propone como solución a este problema y actualmente es la teoría más aceptada, aunque, por el momento, no existen evidencias experimentales que la sustenten. Una consecuencia importante de la teoría es la existencia de una nueva partícula pseudo-escalar: el axión.

El axión es una partícula de muy baja masa que debe tener interacciones extremadamente suprimidas con las partículas del modelo estándar para ser compatible con las observaciones. Una propiedad que hace especialmente interesante a esta partícula es que podría producirse de forma no térmica en el universo primitivo y ser uno de los constituyentes de la materia oscura.

Es posible realizar una búsqueda directa del axión y de partículas pseudo-escalares con propiedades similares conocidas como ALPs (*Axion-Like-Particles*), mediante experimentos que involucren la interacción de los axiones más experimentalmente accesible: la conversión axión-fotón mediante efecto Primakoff.

El experimento IAXO se ha concebido como un helioscopio de cuarta generación que utilizará un imán superconductor situado sobre una plataforma móvil capaz de seguir al sol. Un pequeño porcentaje de los axiones solares serían convertidos a fotones de rayos X de baja energía durante el tránsito por el intenso campo magnético. Seguidamente, estos fotones serían detectados en un detector de rayos X de muy bajo fondo situado en el otro extremo del experimento.

Como en cualquier experimento de *sucesos raros*, el número de señales que se esperan es muy bajo y pueden quedar ocultas por sucesos de fondo. Por ello, es crucial conocer estos fondos para trabajar en dos direcciones: el diseño de blindajes adecuados que reduzcan el fondo, y técnicas de análisis de datos para discriminar señal y fondo.

2 Objetivos

La primera parte de este trabajo consiste en una revisión bibliográfica en la que se pretende motivar desde el punto de vista teórico la existencia del axión. También se exponen las principales propiedades e interacciones de los axiones, haciendo distinción entre axión de QCD

y partículas tipo axión. Seguidamente se habla de las distintas estrategias de detección, centrándonos en los helioscopios, particularmente en los experimentos IAXO y BabyIAXO.

El objetivo principal de este trabajo es el estudio de fondo cósmico del detector propuesto para BabyIAXO. Para ello se describirá el modelo de fondo del detector y las principales estrategias de reducción, centrándonos en los muones y neutrones cósmicos.

Los estudios de fondo han sido realizados mediante simulación y diseñados de forma que la información obtenida contribuya a mejorar el desarrollo del propio experimento. En particular, se busca obtener una estimación del nivel de fondo teniendo en cuenta la reducción mediante criterios de selección obtenidos mediante simulaciones de señal y mediante un sistema de vetos. Estudiar el comportamiento y eficiencia de los vetos es especialmente importante en el caso de neutrones cósmicos, debido a la relevancia de su contribución y a las dificultades para reducirlo.

3 Los axiones: fundamento teórico y estrategias de detección

El axión aparece como consecuencia del mecanismo PQ, motivado por el *problema CP fuerte*.

3.1 El *problema CP fuerte*

El *problema CP fuerte* aparece en la teoría de cromodinámica cuántica (QCD) que es la teoría *gauge* que describe una de las tres interacciones fundamentales del modelo estándar, la interacción fuerte.

Es posible añadir al lagrangiano de QCD un término adicional $\mathcal{L}_{\bar{\theta}}$ y seguir obteniendo una teoría renormalizable.

$$\mathcal{L}_{\bar{\theta}} = \bar{\theta} \frac{\alpha_S}{8\pi} G_{\mu\nu}^a \tilde{G}^{a,\mu\nu}, \quad (1)$$

donde $G_{\mu\nu}^a$ es el tensor de fuerza de campo de color y $\tilde{G}^{a,\mu\nu} = \varepsilon^{\mu\nu\lambda\rho} G_{\lambda\rho}^a / 2$ su dual.

Añadir este término tiene consecuencias físicas medibles. En particular, este es el único término del lagrangiano que viola la simetría CP; sin embargo, ningún experimento ha detectado violación de CP en la interacción fuerte a día de hoy.

Podemos obtener límites para el parámetro $\bar{\theta}$ mediante experimentos. El experimento que aporta el valor de $\bar{\theta}$ más restrictivo es la medida del momento dipolar eléctrico del neutrón. Si la simetría CP no se conserva en la interacción fuerte, se predice un momento dipolar eléctrico para el neutrón [1, 2]

$$|d_n| \sim \bar{\theta} \cdot (6 \times 10^{-17}) e \text{ cm}, \quad (2)$$

proporcional al parámetro $\bar{\theta}$ que controla la violación CP.

Los experimentos más recientes [3] obtienen $d_n = (0.0 \pm 1.1_{\text{stat}} \pm 0.2_{\text{sys}}) \times 10^{-26} e \text{ cm}$, lo que corresponde a un límite de

$$|\bar{\theta}| \lesssim 1 \times 10^{-10} \quad (3)$$

[4] para un parámetro adimensional, un ángulo, que, por criterios de naturalidad, debería tomar valores en torno a la unidad.

Este ajuste fino, conocido en la literatura como *problema CP fuerte*, sugiere la existencia de nueva física, donde la conservación de la simetría CP en la interacción fuerte aparezca de manera más natural.

3.2 El axión y las partículas tipo axión (ALPs)

En la literatura [5, 6] se encuentran propuestas diferentes soluciones al *problema CP fuerte*. Algunas de las más importantes son: la solución del quark sin masa [6] (descartada por las

observaciones [7]), la solución *soft* CP [8, 9], o la solución del axión mediante el mecanismo de Peccei-Quinn.

3.2.1 El mecanismo de Peccei-Quinn

La solución propuesta en 1977 por Roberto Peccei y Helen Quinn [10, 11] postula la existencia de una simetría adicional $U(1)_{\text{PQ}}$ global. Esta simetría se rompe espontáneamente a una escala energética f_A . La ruptura de esta simetría tiene como consecuencia la aparición de una nueva partícula pseudoescalar (pseudo-bosón de Goldstone) llamada axión [12, 13], que adquirirá una muy pequeña masa debido a que la simetría $U(1)_{\text{PQ}}$ no es exacta, al estar explícitamente rota por la llamada anomalía axial de QCD, que nos da el acople entre los gluones y el campo del axión ϕ_A ,

$$\mathcal{L}_{\bar{\theta}} = \left(\frac{\phi_A}{f_A} - \bar{\theta} \right) \frac{g^2}{32\pi^2} G_{\mu\nu}^a \tilde{G}^{a,\mu\nu}. \quad (4)$$

Las fluctuaciones cuánticas de QCD, que son las responsables de la estructura del vacío θ de la teoría, hacen que el potencial del axión se minimice para $\phi_A = f_A \bar{\theta}$, adquiriendo así un valor esperado en el vacío, y de forma que se preserva la simetría CP en el lagrangiano de QCD.

La masa del axión m_A puede obtenerse de la susceptibilidad topológica de QCD χ , debido a que el origen de su masa es la anomalía axial.

Puede obtener una expresión aproximada para la masa del axión $m_A f_A = \sqrt{\chi} \approx m_\pi f_\pi$ [14, 15]. Al sustituir la susceptibilidad [16] se obtiene

$$m_A = 5.691(51) \left(\frac{10^9 \text{ GeV}}{f_A} \right) \text{ meV}. \quad (5)$$

El parámetro de escala f_A es desconocido, pero debe ser consistente con los resultados experimentales.

3.2.2 Modelos de axiones y de partículas tipo axión (ALPs)

El primer modelo propuesto es el axión de Peccei-Quinn-Weinberg-Wilczek (PQWW-*axion*) [10, 12, 13]. La ruptura de la simetría ocurre para un $f_A \approx v_{\text{EW}} \approx 250 \text{ GeV}$ del orden de la escala electrodébil, lo que hizo que el modelo fuera rápidamente descartado, por ejemplo, por experimentos de la medida de la proporción (BR) del proceso $K^+ \rightarrow \pi^+ + A$ [17].

Las observaciones imponen necesariamente que $f_A \gg v_{\text{EW}}$, lo que hace que la masa y los acoplos del axión sean extremadamente pequeños y explica que no hayamos sido capaces de detectarlo hasta la fecha [18, 19]. Esto se conoce en la literatura como *axión invisible* (*invisible axion*).

Los dos modelos más notables de *axión invisible* son el modelo **KSVZ** [18, 20], en el que se introduce un nuevo quark pesado, eléctricamente neutro, portador de la carga PQ; y el modelo **DFSZ** [21, 22], en el que aparecen dos dobletes de Higgs, y son los quarks y leptones del modelo estándar los que portan la carga PQ. Además de estos modelos existen otros más complejos que incluyen ideas de ambos.

En función del modelo, el axión presentará acoplos con distintas partículas del modelo estándar como electrones, nucleones o fotones. Aunque no existe un acople explícito a fotones, debido a que el axión aparecerá en estados mezcla junto a los mesones neutros π^0 y η (consecuencia de 4), el axión heredará del π^0 el acople a fotones. La conversión del axión a dos fotones ($A \rightarrow \gamma\gamma$) se conoce como efecto Primakoff y tiene un importante papel desde el punto de vista experimental. El término de interacción viene dado por

$$\mathcal{L}_{A\gamma\gamma} = -\frac{1}{4}g_{A\gamma\gamma}F_{\mu\nu}\tilde{F}^{\mu\nu}\phi_A = g_{A\gamma\gamma}\mathbf{E}\cdot\mathbf{B}\phi_A, \quad (6)$$

donde $F_{\mu\nu}$ es el tensor de campo electromagnético y $\tilde{F}^{\mu\nu}$ su dual. La constante de acople

$$g_{A\gamma\gamma} = \frac{\alpha_S}{2\pi f_A} \left(\frac{E}{N} - 1.92(4) \right) = \left(0.203(3) \frac{E}{N} - 0.39(1) \right) \frac{m_A}{\text{GeV}^2} \quad (7)$$

es proporcional a la masa del axión y presenta dependencia con el modelo a través de las constantes E y N que toman el valor $E/N = 8/3$ para el modelo DFSZ y $E/N = 0$ para KSVZ.

Además de las ya mencionadas, existen multitud de extensiones del modelo estándar, como las teorías de cuerdas o teorías supersimétricas, que predicen la existencia de partículas muy ligeras y muy poco interactuantes (WISP). Algunas de estas partículas provienen de la ruptura espontánea de una simetría $U(1)$ global aproximada y presentan una fenomenología similar al axión anteriormente descrito. Se conocen como partículas tipo axión (ALPs).

Algunos ejemplos de simetrías que producen ALPs son la simetría de número leptónico [23], la simetría R [24] o algunas simetrías que aparecen en teorías de cuerdas [25, 26].

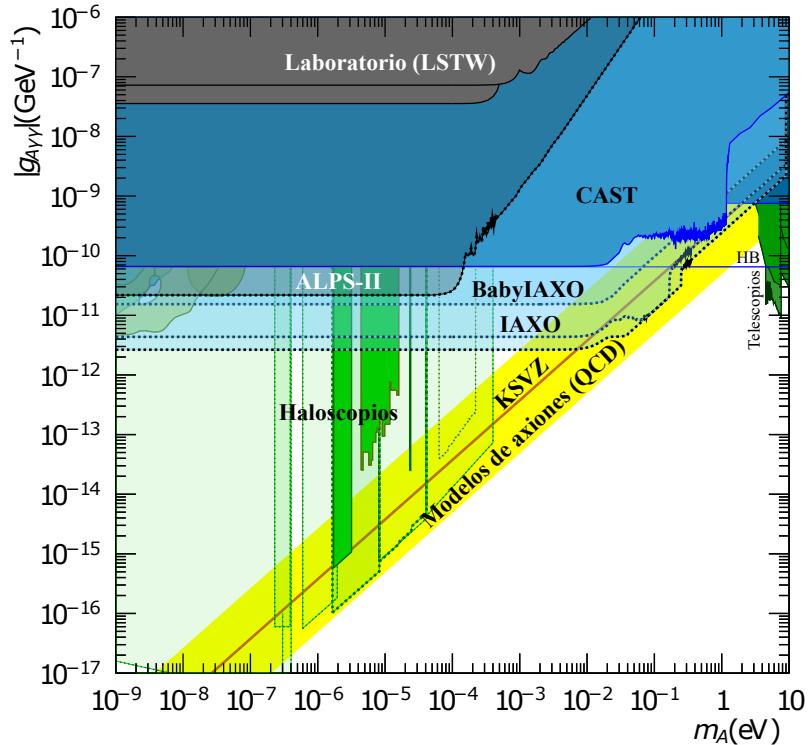


Figura 1: Espacio de parámetros masa-acoplo adaptado de [27]. En el gráfico aparecen zonas coloreadas (verde, azul y gris) correspondientes a distintas técnicas experimentales. Color sólido para resultados existentes y translúcido para predicciones futuras. Observamos que los axiones de QCD están restringidos a una banda diagonal (amarillo) debido a la relación entre su acople y masa (ecuación 7). Se ha destacado la línea KSVZ (rojo).

En la literatura es frecuente que se trate indistintamente a los axiones de QCD, solución al *problema CP fuerte*, y a las ALPs llamándolos conjuntamente axiones. Desde el punto de vista de la detección, la principal diferencia entre ambas es que para los axiones de QCD la masa e interacciones están determinadas por el factor de escala f_A , de forma que hay una ligadura entre el acople y la masa (ecuación 7), mientras que para las ALPs no existe esta ligadura. Los experimentos de detección de axiones exploran regiones del espacio de parámetros (figura 1) de forma que se obtienen límites tanto para axiones de QCD como ALPs. Además de los límites experimentales, existen otros límites por observaciones astrofísicas o cosmológicas que no serán

mencionados en este trabajo.

3.3 Estrategias para la detección de axiones

Según las propiedades descritas anteriormente, se predicen distintas fuentes naturales de axiones, así como la posibilidad de crear axiones en el laboratorio. Todos los grandes experimentos tienen un objetivo común: la detección del fotón producido en la conversión Primakoff del axión favorecida por la presencia de un campo magnético intenso (ecuación 7), aunque existen distintas técnicas que emplean estrategias muy diferentes. En [27] puede encontrarse un resumen completo de las principales técnicas.

La totalidad o una proporción arbitraria de la materia oscura del universo podría estar formada por axiones. Se cree que el 25.9% del total de materia y energía del universo corresponde a materia oscura fría [28], que se encuentra distribuida en halos galácticos. Aunque los axiones son partículas de masa extremadamente pequeña, mediante el mecanismo de producción no térmico conocido como mecanismo de realineamiento del vacío, las oscilaciones del campo axiónico producidas en una etapa temprana del universo se comportarían a gran escala como materia oscura fría, lo que sugiere la existencia de axiones en nuestro halo galáctico.

La técnica del **haloscopio** [29] utiliza cavidades resonantes con un alto factor de calidad situadas en campos magnéticos muy intensos con el objetivo de detectar axiones del halo galáctico. Tienen la mayor sensibilidad de todos los experimentos, pero están limitados a medir, mediante el ajuste de la frecuencia de la cavidad, en rangos estrechos de masa del axión, en los que se cumple la condición de coherencia, como puede verse en la figura 1, donde aparecen los resultados del experimento ADMX [30]. Estos experimentos son muy dependientes del modelo, ya que asumen que la totalidad, o al menos una gran proporción de la materia oscura del halo galáctico, está formada por axiones. Adicionalmente, hay una gran incertidumbre asociada a su distribución.

Utilizando la conversión Primakoff es posible la producción de axiones en el laboratorio. Mediante una fuente de radiación electromagnética (fundamentalmente láser, pero también microondas) junto con campos magnéticos muy intensos, es posible producir axiones. Estos axiones atravesarían una barrera, que bloquearía los fotones no convertidos, para alcanzar una nueva región de conversión y producir fotones, que serían detectados. Esta estrategia se conoce como ***Light Shining Through Wall*** (LSTW) y es la más independiente del modelo, ya que utiliza únicamente las propiedades fundamentales de los axiones. Sin embargo, actualmente no es capaz de explorar regiones del espacio de parámetros no cubiertas por otros experimentos (ver figura 1) debido a la potencia requerida para producir el flujo de fotones necesario. Existen dos colaboraciones trabajando en este tipo de experimentos: ALPS [31], en DESY, y OSQAR [32], en el CERN.

Los axiones también son emitidos por objetos astrofísicos como supernovas o estrellas, debido a los intensos campos electromagnéticos en su interior. Esto significa que el Sol es la fuente astrofísica de axiones más intensa a nuestro alcance. Los **helioscopios** utilizan el efecto Primakoff para detectar los axiones de origen solar.

3.3.1 Helioscopios

Los axiones solares son producidos por distintos procesos: el efecto Primakoff, mediante el acople $g_{A\gamma\gamma}$, y por otros mecanismos como procesos axio-recombinación, *bremssstrahlung* o Compton (englobados en el proceso ABC) [33], que dependerán del acople axión electrón g_{Ae} . En la figura 2 puede observarse el espectro de axiones solares para distintos procesos. El valor de

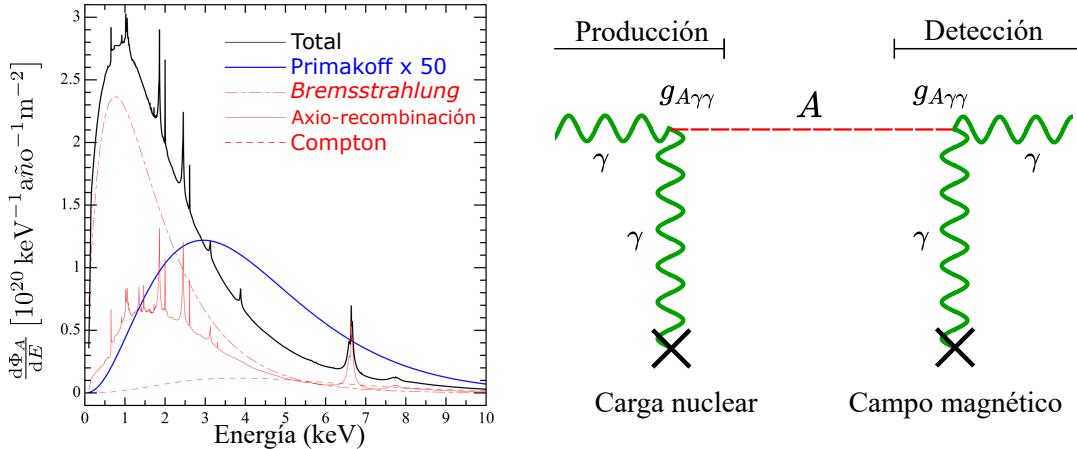


Figura 2: Flujo espectral de axiones solares en la tierra (izquierda). Imagen adaptada de [33]. La contribución por efecto Primakoff ha sido calculada con un valor escogido para la constante de acople $g_{A\gamma\gamma} = 10^{-12} \text{ GeV}^{-1}$. En la parte derecha se muestra una representación esquemática del principio de funcionamiento de un helioscopio.

la intensidad de cada componente dependerá del valor escogido para la constante de acople correspondiente.

Los helioscopios utilizan la conversión axión-fotón mediante efecto Primakoff como mecanismo de detección, por lo que se obtendrán límites directamente sobre $g_{A\gamma\gamma}$, al utilizarse el mismo mecanismo para la producción y detección, lo que también reduce el número de modelos a considerar. Los helioscopios también obtienen límites para el producto $g_{A\gamma\gamma} \times g_{Ae}$, al ser sensibles a los axiones producidos por mecanismos dependientes de g_{Ae} .

Desde el punto de vista experimental, los axiones solares son interesantes ya que su flujo es suficiente como para que los helioscopios puedan explorar zonas del espacio de parámetros (figura 1) que no han sido alcanzadas por otro tipo de experimentos. Adicionalmente, es posible que los helioscopios de cuarta generación como IAXO permitan obtener nuevos límites para el acople axión-electrón g_{Ae} [34], cuyos límites actuales han sido obtenidos mediante observaciones astrofísicas.

En la figura 3 puede verse un diagrama de la estructura de un helioscopio. Es un aparato conceptualmente similar a un telescopio, que utiliza una plataforma móvil para apuntar y seguir al Sol. En primer lugar, el axión entra en la región de conversión, en la que hay vacío o gas y un intenso campo magnético perpendicular a la dirección del axión y constante a lo largo de esta dirección. Tras la conversión en algún punto de la región, el ahora fotón de rayos X de baja energía (energía según el espectro de la figura 2), alcanza la óptica de rayos X y es focalizado sobre un detector de muy bajo fondo optimizado para estas energías.

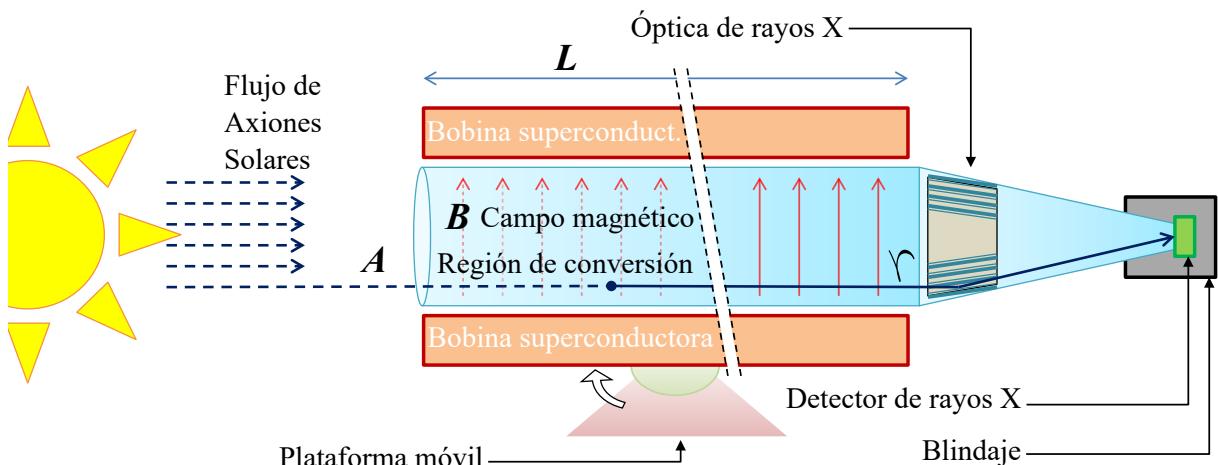


Figura 3: Diagrama conceptual de un helioscopio. Imagen adaptada de [35].

La probabilidad de convertir un axión solar incidente a fotón en un helioscopio como el de

la figura 3 viene dada por la expresión

$$P(a \rightarrow \gamma) = 2.6 \times 10^{-17} \left(\frac{g_{a\gamma}}{1 \times 10^{-10} \text{ GeV}^{-1}} \right)^2 \left(\frac{B}{10 \text{ T}} \right)^2 \left(\frac{L}{10 \text{ m}} \right)^2 \mathcal{F}(qL), \quad (8)$$

donde B es el campo magnético homogéneo en interior de la región de conversión de longitud L y

$$\mathcal{F}(qL) = \left(\frac{2}{qL} \right)^2 \sin^2 \left(\frac{qL}{2} \right) \quad (9)$$

es el factor de forma en campo homogéneo, que tiene en cuenta la coherencia del proceso de conversión. La condición de coherencia $\mathcal{F} = 1$ ocurre para $qL \ll 1$ donde $q = k_\gamma - k_A$ con k el número de ondas. q aumentará para masas del axión m_A mayores, lo que limitará el rango de masas al que puede operar nuestro experimento. La región de conversión suele consistir en vacío, pero es posible utilizar un gas de relleno como helio para dar masa efectiva a los fotones y recuperar la coherencia para masas mayores.

La única dependencia con la masa del axión es a través del factor de forma \mathcal{F} para masas altas, de manera que en el espacio de parámetros (figura 1) los helioscopios (y en general, los experimentos de conversión coherente como LSTW) aparecerán como una línea horizontal que va desde masas arbitrariamente pequeñas hasta masas donde la coherencia comienza a empeorar. Este límite de masas en el caso del helioscopio dependerá de la longitud de la zona de conversión L y mejorará con la presencia de un gas de relleno.

El número de axiones detectados dependerá del tiempo de exposición y de la eficiencia y fondo del detector, así como del número de fotones de señal incidentes (ecuación 8). Se define la figura de mérito (FOM) f en función de todos los factores que contribuyen al potencial de detección del experimento,

$$f = f_M f_{DO} f_T, \quad (10)$$

donde $f_M = B^2 L^2 A$ depende de la región de conversión; $f_{DO} = \frac{\epsilon_d \epsilon_o}{\sqrt{ba}}$ depende del detector y de la óptica, siendo ϵ_d la eficiencia del detector (cuántos fotones de señal podemos detectar), ϵ_o la eficiencia de la óptica (cuántos fotones de señal pueden focalizarse), b es el fondo normalizado del detector, del que hablaremos más adelante, y a es el área del foco de la óptica sobre el detector, también llamado *spot*; finalmente $f_T = \sqrt{\epsilon_t t}$ depende del tiempo total de medida t y de la eficiencia ϵ_t (cuanto tiempo está alineado con el sol).

Los límites experimentales más restrictivos de la figura 1 proceden del experimento CAST (CERN Axion Solar Telescope [36, 37]), un helioscopio de tercera generación que empezó a tomar datos en 2003. También puede apreciarse en la figura la región del espacio de parámetros que tienen previsto explorar BabyIAXO e IAXO.

4 Los experimentos IAXO y BabyIAXO

El experimento IAXO [34] es un proyecto de helioscopio de axiones de cuarta generación que tiene como objetivo alcanzar límites para la constante de acople $g_{A\gamma\gamma} \sim 1 \times 10^{-12} \text{ GeV}$ (10 – 20 veces superior al límite actual) hasta valores de masa $m_A \approx 0.25 \text{ eV}$. IAXO sería capaz de explorar zonas inexploradas del espacio de parámetros (figura 1) incluyendo una parte significativa de la banda de QCD, por lo que IAXO representa una oportunidad importante de descubrir nueva física.

IAXO (figura 4) será el helioscopio de axiones más grande jamás construido. Utilizará un

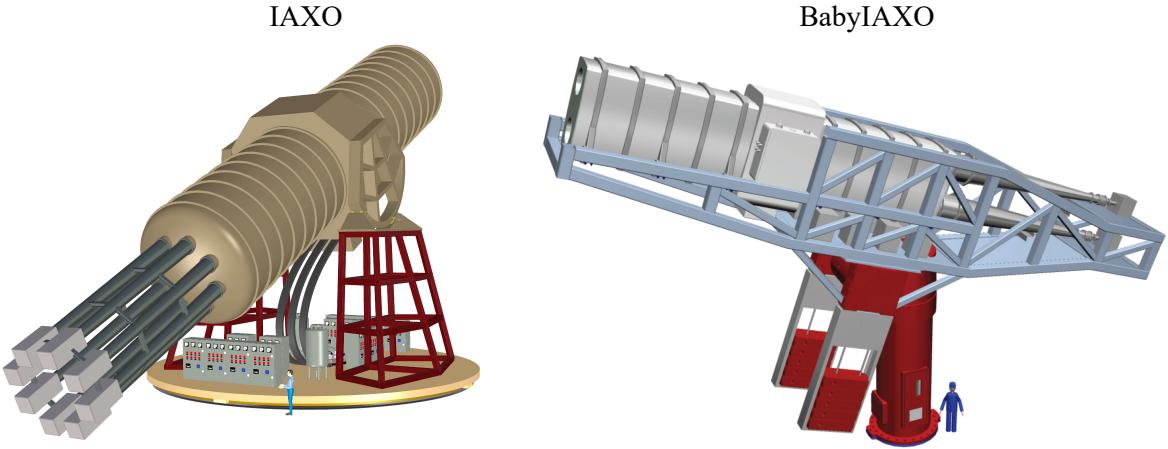


Figura 4: Modelos de los experimentos IAXO (izquierda) y BabyIAXO (derecha).

imán toroidal superconductor dentro del cual se encontrará la región de conversión, consistente en 8 agujeros cilíndricos de 20 m de largo y 60 cm de diámetro con un campo magnético de 2.5 T. Dispondrá de una óptica de rayos X capaz de enfocar la señal procedente de la región de conversión en un área de unos 0.2 cm^2 que se focalizará en cada uno de los ocho detectores de rayos X de muy bajo fondo. El experimento contará con una plataforma móvil que permitiría seguir al sol hasta 12 h al día.

Antes de empezar a construir el experimento IAXO, la colaboración acordó la construcción de BabyIAXO [38], que es en sí mismo un helioscopio de cuarta generación capaz de aportar resultados físicos novedosos (figura 1) y a la vez servir como prototipo tecnológico para IAXO.

BabyIAXO utilizará un imán de menor tamaño que IAXO (10 m de longitud y anchura de 70 cm), disponiendo de 2 telescopios en lugar de los 8 de IAXO, como puede observarse en la figura 4. Se espera contar con un campo magnético de hasta 3.2 T en la región de conversión, lo que mejoraría la figura de mérito magnética f_M (ecuación 10) en un factor 10 respecto a la obtenida en CAST [37, 36]. IAXO tiene como objetivo aumentar esta figura de mérito en un factor 300 respecto a CAST.

El experimento utilizará una óptica de rayos X diseñada para un telescopio de rayos X (XMM) de la Agencia Europea Espacial (ESA) y un detector de bajo fondo para cada telescopio que describiremos a continuación.

4.1 Detectores de rayos X de muy bajo fondo

Para detectar los axiones solares se necesitan detectores de muy bajo fondo y sensibles a rayos X en el rango (0–10) keV, correspondiente al espectro de axiones solares. El desarrollo del detector es el mismo para IAXO y BabyIAXO, de forma que los avances realizados durante BabyIAXO puedan ser aplicables también a IAXO. Por la experiencia adquirida en CAST, algunos de estos detectores están basados en cámaras de proyección temporal (TPC) gaseosas con planos de lectura pixelizados, lo que permite reconstruir la posición tridimensional del evento (figura 5). Consideraremos únicamente este tipo de detector para BabyIAXO.

El detector utiliza la tecnología *microbulk* Micromegas, que permite obtener un fondo muy bajo debido a su radiopureza y capacidad de discriminación; sin embargo, presentan una peor resolución energética y un umbral de energía de detección más alto que otros detectores.

El diseño del detector de BabyIAXO se basa en el prototipo IAXO-D0, un detector que ha estado tomando datos en la Universidad de Zaragoza. En la literatura (vease, por ejemplo, [39]) puede encontrarse información detallada acerca de los factores que afectan al fondo de un detector y cómo contrarrestarlos. En particular, el detector debe estar compuesto por materiales con la mayor radiopureza posible y estar rodeado de un blindaje que lo proteja de la radiactividad

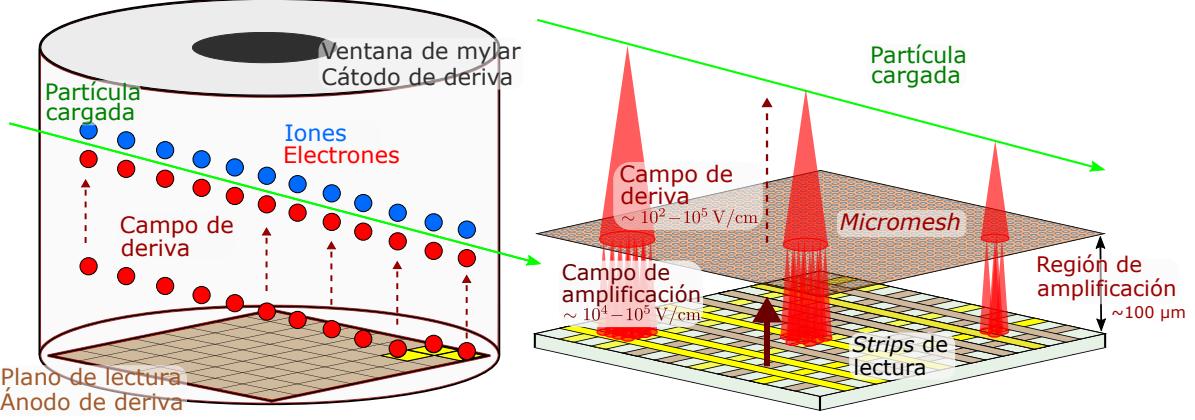


Figura 5: Esquema de la TPC gaseosa de BabyIAXO (izquierda) y un detector Micromegas (derecha). Los electrones producidos en la ionización se dirigen al plano de lectura debido al campo eléctrico de deriva presente en la cámara. Al alcanzar el plano de lectura, las cargas entran en la región de amplificación y se induce una señal en las *strips* de lectura, lo que se utiliza para reconstruir la energía y posición en el plano del evento. La diferencia de tiempos de deriva se utiliza para obtener la distancia relativa al plano.

exterior.

El detector y los elementos auxiliares como el blindaje deberán ser lo suficientemente ligeros como para poder montarse en la plataforma móvil. En el diseño actual se utiliza un grosor de 20 cm de plomo, estimado suficiente para bloquear las gammas ambientales.

Es muy importante, además, contar con un sistema de detectores externos utilizados como vetos activos para reducir el fondo debido a los rayos cósmicos. Los rayos cósmicos son un problema en los detectores de bajo fondo, ya que producen partículas de muy alta energía que son imposibles de absorber mediante blindajes. Los laboratorios subterráneos, debido al gran espesor de roca, permiten bloquear la mayor parte de estas partículas, de forma que únicamente sobrevive una pequeña población de muones de muy alta energía, cuya contribución al fondo puede ser reducida en un factor superior al 99% mediante vetos de muones.

En el caso de IAXO y BabyIAXO no es fácil alojar el experimento en una cavidad subterránea debido a las dimensiones del experimento. Por lo tanto, el fondo debido a los rayos cósmicos será mucho mayor que el contemplado para otros experimentos y hace necesario considerar, además de los muones, otras partículas como los neutrones o los rayos gamma. Este trabajo estudia en detalle el fondo producido por neutrones cósmicos, que se cree que es una de las principales componentes del fondo, según los estudios de simulaciones [40] y los datos del experimento CAST [36].

El detector consiste en una TPC gaseosa fabricada a partir de cobre electroformado, el material por excelencia para este tipo de aplicaciones debido a su baja radiactividad intrínseca. La cámara se conecta al telescopio mediante un tubo de cobre seguido de un tubo de acero que conecta con el telescopio (detalles en la figura 6).

El interior del tubo de cobre, en vacío, está separado del volumen de la cámara por una lámina de mylar aluminizado de $4\text{ }\mu\text{m}$ de espesor que sirve como cátodo del campo de deriva. Se utiliza mylar porque es un material radiopuro capaz de soportar las diferencias de presión entre el gas y el vacío; sin embargo, el grosor de esta lámina será lo que limite nuestro umbral de energía de detección, ya que los fotones de rayos X de muy baja energía serán absorbidos en la lámina.

El detector está situado en el centro de un blindaje cúbico de plomo con grosor mínimo 20 cm que proporciona una cobertura casi total, salvo por la abertura para que pueda pasar el tubo de cobre (figura 7).

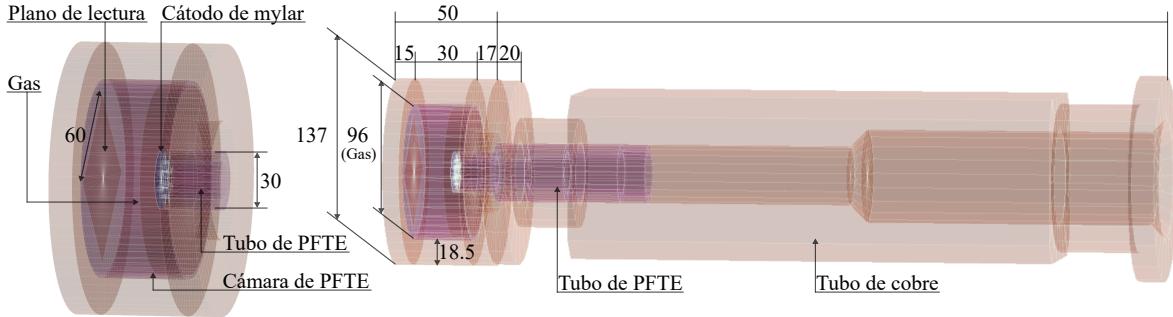


Figura 6: Geometría de la cámara y del tubo de cobre que la conecta al exterior del blindaje (unidades en mm), tal y como aparece en las simulaciones. El cobre se ha coloreado marrón anaranjado mientras que el color magenta representa el PFTE (teflón), un material radiopuro utilizado para bloquear los fotones de fluorescencia del cobre en las regiones próximas al gas. Puede observarse también el cátodo de mylar y el plano de lectura cuadrado de 60 mm de lado en el fondo de la cámara.

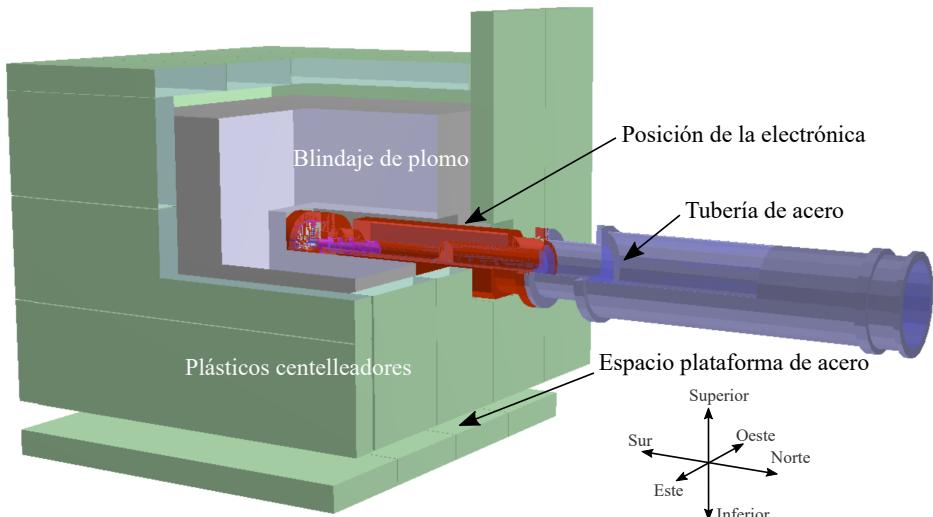


Figura 7: Geometría completa del detector. Puede observarse la cámara en el centro del blindaje de plomo de 20 cm de grosor. Los prismas verdes corresponden a los 21 vetos de muones (dimensiones $75 \times 20 \times 5$ cm) que cubren de manera casi total el blindaje. La distancia entre los conjuntos de vetos laterales y la cámara es diferente para cada conjunto, siendo los vetos Norte y Sur los más próximos y el Este el más alejado.

El blindaje se encuentra rodeado por detectores de centelleo¹, que proveen una cobertura prácticamente total (96% de ángulo sólido medido desde la cámara) salvo por el agujero para la salida del tubo y el pequeño espacio entre detectores. La señal de estos detectores se utilizará principalmente para vetar los muones cósmicos, pero en este trabajo se estudiará también la efectividad para vetar eventos de neutrones procedentes de rayos cósmicos, a los que llamaremos neutrones cósmicos.

El detector de IAXO está preparado para trabajar con distintas mezclas de gases. En este trabajo estudiaremos la mezcla argón-isobutano con proporción molar de 98/2% y a una presión de 1.4 bar, utilizada ya en CAST. En cualquier caso, nuestros resultados no dependerán significativamente de la mezcla o presión de gas escogidos.

4.2 Modelo de fondo

Este trabajo trata sobre el estudio de la contribución al fondo de los muones y neutrones cósmicos, pero es importante hablar de todas las contribuciones al fondo del detector para poder justificar la importancia del estudio del fondo cósmico. El estudio de todas las

¹El material centelleador es plástico BC408 (<https://www.crystals.saint-gobain.com/products/bc-408-bc-412-bc-416>)

contribuciones se enmarca dentro del llamado modelo de fondo.

El nivel del fondo del detector b corresponde a las cuentas por unidad de superficie, energía y tiempo que son compatibles con un evento de señal y por lo tanto deben haber superado los criterios de selección.

Como referencia, el nivel de fondo más bajo registrado con un detector Micromegas al nivel del mar corresponde al último periodo de toma de datos del experimento CAST [36], que alcanza un nivel de fondo de $(1.0 \pm 0.2) \times 10^{-6} \text{ keV}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. En la figura 8 puede verse la evolución del nivel de fondo alcanzado por detectores Micromegas (colaboración CAST). Ha sido posible alcanzar niveles de fondo $\sim 10^{-7} \text{ keV}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ en laboratorio subterráneo (LSC), donde la contribución de cósmicos se ve fuertemente reducida. La colaboración IAXO aspira a que BabyIAXO e IAXO alcancen niveles de fondo en el rango $(10^{-7} - 10^{-8}) \text{ keV}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ al nivel del mar.

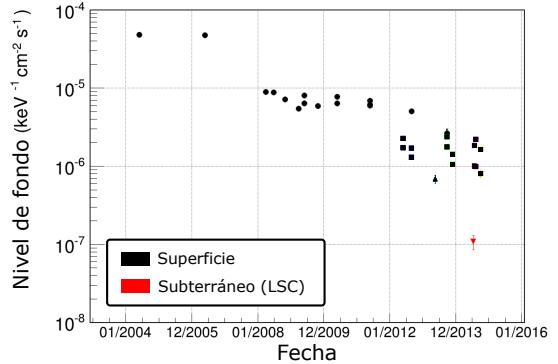


Figura 8: Evolución del nivel de fondo para detectores Micromegas [41].

4.2.1 Radiactividad intrínseca

La radiactividad de los materiales que componen y rodean al detector es un problema en todos los experimentos *sucesos raros*. Es crítico escoger materiales que presenten una baja radiactividad intrínseca, ya sea por su composición o por los procesos de fabricación a los que puedan estar sometidos. Como es natural, se buscará una mayor radiopureza según la proximidad al detector.

Los isótopos radiactivos que más contribuyen al fondo son ^{232}Th y ^{238}U . También hay contribuciones no despreciables de otros isótopos como ^{40}K o ^{60}Co . Este último es un caso particular ya que proviene de átomos de cobre del experimento que han sido activados por partículas de los rayos cósmicos, lo que se conoce como activación cosmogénica. En el caso del ^{60}Co producido por activación del cobre al nivel del mar se alcanzaría la concentración de equilibrio en un periodo de aproximadamente 6 semanas [40].

La forma de controlar esta fuente de fondo es tener un control exhaustivo de los materiales que se utilizan en la construcción del experimento y medir la actividad de estos en un detector de muy bajo fondo. En el caso de IAXO ya se cuenta con medidas de la actividad relativas a los detectores Micromegas y se siguen realizando mediciones de los distintos materiales como por ejemplo de los componentes de la electrónica radiopura que estará próxima al detector. Para estas mediciones se utiliza un detector de germanio operado en el Laboratorio Subterráneo de Canfranc (LSC) [42, 43]. También se realizan simulaciones para conocer mejor la contribución al fondo de cada elemento.

Gracias a las medidas de radiopureza y a las simulaciones se realizan modificaciones en el diseño del detector. Actualmente, en el diseño más reciente, se estima que la contribución al fondo de la radioactividad de los distintos componentes es $\sim 2 \times 10^{-7} \text{ keV}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ [44], lo que es compatible con las medidas realizadas en el LSC [41].

La mezcla de gases que se utilice en el detector también puede contener isótopos radiactivos que contribuyan al fondo, siendo esto lo que ocurre en el caso del argón. El fondo debido a esta contribución se ha estimado como $< 5 \times 10^{-8} \text{ keV}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ [41] y es uno de los motivos por los que se considera utilizar xenón, que no tiene isótopos radiactivos.

4.2.2 Radiactividad externa

Las contribuciones al fondo externas más importantes son la radiación gamma debida a la radiactividad ambiental y la radiación con origen en los rayos cósmicos, cuyas componentes más relevantes al fondo son los muones, gammas y neutrones cósmicos.

La radiación gamma ambiental proviene de los distintos isótopos radiactivos (^{232}Th y ^{238}U) presentes en los componentes del experimento como, por ejemplo, el imán, y también en el entorno del experimento, como las paredes del laboratorio. El blindaje del detector se encarga de reducir esta componente del fondo a niveles aceptables [40].

También contribuyen al fondo los rayos gamma cósmicos, que se originan fuera de la tierra o por interacción de partículas cargadas en la atmósfera. Estos rayos gamma son de significativamente mayor energía que los gamma ambientales, por lo que son más difíciles de bloquear; sin embargo, su contribución está por debajo de los niveles requeridos [40].

La contribución de los muones y neutrones cósmicos se discutirá en las secciones 6 y 7 respectivamente.

5 Modelización y análisis de señal y fondo

Para el estudio de fondo y señal realizaremos simulaciones Monte Carlo del experimento, mediante las cuales obtendremos predicciones para distintas magnitudes físicas que se conocen como observables. Todos los experimentos de detección de partículas, desde colisionadores a experimentos de bajo fondo, utilizan herramientas de simulación basadas en códigos Monte Carlo de transporte de radiación.

Las simulaciones son muy importantes en un experimento: inicialmente para llegar al diseño final, y, una vez se dispone de datos, para elaborar patrones que permitan definir técnicas de discriminación, y también refinar los procesos de análisis.

5.1 Herramientas y metodología

Existen distintos paquetes de simulación disponibles. Para la realización de este trabajo se ha utilizado GEANT4 [45], una herramienta escrita en C++, utilizada en multitud de aplicaciones como ingeniería aeroespacial, física médica o experimentos de física de partículas. GEANT4 implementa diversos modelos físicos, lo que hace posible simular diferentes partículas y en un amplio rango de energía, desde 250 eV hasta el TeV.

Todos los programas de transporte de radiación funcionan de manera similar: Se define el experimento, que consiste en un conjunto de sólidos de distintos materiales según su composición atómica y densidad. En nuestro caso utilizamos un fichero GDML (*Geometry Description Markup Language*) para describir una geometría simplificada del experimento (figuras 6 y 7), que hemos construido a partir de los planos técnicos. La simulación consiste en el transporte de partículas haciendo uso de distintos modelos de interacciones nucleares o electromagnéticas. Las partículas producidas, así como los procesos físicos y energías depositadas, quedan registradas en un fichero para su posterior análisis.

Algunos términos importantes para entender este trabajo:

- **Evento:** Una simulación se divide en eventos independientes. Cada evento corresponde a un suceso primario (e.g. un muón). La simulación solo registra aquellos eventos en los que se satisfacen ciertas condiciones especificadas por el usuario.
- **Traza:** Un evento contiene una o varias trazas. Cada traza corresponde a una única partícula.

- **Depósito (hit):** Son los depósitos puntuales de energía situados a lo largo de una traza. Contienen información sobre la coordenada espacial y la energía depositada (E_i, x_i, y_i, z_i), además del proceso físico que da lugar al depósito (e.g. ionización por un electrón).
- **Volumen sensible:** Es un volumen de la simulación que impone la condición de que para registrar el evento debe haber al menos un depósito de energía en este volumen. En nuestro caso es el gas del interior de la cámara.
- **Observable:** Magnitud física que se obtiene a partir de la simulación. Algunos ejemplos son: energía depositada en el gas, energía depositada en un voto o posición media en el gas. Puede representarse como un histograma donde cada entrada corresponde a un evento.

Para la realización de este trabajo hemos utilizado **REST**, un paquete de software o *framework* de alto nivel concebido en la Universidad de Zaragoza. **REST** permite realizar simulaciones con **GEANT4** (mediante el módulo **RestG4**) y almacenar la información en estructuras de datos propias siguiendo la jerarquía de evento, traza y hit. **REST** está integrado con **ROOT**, un programa de análisis de datos desarrollado por el CERN, de forma que permite realizar análisis de datos sobre las propias simulaciones.

La filosofía de **REST** es utilizar un formato común para los datos de simulación y experimentales de forma que se puedan aplicar los mismos procesos de análisis y tener una mayor coherencia entre simulación y experimento.

Mediante un fichero de texto se especifican los parámetros de la simulación: tipo de primario, distribución de momento, número de primarios, volumen sensible, etc. **RestG4** utiliza este fichero para correr la simulación haciendo uso de **GEANT4** y guarda los resultados de esta en un archivo **.root**. En este archivo está contenido el *EventTree*, un tipo de árbol **ROOT**, que consiste en una estructura de datos optimizada para procesado paralelo y grandes cantidades de datos.

Los procesos de análisis de **REST** utilizan la información contenida en el *EventTree* para generar un *AnalysisTree* que contiene los observables de interés. Utilizaremos procesos de análisis **REST** para, por ejemplo, obtener la energía depositada en cada volumen o calcular observables topológicos del conjunto de hits como posición media o varianza. Recordamos que nuestro detector es capaz de obtener la posición del evento, debido al plano de lectura pixelizado, por lo que utilizaremos esta información en nuestro análisis.

Se define el volumen fiducial como el prisma que tiene como base el plano de lectura del detector y está situado dentro del gas. El detector solo es capaz de detectar la energía depositada en esta región. Se define la región de interés (RoI) como el rango de energía depositada en el volumen fiducial compatible con un evento de señal. En nuestro caso utilizaremos una RoI de (0 – 10) keV elegida a partir del espectro de axiones solares de la figura 2.

Denominamos criterios de selección a una serie de condiciones que deben satisfacer los observables de un evento para ser compatible con un evento de axiones. Los criterios de selección tienen en cuenta la energía (que se encuentre en la RoI) y, gracias a las características del detector, también utilizan los observables topológicos como los definidos en la tabla 1.

Nombre	Descripción	Expresión
Posición media	Posición media pesada con la energía	$\bar{z} = \frac{\sum_i E_i z_i}{\sum_i E_i}$
Varianza en XY	Tamaño del evento en el plano XY	$\sigma_{xy}^2 = \frac{\sum_i E_i ((\bar{x}-x_i)^2 + (\bar{y}-y_i)^2)}{\sum_i E_i}$
Varianza en z	Extensión temporal del evento	$\sigma_z^2 = \frac{\sum_i E_i (\bar{z}-z_i)^2}{\sum_i E_i}$
Balance en XY	Indica la simetría de la distribución	$\frac{\sigma_x - \sigma_y}{\sigma_x + \sigma_y}$
Asimetría en XY	Asimetría estadística de la distribución	$\gamma_{xy} = \frac{\sum_i E_i ((\bar{x}-x_i)^3 + (\bar{y}-y_i)^3)}{\sigma_{xy}^3 \sum_i E_i}$
Asimetría en eje	Asimetría estadística de la distribución	$\gamma_z = \frac{\sum_i E_i (\bar{z}-z_i)^3}{\sigma_z^3 \sum_i E_i}$

Tabla 1: Observables topológicos utilizados en los criterios de selección.

En nuestro estudio realizaremos simulaciones de señal, que se utilizan para caracterizar el detector y aportan información sobre la eficiencia cuántica y las características topológicas de los eventos tipo señal. La información obtenida en este tipo de simulaciones se utilizará para fijar los criterios de selección topológicos.

Por otra parte, las simulaciones de fondo tienen como objetivo cuantificar la contribución al nivel de fondo de los neutrones y muones cósmicos. Se realizarán simulaciones utilizando estas partículas como primarios, con energía y trayectoria según las distribuciones en superficie. De esta forma se obtendrá un nivel de fondo base sobre el cual se aplicarán los criterios de selección para reducir el fondo.

Además de los criterios de selección, se utilizarán procesos de análisis que tienen en cuenta la energía depositada en el sistema de vetos para reducir el fondo.

5.2 Simulación de señal

En esta simulación se estudiarán eventos tipo señal, es decir, fotones con energías dentro del espectro de axiones solares (figura 2). Consideraremos fotones con energías distribuidas uniformemente entre 0.1 y 10 keV. Debido a la anchura angular del sol visto desde la tierra y la capacidad de focalización de la óptica de rayos X del experimento, se espera que los fotones de conversión presenten muy poca desviación angular respecto al eje óptico. En concreto, los fotones de conversión se focalizarán a una región de unos 0.2 cm^2 situada en el centro del plano de lectura [34]. Para este estudio consideraremos que los fotones incidentes son paralelos al eje óptico y entran por el centro de la ventana.

El fotón de rayos X interaccionará principalmente mediante efecto fotoeléctrico con los átomos del gas y emitirá un electrón con energía prácticamente igual a la del fotón. Este electrón, con energía del orden del keV, recorrerá una pequeña distancia en el gas depositando la totalidad de su energía en forma de ionización.

Como vemos en la figura 9, los fotones tienen que atravesar distintas zonas del montaje hasta llegar al gas. El interior de la tubería es vacío por lo que la probabilidad de interaccionar es extremadamente baja; sin embargo, la frontera que separa el gas del vacío consiste en una ventana de mylar de $4 \mu\text{m}$ de espesor que presentará una alta absorción de los fotones de baja energía. El grosor de esta ventana determinará el límite de baja energía del experimento.

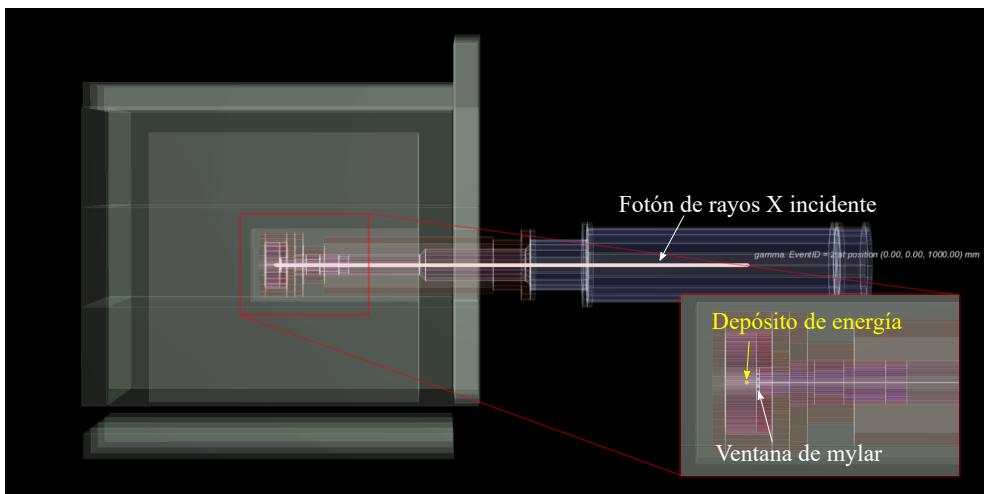


Figura 9: Evento representativo de la simulación de señal. El fotón primario, con energía entre 0.1 y 10 keV, recorre el vacío del interior de la tubería alcanzando la ventana de mylar, que atraviesa sin interaccionar. El fotón sufre una interacción fotoeléctrica en el gas del interior de la cámara, en la que toda su energía acaba en un depósito puntual próximo al eje central de esta.

A partir de los resultados de las simulaciones podemos calcular la eficiencia cuántica del detector (figura 10), es decir, el número de fotones detectados por cada fotón incidente. También

podemos calcular la transmitancia espectral de la ventana (figura 10) como el cociente entre el número de fotones salientes de la ventana y el número de fotones incidentes.

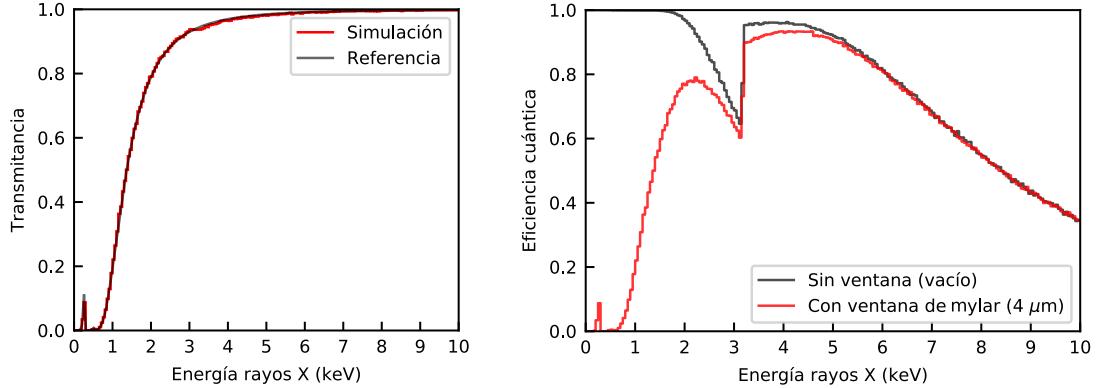


Figura 10: Transmitancia espectral de la ventana de mylar (izquierda) donde se muestran resultados obtenidos mediante simulación comparados con valores de referencia experimentales [46]. Eficiencia cuántica del detector (derecha). Se muestran resultados para simulaciones con ventana de mylar y sin ventana.

En el caso de esta simulación de señal se han utilizado los observables de la tabla 1 para establecer una caracterización de los eventos tipo señal y definir cortes para poder separar eventos tipo señal de eventos tipo fondo. Los observables se calculan para cada evento siempre que haya depósito de energía en el volumen sensible (gas) y se consideran únicamente los *hits* que están contenidos en este volumen.

Observable	Selección	[0, 10] keV (%)	[0, 2] keV (%)	[2, 4] keV (%)	[4, 6] keV (%)	[6, 8] keV (%)	[8, 10] keV (%)
σ_{xy} (mm ²)	[0, 2.6]	95.90 ± 0.09	98.73 ± 0.29	97.61 ± 0.17	94.86 ± 0.16	94.83 ± 0.19	94.73 ± 0.23
σ_z (mm ²)	[0, 0.55]	96.28 ± 0.09	99.13 ± 0.29	97.91 ± 0.17	95.27 ± 0.16	95.23 ± 0.19	95.15 ± 0.23
$\frac{\sigma_x - \sigma_y}{\sigma_x + \sigma_y}$ (1)	[-0.15, 0.15]	94.26 ± 0.09	96.18 ± 0.29	96.07 ± 0.17	94.62 ± 0.16	92.68 ± 0.18	91.35 ± 0.23
γ_{xy} (1)	[-0.5, 0.5]	96.16 ± 0.09	99.10 ± 0.29	96.23 ± 0.17	97.52 ± 0.16	95.80 ± 0.19	91.84 ± 0.23
γ_z (1)	[-1.12, 1.12]	96.32 ± 0.09	99.26 ± 0.29	96.37 ± 0.17	97.94 ± 0.16	94.83 ± 0.19	93.28 ± 0.23
Acumulativo (%)		90.32 ± 0.08	93.29 ± 0.28	93.35 ± 0.17	91.49 ± 0.16	87.35 ± 0.18	85.04 ± 0.22

Tabla 2: Eficiencia de los cortes para diferentes rangos de energía de rayos X. La eficiencia corresponde a la proporción de eventos con observables dentro del intervalo de la columna “Selección”. La fila “Acumulativo” corresponde a aplicar todos los cortes a cada columna. Se muestra el error estadístico junto a cada eficiencia.

En la figura 11 podemos observar la distribución de los observables. Encontramos una dependencia con la energía, presentando los rayos X de mayor energía una mayor simetría y menor dispersión. También observamos que la distancia recorrida en la cámara (inferida mediante \bar{z}) aumenta según la energía, debido a la dependencia de la sección eficaz fotoeléctrica.

En la tabla 2 encontramos la eficiencia de los diferentes criterios de selección topológicos sobre los observables. Los valores de estos intervalos o cortes han sido previamente calculados en otros trabajos [40] y, tras verificar que consiguen una alta eficiencia (en torno a 90%), se ha decidido utilizar estos mismos valores. Esto facilitará verificar que los resultados obtenidos en este trabajo son compatibles con trabajos anteriores. Observamos que la mayor eficiencia se consigue para los valores de energía más probables según el espectro de axiones solares, aproximadamente (1-6) keV.

5.3 Simulaciones de fondo cósmico

Estas simulaciones tienen como objetivo cuantificar el nivel de fondo debido a muones y neutrones producidos por rayos cósmicos en la atmósfera terrestre. La estrategia de simulación será similar para ambas partículas aunque el análisis será mucho más complejo en el caso de neutrones.

Los rayos cósmicos son partículas extremadamente energéticas (desde el MeV a varios TeV) de origen extraterrestre que al llegar a la tierra interactúan en la atmósfera produciendo cascadas de partículas secundarias que pueden ser detectadas en la superficie terrestre o incluso bajo tierra. En [47] podemos encontrar una revisión muy completa sobre rayos cósmicos.

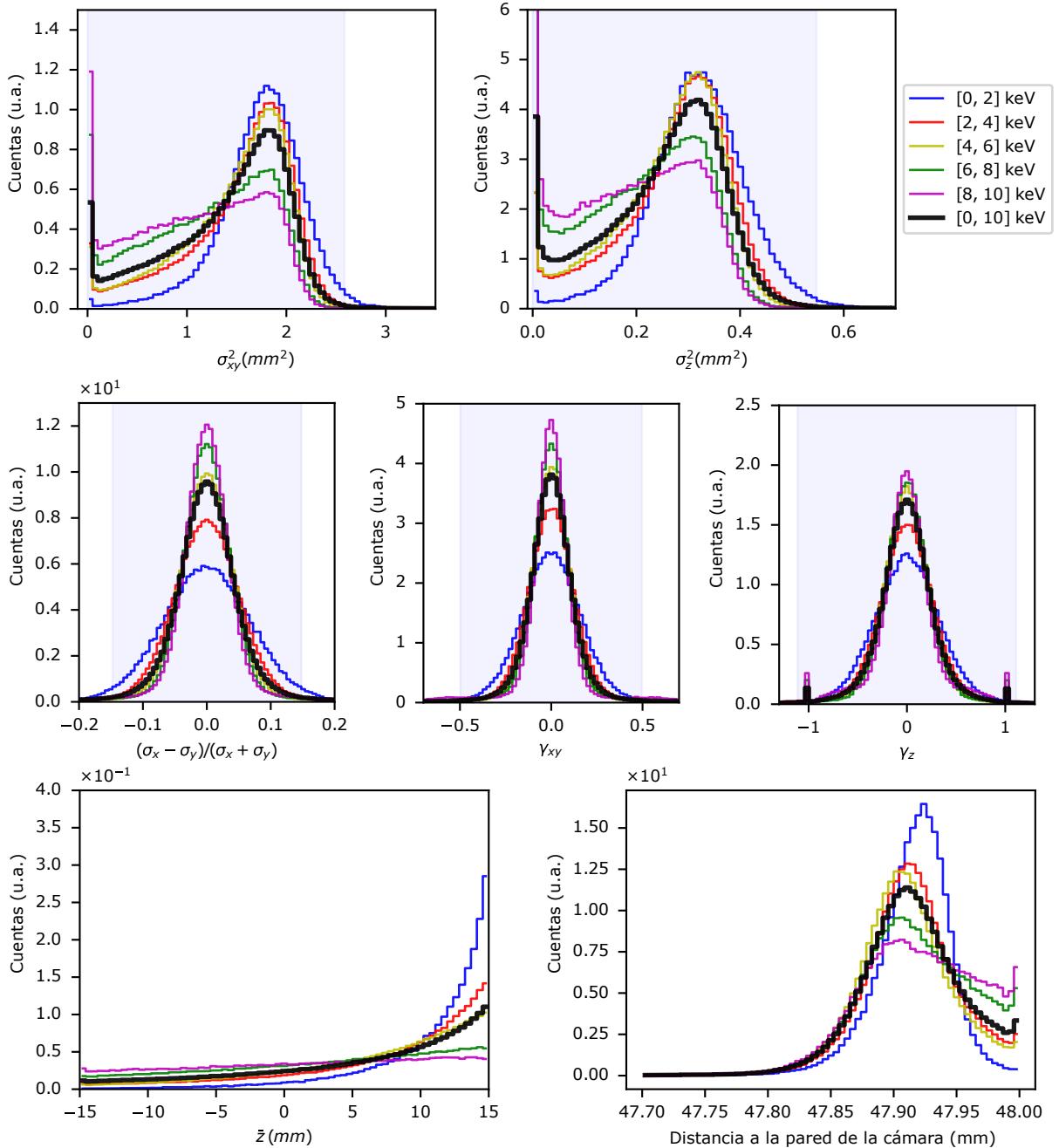


Figura 11: Distribuciones normalizadas de los observables de la tabla 2 para simulaciones de señal (figura 9). La región sombreada corresponde a los criterios de selección de la tabla 2.

Debido a la naturaleza de los rayos cósmicos, hay grandes incertidumbres a la hora de estimar el flujo de partículas secundarias en un punto. La distribución de secundarios dependerá de la energía de la partícula y de su ángulo de incidencia, siendo más probables energías bajas y trayectorias verticales. En la literatura [47] podemos encontrar expresiones teórico-experimentales para la distribución de secundarios que tratan de explicar los datos experimentales.

En general, las expresiones de la literatura sirven para obtener una aproximación de la distribución, pero si se quiere conocer con más detalle es necesario realizar mediciones, ya que estas distribuciones dependen de muchos factores (como la actividad solar), que hacen imposible una predicción detallada.

En nuestro caso utilizaremos distribuciones de energía y angular independientes. La distribución angular para el flujo a nivel de superficie seguirá una ley de $\cos^2(\theta)$ respecto a la vertical y la distribución de energía seguirá una ley de potencias (figura 12).

En cuanto al número de eventos por unidad de tiempo, utilizaremos valores de flujos de la

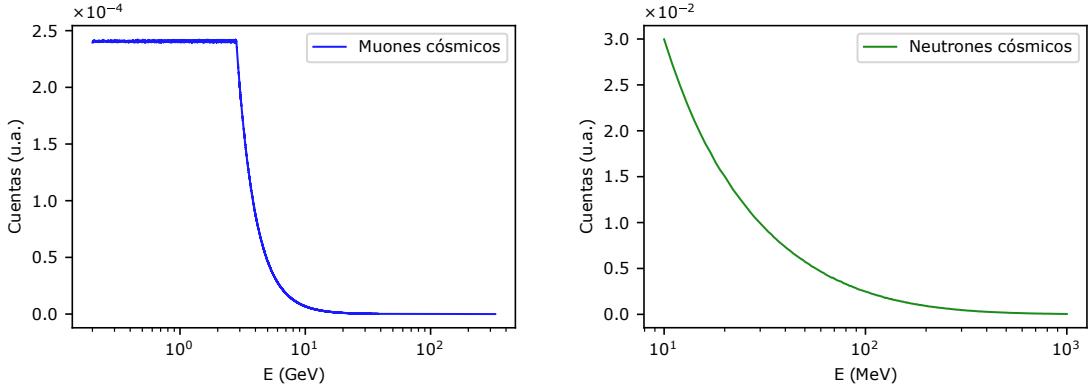


Figura 12: Distribución de energía de los muones [48] y neutrones [49] cósmicos a nivel de mar.

literatura (tabla 3) que servirán como aproximación, ya que esta es una magnitud con mucha incertidumbre. Esta incertidumbre en el flujo se propagará al fondo obtenido como un factor multiplicativo, pero no afectará a las conclusiones que sacaremos sobre las características de los eventos de fondo. Se tiene planificada una campaña de medición que aporte datos sobre el fondo; una vez se disponga de estos, se podrá corregir el nivel de fondo de simulación.

Partícula	Rango de energía (keV)	Energía media (MeV)	Flujo (cuentas/m ² /s)
Muón	[2×10^5 , 3.28×10^6]	329.6	125
Neutrón	[10^4 , 10^6]	117.0	50

Tabla 3: Parámetros de las distribuciones de energía de los muones [48] y neutrones cósmicos [49] (figura 12). El flujo se utiliza únicamente en el análisis para obtener magnitudes por unidad de tiempo.

Las simulaciones utilizarán como primarios muones o neutrones según las distribuciones descritas anteriormente. Lanzaremos los primarios desde un plano que puede considerarse infinito situado sobre el detector. Solo guardaremos aquellos eventos en los que se deposita algo de energía en el volumen sensible, el gas del interior de la cámara, que corresponde a un pequeño porcentaje de todos los eventos simulados. Esto significa que las simulaciones serán muy costosas computacionalmente.²

6 Fondo de muones

Los muones son partículas cargadas con una masa aproximadamente 200 veces la del electrón, y que tienen una vida media relativamente elevada (aprox. $2\ \mu\text{s}$ en reposo). Todo ello permite a los muones producidos en las capas altas de la atmósfera alcanzar la superficie terrestre y en el caso de los muones más energéticos, incluso atravesar kilómetros de roca.

Los muones cósmicos son, por lo tanto, una fuente de fondo presente en todos los experimentos de bajo fondo, incluso en los subterráneos. Debido a las dificultades para blindar un experimento frente a esta radiación tan penetrante y altamente ionizante, la estrategia universal para reducir su fondo es emplear detectores auxiliares especializados en la detección de muones en una configuración de veto, rodeando el detector, y etiquetar o descartar las señales que se produzcan en coincidencia con estos.

6.1 Análisis de observables y discriminación

Como puede verse en la figura 13, los muones que atraviesen el gas depositarán energía de forma más o menos uniforme a lo largo de una línea recta, por lo que será especialmente sencillo discriminar estos eventos.

²Una gran parte del esfuerzo dedicado a este trabajo ha sido dedicado a entender, verificar, desarrollar y optimizar el código utilizado para estas simulaciones.

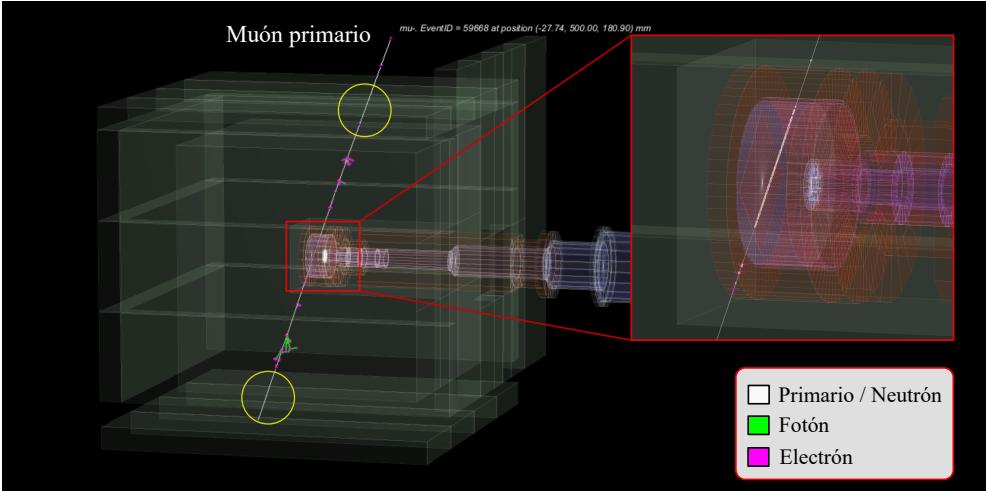


Figura 13: Evento representativo de la simulación de muones cósmicos. Rodeados por una circunferencia amarilla se destacan los puntos de interacción del muón primario con los vetos. En el detalle de la cámara se pueden observar los depósitos puntuales distribuidos de forma continua a lo largo de la trayectoria en el gas.

En la figura 14 y en la tabla 4 pueden verse las distribuciones de los observables topológicos y la eficiencia de los cortes. Se muestran las distribuciones antes de filtrar por energía en RoI y después. Encontramos que el observable con mayor poder de discriminación (menor eficiencia) es σ_{xy} , la dispersión en el plano del detector. Esto se debe a que los eventos de rayos X presentan una muy baja dispersión, debido a las interacciones puntuales, en contraste con la naturaleza continua de la interacción del muón que conlleva una mayor dispersión.

No todos los eventos presentan las características de la figura 13. Es posible que el muón primario no atraviese el gas pero que se produzcan secundarios (fotones y electrones) en el plomo o en el cobre de la cámara que sean los responsables del depósito de energía en el gas. Estos eventos son minoritarios, pero en ocasiones pueden presentar características muy similares a eventos de señal, dificultando la discriminación.

Tras aplicar el corte de energía, la proporción de estos eventos aumenta significativamente. Esto se traduce en depósitos de energía mas dispersos y una mayor capacidad de discriminación, lo que puede verse en la figura 14, en la distribución del observable σ_{xy} , y en la eficiencia de la tabla 4 para este mismo observable.

Observable	Selección	Eficiencia (%)	Eficiencia RoI (%)
E (keV)	[0, 10]	37.78 ± 0.18	100
σ_{xy} (mm 2)	[0, 2.6]	5.06 ± 0.06	0.11 ± 0.02
σ_z (mm 2)	[0, 0.55]	10.11 ± 0.09	5.07 ± 0.11
$\frac{\sigma_x - \sigma_y}{\sigma_x + \sigma_y}$ (1)	[-0.15, 0.15]	18.58 ± 0.12	13.66 ± 0.17
γ_{xy} (1)	[-0.5, 0.5]	84.47 ± 0.26	88.02 ± 0.5
γ_z (1)	[-1.12, 1.12]	94.75 ± 0.28	96.75 ± 0.5
Acumulativo (%)		0.009 ± 0.003	

Tabla 4: Eficiencia de los criterios de selección de señal (tabla 2) sobre los eventos de muones cósmicos. La eficiencia se calcula sobre la población general de sucesos que depositan energía en el gas, salvo para la columna “Eficiencia | RoI”, donde se restringe a los sucesos dentro de la región de interés. La fila “Acumulativo” corresponde a aplicar la selección por energía en RoI y todos los criterios topológicos a la población general. Se muestra el error estadístico junto a cada eficiencia.

Sin embargo, un muy pequeño porcentaje de esta población superará los criterios de selección al tener una única interacción puntual en el gas. En la figura 15 podemos ver uno de estos eventos, donde uno de los fotones de radiación de frenado producido en el plomo alcanza el interior de la cámara y realiza un depósito puntual de energía compatible con un evento de señal. En su gran mayoría, los eventos de este tipo depositan energía en los vetos, por lo que seguirá siendo posible discriminarlos mediante el sistema de vetos.

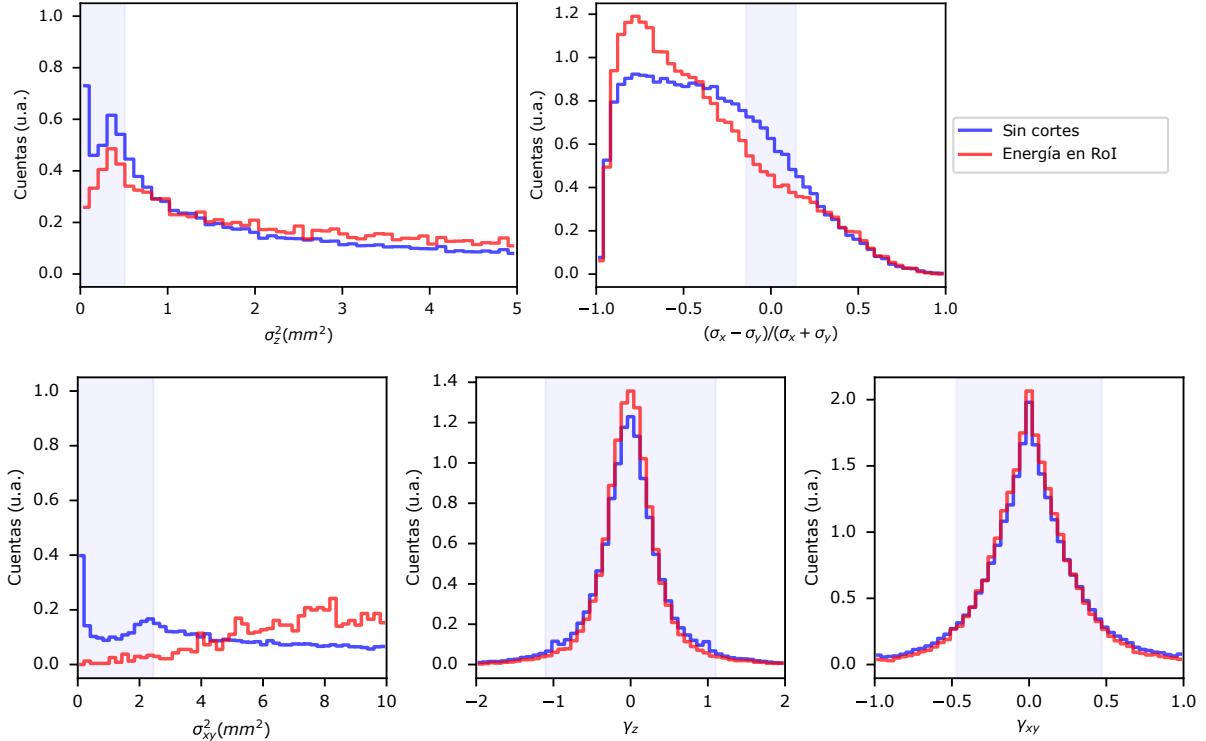


Figura 14: Distribuciones normalizadas de los observables de la tabla 2 para las simulaciones de muones cósmicos. Se muestran los observables calculados para la población sin filtrar y tras aplicar los cortes de energía en la RoI. La región sombreada corresponde a aplicar los cortes de la tabla 4.

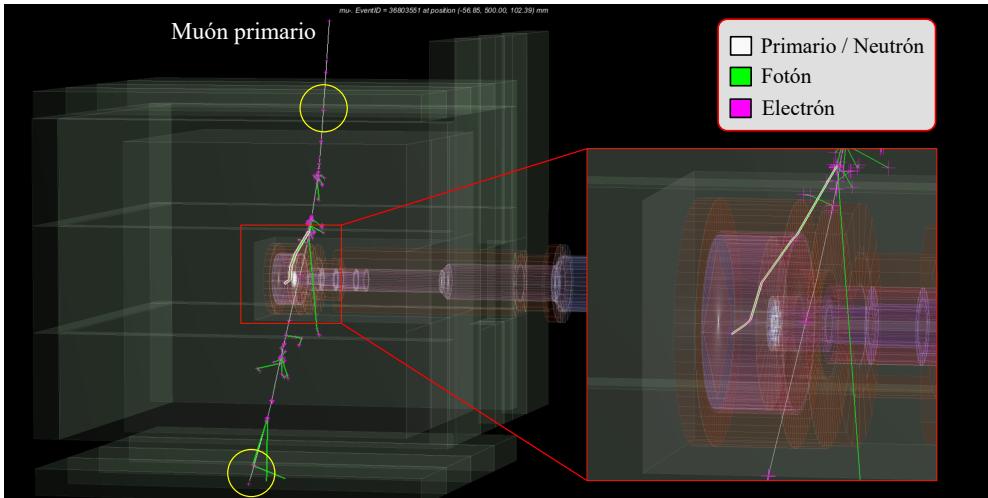


Figura 15: Evento de muones que supera los criterios de selección. Rodeados por una circunferencia amarilla se destacan los puntos de interacción del muón primario con los vetos. En este caso la energía en el volumen sensible ha sido depositada por un fotón de radiación de frenado mediante efecto Compton.

Únicamente un 0.009% de la población original supera los cortes topológicos y de energía, lo que indica que los eventos de muones serán fáciles de discriminar tan solo mediante los criterios de selección. El fondo se verá reducido adicionalmente y de manera significativa por el sistema de vetos.

6.2 Sistema de vetos

Según el diseño actual, BabyIA XO utilizará un sistema de veto formado por plásticos centelleadores con un grosor de 50 mm. En la geometría de la simulación, basada en las especificaciones técnicas más recientes, se han utilizado 21 plásticos centelleadores dispuestos de forma que se obtiene una eficiencia geométrica superior al 96%, que corresponde con el ángulo sólido medido desde la cámara. En la práctica es posible conseguir estas eficiencias geométricas tan altas o incluso superiores [50]. Adicionalmente, lo más frecuente es que el

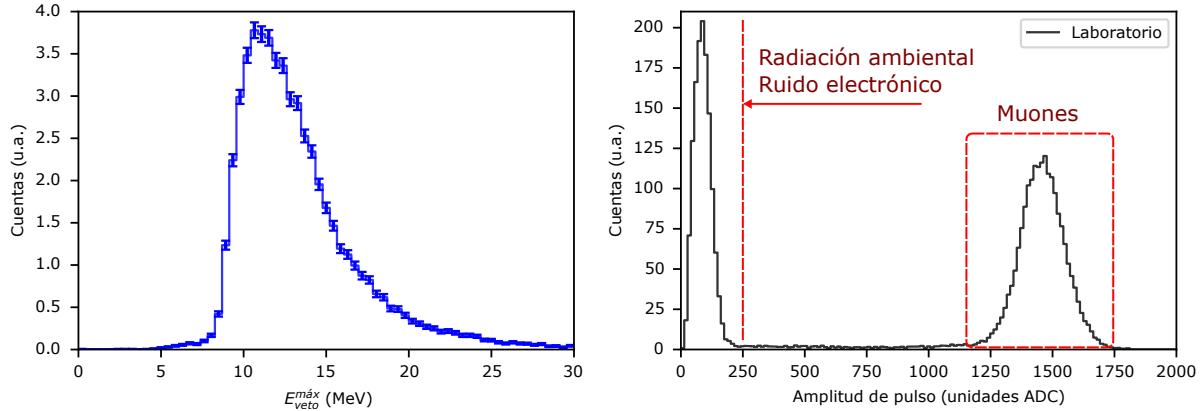


Figura 16: Observable $E_{veto}^{máx}$ para las simulaciones de muones cósmicos (izquierda). Espectro de un vетo de muones utilizado en IAXO-D0 [51] (derecha) donde aparece también un pico a bajas energías debido al ruido electrónico y radiactividad ambiental.

muón atravesie un vетo a la entrada y otro a la salida (como puede verse en la figura 13 o 15), aumentando aún más la eficiencia (a 99.9% en nuestro caso).

En el análisis de la simulación se cuenta con la energía en cada uno de los vetos E_{veto}^i . Se construye el observable $E_{veto}^{máx} = \max(E_{veto}^i)$ (figura 16) que corresponde con el máximo de energía depositada en alguno de los vetos. Se considerará señal de disparo del vетo si $E_{veto}^{máx} > E_{th}$, siendo E_{th} la energía umbral escogida para eliminar las coincidencias fortuitas.

En la figura 16 podemos ver el espectro de un vетo de muones medido en IAXO-D0 [51]. En este espectro se observan dos picos: el primero corresponde a ruido electrónico y otras fuentes de fondo como radiactividad ambiental, mientras que el pico de la derecha corresponde a muones cósmicos. Observamos que la distribución $E_{veto}^{máx}$ presenta una cola a altas energías, que no está presente en los datos experimentales, ya que estos solo consisten en la energía depositada en un vетo y no en el máximo como en el caso de $E_{veto}^{máx}$.

La energía promedio depositada por unidad de longitud (poder de frenado, dE/dx) para una partícula cargada se describe mediante la fórmula de Bethe-Bloch, y depende de la energía de la partícula y del material atravesado. En el caso de los muones cósmicos, debido a que la dependencia energética es menor a altas energías, puede aproximarse [47] como

$$\frac{dE}{dx} = -a(E) - b(E)E \approx 2 \text{ MeVcm}^2\text{g}^{-1}, \quad (11)$$

donde a corresponde a la pérdida por ionización, y b por radiación de frenado, creación de pares e interacciones foto-nucleares.

Para centelleadores con un grosor de 50 mm se estima un depósito centrado aproximadamente en 10 MeV y un ensanchamiento debido a las diferentes distancias recorridas, según el ángulo de incidencia del muón.

Para $E_{veto}^{máx}$ el máximo de la distribución será algo superior a 10 MeV (figura 16), debido a que mide el máximo de energía. Como puede apreciarse en los datos experimentales de la figura 16, el pico de muones está suficientemente alejado del ruido, por lo que podemos escoger un valor de energía umbral, $E_{th} = 5 \text{ MeV}$, que nos permita registrar la totalidad de eventos de muones.

En la figura 17 se muestra la eficiencia de los vetos de muones en función de la energía umbral. Para $E_{th} = 5 \text{ MeV}$ se tiene una eficiencia de 99.9%, que como veremos permitirá reducir el nivel de fondo a valores aceptables sin necesidad de utilizar cortes topológicos. Esta eficiencia es similar a las de los sistemas de vетo de muones reales, donde es frecuente obtener una eficiencia real superior al 99%.

La tabla 5 recoge la eficiencia de cada uno de los conjuntos de vetos según su posición en el experimento. Como era de esperar, el grupo de vetos superior, seguido del inferior, son los más

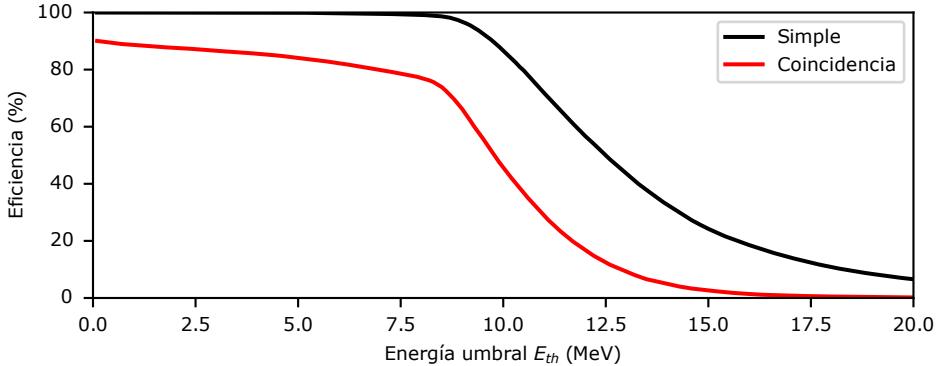


Figura 17: Eficiencia del sistema de vетo de muones en función de la energía umbral. La gráfica “Simple” corresponde a los eventos donde $E_{veto}^{máx} > E_{th}$ mientras que “Coincidencia” corresponde a utilizar al menos dos vetos en la discriminación, es decir, que al menos dos energías E_{veto}^i sean mayores que E_{th} . Al requerir señal en al menos dos vetos, disminuye la tasa de coincidencias fortuitas, lo que permite reducir el umbral.

eficientes, debido a la distribución angular de los muones. Sin embargo, se debe tener en cuenta que la orientación del experimento irá variando durante la toma de datos al estar sobre una plataforma rotatoria. Las diferencias en eficiencias entre los vetos laterales (Norte, Sur, Este y Oeste) se deben principalmente a la diferente distancia entre los vetos y la cámara (ver figura 7).

Eficiencia (%)						
Total	Superior	Inferior	Norte	Sur	Este	Oeste
99.92	73.25	64.69	15.47	15.33	6.68	12.07

Tabla 5: Eficiencia del sistema de vetos según su posición en el experimento para eventos originados por muones cósmicos. Consultar la figura 7 para detalles sobre la posición de los vetos en el montaje.

6.3 Nivel de fondo

Con los resultados de simulación mostrados podemos calcular el nivel de fondo de muones cósmicos. El nivel de fondo b se expresa tradicionalmente en cuentas por unidad de energía, de tiempo y de superficie, donde la superficie, en este caso, será el área activa de nuestro detector. En la tabla 6 y en la figura 18 se muestran los niveles de fondo en la RoI. Estos niveles son compatibles con otros estudios de simulación [40] o resultados experimentales como CAST [36].

Condición	b ($\text{keV}^{-1}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$)
Sin aplicar reducción	$(8.0 \pm 0.4) \times 10^{-4}$
Criterio de señal	$(1.7 \pm 0.6) \times 10^{-7}$
Criterio de vетo	$(6.1 \pm 1.0) \times 10^{-7}$

Tabla 6: Nivel de fondo de muones cósmicos en la región de interés. Se muestra el fondo tras aplicar criterios de selección de señal (tabla 4) o de vетo (figura 16) con $E_{th} = 5$ MeV. Se muestra el error estadístico junto al nivel de fondo. En las simulaciones se han lanzado un total de 5×10^8 primarios desde un plano de $5 \times 5 \text{ m}^2$ lo que, utilizando los valores de la tabla 3, corresponde con un periodo de tiempo de aproximadamente 45 h.

Observamos que sin utilizar ningún tipo de discriminación el nivel de fondo estaría más de tres órdenes de magnitud por encima del nivel de fondo requerido por el experimento.

Como vimos en el apartado 6.1, los criterios de selección utilizando energía y observables topológicos permiten reducir significativamente el nivel de fondo, en este caso en más de tres órdenes de magnitud. Los muones primarios dejan una traza fácil de discriminar, no así algunos sucesos debidos a interacciones puntuales de fotones secundarios.

El sistema de vetos es capaz de reducir el fondo en más de tres órdenes de magnitud. Es posible combinar la reducción por vetos con la obtenida mediante cortes, debido a que discriminan sucesos diferentes. Combinar ambas permitiría reducir el fondo de muones a niveles dentro de los límites $\sim (10^{-7} - 10^{-8}) \text{ keV}^{-1}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ marcados para IAXO [34];

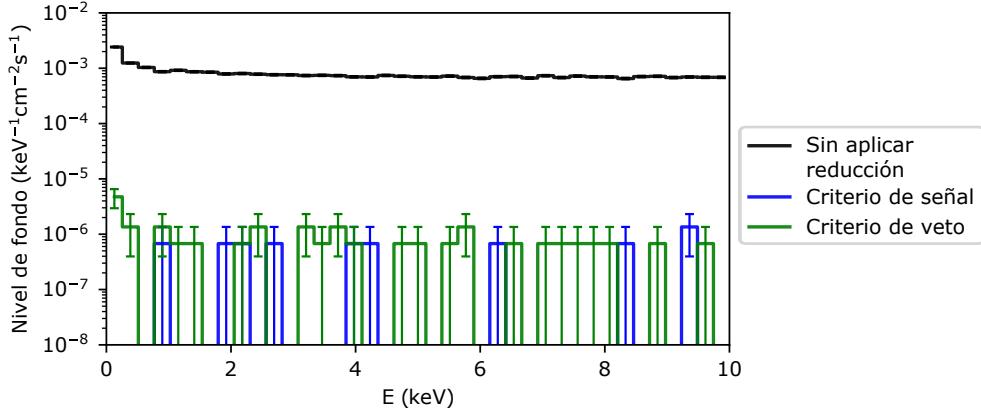


Figura 18: Espectro de fondo de muones cósmicos. Se muestran datos tras los cortes o tras utilizar vetos, así como sin ninguna reducción por vetos o cortes. Con los datos de nuestra simulación, el fondo tras aplicar cortes y vetos simultáneamente es nulo, por lo que no se muestra en la gráfica.

haciendo que otras contribuciones en principio inferiores, como los neutrones, cobren mayor importancia.

7 Fondo de neutrones

Los neutrones procedentes de la radiactividad ambiental tienen energías de unos pocos MeV y presentan una alta sección eficaz de interacción con el hidrógeno. Es habitual encontrar blindajes compuestos de materiales ricos en hidrógeno, como el agua o el polietileno, en experimentos de bajo fondo para reducir los efectos de esta radiación. Sin embargo, estos blindajes son totalmente ineficientes para neutrones cósmicos, de energías mucho mayores.

Estos neutrones interactuarán principalmente con los núcleos atómicos del blindaje y de la cámara produciendo neutrones de menor energía, fotones o partículas cargadas, que en general serán los responsables de depositar energía en el gas y en los vetos. Las interacciones principales de los neutrones con la materia son:

- **Dispersión elástica** (n, n): El neutrón transfiere parte de su energía al núcleo atómico, que retrocede e ioniza el medio a su paso.
- **Dispersión inelástica** (n, n'): El neutrón original sale dispersado pero la energía cinética total no se conserva ya que el núcleo acaba en un estado excitado. El núcleo alcanzará su estado fundamental emitiendo radiación, principalmente rayos gamma, y, en menor medida, electrones de conversión interna. Mediante esta interacción es posible que la energía depositada sea mayor que la energía del neutrón inicial.
- **Absorción:** son interacciones en las que el neutrón original acaba capturado por el núcleo. El núcleo puede reaccionar a esta captura emitiendo radiación gamma (n, γ), emitiendo partículas cargadas (n, α), (n, p), (n, d), etc. o emitiendo neutrones ($n, 2n$), ($n, 3n$), etc. También puede producirse una fisión nuclear, emitiéndose productos de fisión. En algunos casos los núcleos producidos pueden ser radiactivos. Este es el origen de la activación cosmogénica.

7.1 Análisis de observables y discriminación

En las simulaciones observamos que son distintas partículas las que depositan energía en el gas, principalmente partículas cargadas (electrones y protones), y, en menor medida, fotones y neutrones de energías intermedias.

Los criterios de selección de señal (figura 19 y tabla 7) son especialmente efectivos a la hora de discriminar trazas de partículas cargadas, ya que, al igual que ocurría en el caso de los muones,

las partículas cargadas depositan su energía de manera continua a lo largo de su recorrido. Estos eventos se pueden discriminar mediante la dispersión espacial (observables σ_{xy} o σ_z), que como podemos observar en la tabla 7, tienen un alto poder discriminador.

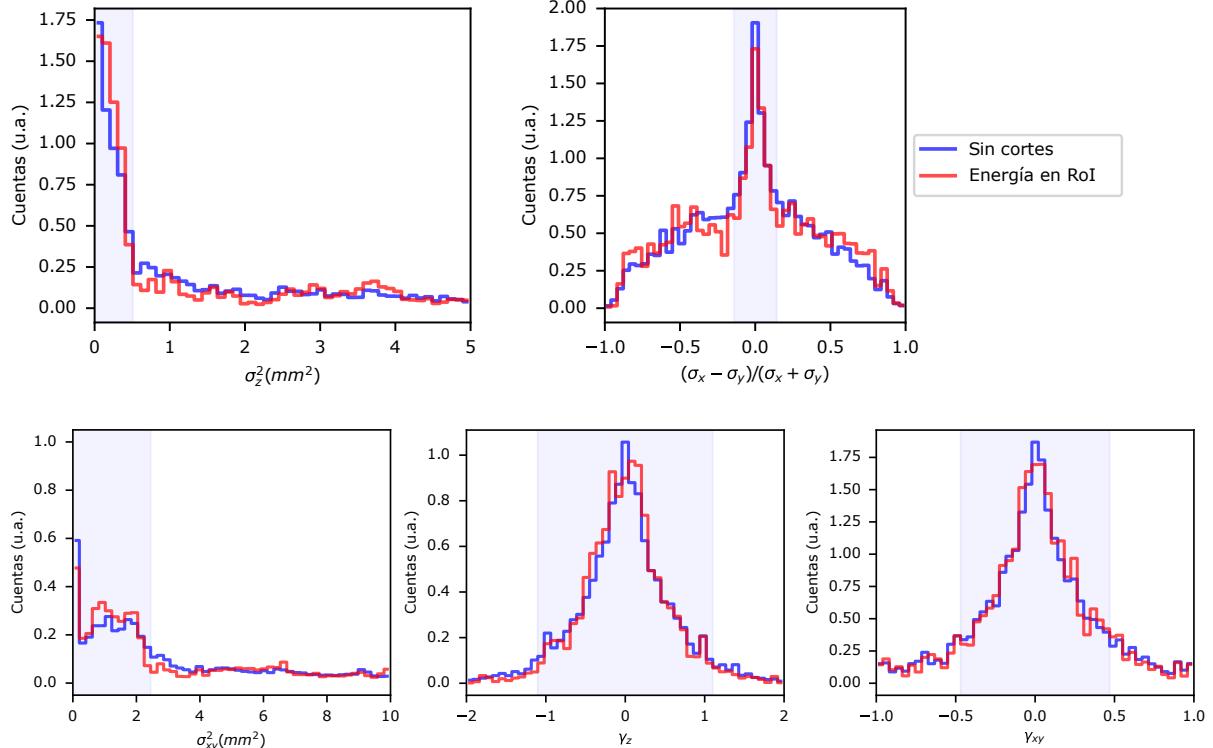


Figura 19: Distribuciones normalizadas de los observables de la tabla 2 para las simulaciones de neutrones cósmicos. Se muestran los observables calculados para la población sin filtrar y tras aplicar los cortes de energía en la RoI. La región sombreada corresponde a aplicar los cortes de la tabla 7.

Observable	Selección	Eficiencia (%)	Eficiencia RoI (%)
E (keV)	$[0, 10]$	31.81 ± 0.15	100
σ_{xy} (mm^2)	$[0, 2.6]$	18.68 ± 0.12	15.00 ± 0.18
σ_z (mm^2)	$[0, 0.55]$	17.48 ± 0.11	15.40 ± 0.19
$\frac{\sigma_x - \sigma_y}{\sigma_x + \sigma_y}$ (1)	$[-0.15, 0.15]$	32.93 ± 0.15	30.47 ± 0.26
γ_{xy} (1)	$[-0.5, 0.5]$	79.67 ± 0.24	82.4 ± 0.4
γ_z (1)	$[-1.12, 1.12]$	90.83 ± 0.26	94.2 ± 0.5
Acumulativo (%)		3.45 ± 0.05	

Tabla 7: Eficiencia de los criterios de selección de señal (tabla 2) sobre los eventos de neutrones cósmicos. La eficiencia se calcula sobre la población general de sucesos que depositan energía en el gas, salvo para la columna “Eficiencia | RoI”, donde se restringe a los sucesos dentro de la región de interés. La fila “Acumulativo” corresponde a aplicar la selección por energía en RoI y todos los criterios topológicos a la población general. Se muestra el error estadístico junto a cada eficiencia.

Como vemos en la tabla 7, el poder de discriminación de los cortes es alto, con tan solo un 3.45% de los eventos que supera los cortes; sin embargo, obtenemos una reducción de fondo significativamente menor que en el caso de muones (apartado 6.1). Esto se debe a que los neutrones producen una gran cantidad de secundarios, como neutrones o fotones, que son capaces de interaccionar con el volumen sensible de forma similar a un evento de señal. Virtualmente todos los eventos que superan los cortes corresponden a fotones y neutrones, ya que ambas partículas interaccionan de forma puntual, lo que minimiza la dispersión espacial. En la figura 20 podemos observar un evento que supera los cortes.

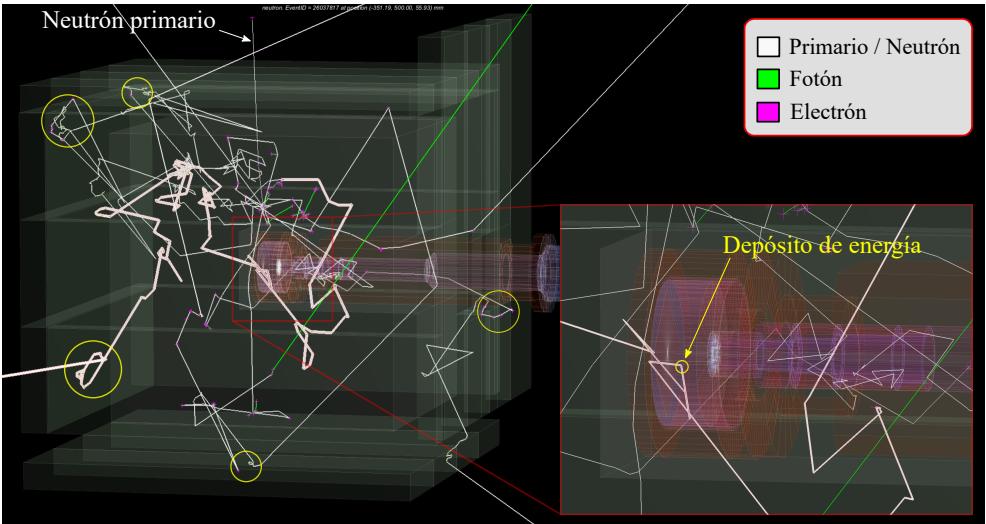


Figura 20: Evento de neutrones que supera los criterios de selección. Un neutrón secundario producido en el blindaje sufre una colisión elástica en el interior de la cámara produciendo un depósito puntual de energía compatible con un evento de axiones. En la figura podemos observar múltiples interacciones de diferentes neutrones con los vetos (circunferencias amarillas).

7.2 Sistema de vetos

El sistema de vetos está diseñado para reducir la contribución de los muones, lo que según nuestras simulaciones logra con una eficiencia superior al 99.9%. Sin embargo, como veremos, los vetos pueden también reducir la contribución de los neutrones cósmicos. Los vetos pueden utilizarse para detectar el neutrón primario o para detectar los múltiples secundarios producidos en el blindaje.

Debido a la alta eficiencia geométrica del sistema de vetos (superior al 96%), la mayoría de neutrones primarios atravesarán un voto antes de alcanzar el blindaje. La eficacia de esta estrategia dependerá de la probabilidad de interacción y de la energía depositada, lo cual evaluaremos mediante simulaciones.

En la figura 21 observamos que la probabilidad de interacción del neutrón primario disminuye con la energía, lo cual es compatible con los datos de secciones eficaces de neutrones, que siguen una ley de potencias negativa a altas energías.

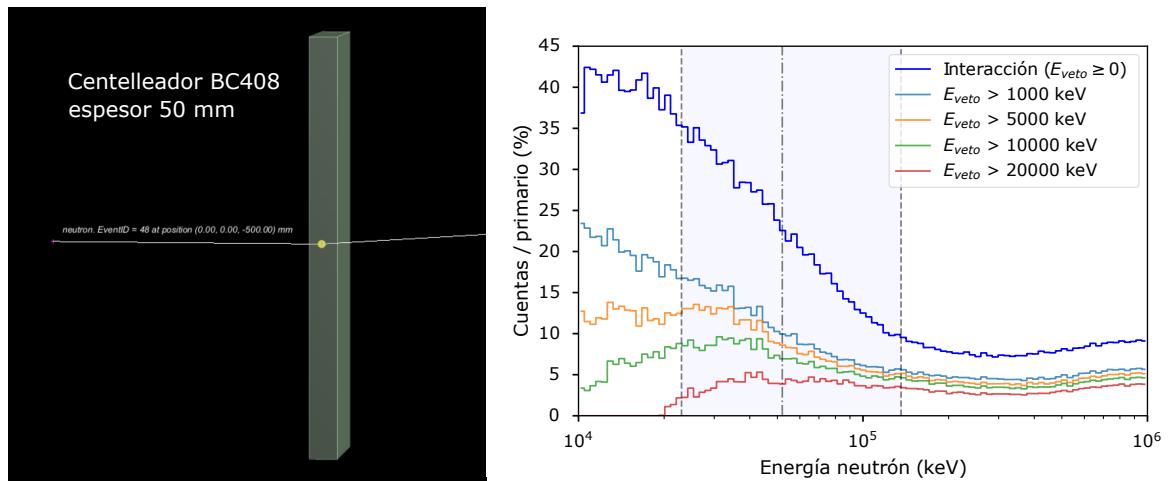


Figura 21: Interacción del neutrón primario con el voto. La energía de los neutrones primarios lanzados corresponde con la distribución utilizada en las simulaciones de fondo. Las líneas verticales discontinuas corresponden con los límites de los cuartiles de la distribución de energía de los neutrones, de forma que el 50% central de los neutrones tiene energías en la región coloreada.

En el caso del fondo de muones, determinar cuándo un primario interaccionaba con el voto era sencillo, ya que el pico de la energía depositada está muy por encima del umbral. En el caso

de neutrones, tanto para primarios como secundarios, la energía depositada en el voto será por lo general baja, lo que obligará a utilizar un umbral de detección bajo.

Reducir el umbral implica un mayor ritmo de disparo, lo que reduce el tiempo que el detector está tomando datos. El valor exacto del umbral de energía dependerá del nivel de radiactividad ambiental y del ruido electrónico, y deberá obtenerse experimentalmente.

Además de esto, la energía que se estima en las simulaciones no corresponderá exactamente con la energía medida por el voto, ya que se calibra mediante fuentes de fotones.

Se utiliza el *quenching factor* Q (ecuación 12) para tener en cuenta este efecto, que se define como el cociente entre la energía equivalente electrón (E_{ee} , la energía que mide el detector y que suele expresarse en unidades keV_{ee}) y la energía del retroceso nuclear E_R .

$$Q = \frac{E_{ee}}{E_R} \quad (12)$$

El *quenching factor* depende de la energía y del tipo de partícula ionizante, que en el caso del plástico centelleador y una dispersión elástica con un neutrón sería un núcleo de hidrógeno o de carbono. Debido a limitaciones de nuestra simulación y del proceso de análisis requerido, no ha sido posible calcular la energía equivalente electrón depositada en el voto para cada evento. Es posible obtener una estimación utilizando valores de la literatura [52] y conociendo la distribución de secundarios que penetran los vetos (principalmente neutrones, seguidos de fotones, ver figura 22), además de tener en cuenta los fotones producidos por dispersiones inelásticas ($Q=1$ para fotones por definición). Se ha considerado $Q \approx 0.15$ para los retrocesos nucleares.

Teniendo en cuenta el *quenching factor*, y haciendo uso de los datos de la figura 21, podemos estimar la probabilidad de detectar el neutrón primario con los vetos de muones en un (5-10)% siendo conservadores (asumiendo un umbral de 5 MeV o 750 keV_{ee}). Esta estimación es suficiente para concluir que la detección del neutrón primario no es una estrategia suficiente para reducir el fondo.

Utilizar los vetos para detectar las partículas secundarias es, en principio, una estrategia más prometedora, ya que se producen en mayor número y tienen energías menores, lo que aumenta la probabilidad de interacción. Para cuantificar la eficacia de esta estrategia se han realizado estudios de simulación en los que se estudian los secundarios producidos en un blindaje de iguales dimensiones al del experimento.

Podemos ver los resultados obtenidos en la figura 22 a partir de la cual concluimos que los neutrones son los secundarios más abundantes. En la figura se muestra también un evento representativo, en el que se ven varios neutrones escapar del blindaje. Estos neutrones, por lo general, escaparán de forma que cada uno alcanzará un voto diferente.

En la figura 23 podemos observar la energía depositada en los vetos y la eficiencia de estos. Esta energía es depositada mayoritariamente por neutrones secundarios. Observamos que en las distribuciones tras pasar cortes aparece una mayor proporción de eventos a altas energías y la eficiencia de los vetos aumenta. Esto es debido a que en estos eventos el depósito de energía se hace mediante retroceso nuclear por un neutrón, lo que es compatible con eventos donde se producen un alto número de neutrones energéticos. Esto estará correlacionado con más energía depositada en los vetos.

Observamos que la eficiencia de los vetos se encuentra en torno al 40% para un valor de umbral de 5 MeV o 750 keV_{ee}. Esta eficiencia incluye también la detección directa del neutrón primario. Se ha superpuesto el espectro experimental de la figura 16, que se ha convertido a keV_{ee} conociendo que el pico de muones ocurre en torno a 10 MeV_{ee}. La posición del pico de ruido nos da una referencia para el valor de nuestro umbral y en este caso observamos que

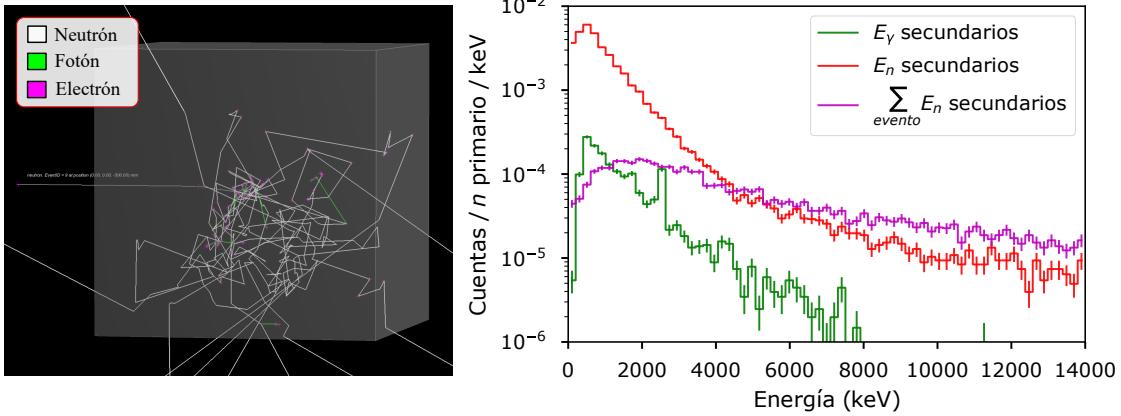


Figura 22: Simulación para el estudio de secundarios. Se han utilizado neutrones con distribución energética correspondiente al nivel del mar (figura 12) como primarios. Se representa el espectro energético de los secundarios más abundantes: fotones (0.34 fotones por primario en promedio) y neutrones (7.25 neutrones por primario en promedio). También se representa la distribución de la energía total emitida en forma de neutrones.

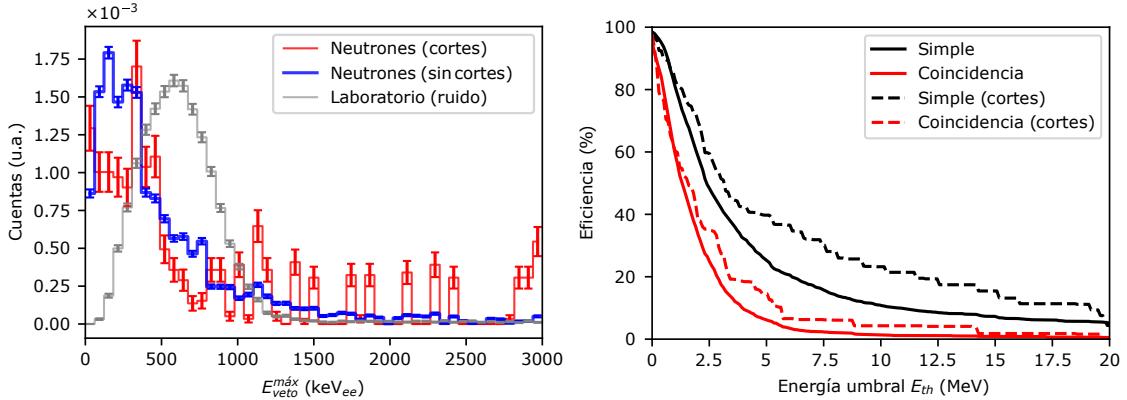


Figura 23: Resultados obtenidos de la simulación de neutrones cósmicos sobre el experimento completo. Máximo de energía depositada en los vetos para cada evento para eventos sin filtrado y tras pasar los criterios de selección (izquierda), las distribuciones han sido normalizadas para facilitar su interpretación. Se ha superpuesto el espectro experimental de la figura 16. Puede apreciarse el pico de ruido de bajas energías. A la derecha se muestra la eficiencia del sistema de vetos para rechazar eventos de neutrones según la energía umbral ([ver figura 17](#) para más detalles). Se incluyen eventos sin filtrar y tras pasar cortes.

utilizando un umbral de 750 keV_{ee} nos veríamos gravemente afectados por el ruido.

No consideramos que esto sea problemático, ya que estos datos corresponden a medidas de fondo de muones, donde no es necesario minimizar el ruido de bajas energías; sin embargo, concluimos que será necesario reducir el ruido de la electrónica y de la radiación ambiental para alcanzar eficiencias altas a la hora de reducir el fondo de neutrones mediante los vetos.

En la tabla 8 encontramos la eficiencia de cada grupo de vetos. Si comparamos esta tabla con la obtenida para muones (tabla 5) observamos diferencias significativas. Todos los vetos presentan una eficiencia similar, excepto el voto superior, que presenta una mayor eficiencia ya que adicionalmente cuenta con la mayor probabilidad de detectar directamente el neutrón primario.

Eficiencia (%)						
Total	Superior	Inferior	Norte	Sur	Este	Oeste
37.00	14.76	7.64	6.55	10.50	6.74	10.06

Tabla 8: Eficiencia del sistema de vetos según su posición en el experimento para eventos de neutrones cósmicos. Consultar la figura 7 para detalles sobre la posición de los vetos en el montaje.

Observamos diferentes eficiencias en los vetos laterales, que tal y como se vio en el apartado 6.2 pueden explicarse debido a la configuración geométrica. Al contrario que para los muones cósmicos, existe una diferencia notable entre los vetos Norte y Sur; dicha diferencia se debe a la presencia de la tubería de cobre, que reduce el número de secundarios producidos y

por lo tanto la eficiencia. También podemos concluir que, aunque en promedio se emitan varios neutrones secundarios en cada evento (figura 22), es poco probable que dos neutrones con una energía significativa alcancen el mismo veto, lo que hará más difícil la detección.

7.3 Nivel de fondo

Para el cálculo del nivel de fondo en la región de interés es necesario tener en cuenta el *quenching factor* del gas (ecuación 12), en este caso argón, lo que significa reducir la energía de los retroprocesos nucleares en un factor Q . Podemos escribir una parametrización conservadora de este factor [53] [54] como

$$Q(E_R) = \frac{g(R_R)}{1 + g(E_R)} \quad \text{donde} \quad g(E_R) \approx 0.66 \left(\frac{Z^{5/18}}{A^{1/2}} \right) (E_R/\text{keV})^{1/6}. \quad (13)$$

Calculando este factor para el argón obtenemos $Q \approx 0.34$ para la mayor energía de la región de interés. En el análisis multiplicaremos la energía de todos los hits procedentes de retroprocesos nucleares por este factor Q , lo que nos dará una estimación conservadora de la energía equivalente electrón E_{ee} .

En la tabla 9 y en la figura 24 se muestran los niveles de fondo obtenidos en este trabajo. El nivel de fondo base de neutrones es inferior al de muones (tabla 6); sin embargo, tras aplicar los criterios de selección el fondo de neutrones es dominante.

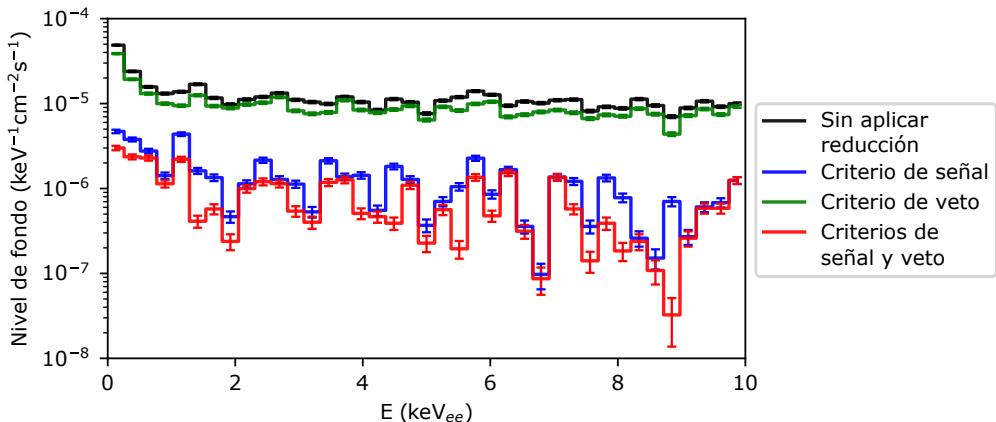


Figura 24: Espectro de fondo de neutrones cósmicos tras aplicar el *quenching factor*. Se muestran los datos sin filtrar y tras aplicar distintas técnicas de reducción de fondo. Nótese que la escala es logarítmica.

Condición	b ($\text{keV}^{-1}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$)
Sin aplicar reducción	$(1.222 \pm 0.006) \times 10^{-5}$
Criterio de señal	$(1.32 \pm 0.02) \times 10^{-6}$
Criterio de voto	$(9.73 \pm 0.05) \times 10^{-6}$
Criterios de señal y voto	$(8.17 \pm 0.15) \times 10^{-7}$

Tabla 9: Nivel de fondo de neutrones cósmicos en la región de interés. Se muestra el fondo tras aplicar criterios de selección de señal (tabla 7) y/o de voto (figura 23) con una energía umbral de 5 MeV o 750 keV_{ee}. Se muestra el error estadístico junto al nivel de fondo. En las simulaciones se han lanzado un total de 1.25×10^{10} primarios desde un plano de $5 \times 5 \text{ m}^2$ lo que, utilizando los valores de la tabla 3, corresponde con un periodo de tiempo de aproximadamente 115 días.

Los criterios de selección topológicos son importantes a la hora de reducir el fondo, pero hay una población de eventos con características muy similares a los eventos de señal, por lo que su efectividad estará limitada.

Creemos que el uso del sistema de vetos será crucial a la hora de reducir el fondo de neutrones. Utilizando un sistema optimizado para la detección de muones hemos estimado una eficiencia de en torno al 40%. Creemos que es importante seguir dedicando esfuerzo a entender mejor este tipo de sucesos y en optimizar el sistema de vetos para detectar neutrones.

8 Conclusiones

En este trabajo se ha presentado el axión como una partícula hipotética fuertemente motivada por cuestiones fundamentales como el *problema CP fuerte*. El interés por los axiones (axión de QCD y ALPs) ha ido aumentando en los últimos años, debido en parte a que todavía no ha sido posible detectar ningún candidato a materia oscura.

El experimento IAXO y su prototipo BabyIAXO tienen como objetivo aumentar considerablemente los límites experimentales para los axiones, mediante grandes mejoras tecnológicas respecto a sus antecesores. Uno de los aspectos críticos de estos experimentos es el nivel de fondo, que debe conocerse y reducirse lo máximo posible.

Hemos estudiado la contribución al fondo de muones y neutrones cósmicos, cuya reducción es necesaria para alcanzar los objetivos de bajo fondo del experimento, según el modelo de fondo actual. Este estudio ha sido realizado mediante simulaciones sobre las que se han aplicado técnicas para reducir el fondo: el uso de criterios de selección obtenidos a partir de eventos de señal y el uso de un sistema de vetos para rechazar eventos.

El fondo de muones es el más sencillo de caracterizar y coincide con lo esperado. Su contribución sin filtrar es muy elevada pero es posible reducirla en tres órdenes de magnitud utilizando únicamente el sistema de vetos. Adicionalmente, los criterios de selección de señal presentan también una eficiencia similar, por lo que el fondo de muones esperado está por debajo del objetivo de fondo del experimento.

Las interacciones en el caso de neutrones cósmicos son significativamente más complicadas, lo que aumenta la complejidad del análisis y de las simulaciones. En nuestro estudio observamos que, aunque el nivel de fondo sin filtrar es menor, los cortes y el sistema de vetos no son tan eficientes como con los muones, lo que se traduce en un mayor nivel de fondo final.

Esto se debe a que los neutrones producen grandes cantidades de secundarios que se propagan por el experimento. En ocasiones, algunos de estos secundarios, como neutrones y fotones, presentan características virtualmente indistinguibles de los eventos de señal, por lo que la eficiencia de los cortes está limitada.

Hemos evaluado la eficiencia de los vetos a la hora de detectar estos neutrones y hemos llegado a la conclusión de que son una estrategia viable, siendo la mejor táctica la detección de los neutrones secundarios. La detección de estos neutrones se ve dificultada debido a que la energía se distribuye en múltiples neutrones que alcanzan por lo general distintos vetos, y no todos los neutrones son detectados debido a su energía y probabilidad de interacción.

Tras nuestro estudio consideramos que debe incrementarse la probabilidad de detección de los neutrones secundarios. Esto puede conseguirse trabajando en la reducción del ruido de bajas energías de los vetos, con origen en la electrónica y la radiación ambiental. Este ruido no es crítico a la hora de detectar muones, por lo que creemos que puede reducirse considerablemente tras identificarlo como una prioridad. También se ha observado la importancia de la proximidad de los vetos al blindaje, algo que tampoco es relevante a la hora de detectar muones.

Finalmente proponemos estudiar el uso de un sistema de vetos más complejo [55], formado por capas de centelleadores idénticos a los ya utilizados y con capas intermedias de materiales como el gadolinio o el cadmio, que tienen altas secciones eficaces de captura neutrónica. Estos sistemas de vetos presentarían una alta eficiencia frente a neutrones, siendo igualmente eficaces frente a muones.

Concluimos según nuestro estudio que BabyIAXO tiene potencial para alcanzar el nivel de fondo objetivo de $b \sim (10^{-7} - 10^{-8}) \text{ keV}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. Además, hemos identificado una mejora del sistema de vetos que permitiría reducir significativamente el fondo total reduciendo la contribución de neutrones cósmicos.

Bibliografía

- [1] R. J. Crewther et al. Chiral Estimate of the Electric Dipole Moment of the Neutron in Quantum Chromodynamics. *Phys. Lett.*, 88B:123, 1979. [Erratum: Phys. Lett. 91B, 487(1980)]. [2](#)
- [2] Maxim Pospelov and Adam Ritz. Electric dipole moments as probes of new physics. *Annals Phys.*, 318:119–169, 2005. [2](#)
- [3] C. Abel et al. Measurement of the permanent electric dipole moment of the neutron. *Phys. Rev. Lett.*, 124:081803, Feb 2020. [2](#)
- [4] Varouzhan Baluni. CP-nonconserving effects in quantum chromodynamics. *Phys. Rev. D*, 19:2227–2230, Apr 1979. [2](#)
- [5] T. P. Cheng and L. F. Li. *Gauge theory of elementary particle physics*. 1984. [2](#)
- [6] Helen Quinn. The cp puzzle in the strong interactions, 2001. [2](#)
- [7] H. Leutwyler. The Ratios of the light quark masses. *Phys. Lett.*, B378:313–318, 1996. [3](#)
- [8] R.N. Mohapatra and G. Senjanović. Natural suppression of strong p and t non-invariance. *Physics Letters B*, 79(3):283 – 286, 1978. [3](#)
- [9] S. M. Barr. Solving the strong CP problem without the peccei-quinn symmetry. *Phys. Rev. Lett.*, 53:329–332, Jul 1984. [3](#)
- [10] R. D. Peccei and Helen R. Quinn. CP conservation in the presence of pseudoparticles. *Phys. Rev. Lett.*, 38:1440–1443, Jun 1977. [3](#)
- [11] R. D. Peccei and Helen R. Quinn. Constraints imposed by CP conservation in the presence of pseudoparticles. *Phys. Rev. D*, 16:1791–1797, Sep 1977. [3](#)
- [12] Steven Weinberg. A new light boson? *Phys. Rev. Lett.*, 40:223–226, Jan 1978. [3](#)
- [13] F. Wilczek. Problem of strong P and T invariance in the presence of instantons. *Phys. Rev. Lett.*, 40:279–282, Jan 1978. [3](#)
- [14] R.J. Crewther. Chirality selection rules and the u(1) problem. *Physics Letters B*, 70(3):349 – 354, 1977. [3](#)
- [15] P. Di Vecchia and G. Veneziano. Chiral Dynamics in the Large n Limit. *Nucl. Phys.*, B171:253–272, 1980. [3](#)
- [16] Marco Gorgetto and Giovanni Villadoro. Topological susceptibility and qcd axion mass: Qed and nnlo corrections. *Journal of High Energy Physics*, 2019(3):33, Mar 2019. [3](#)
- [17] William A. Bardeen et al. Constraints on variant axion models. *Nucl. Phys.*, B279:401–428, 1987. [3](#)
- [18] Jihn E. Kim. Weak-interaction singlet and strong CP invariance. *Phys. Rev. Lett.*, 43:103–107, Jul 1979. [3](#)
- [19] Michael Dine et al. A simple solution to the strong cp problem with a harmless axion. *Physics Letters B*, 104(3):199 – 202, 1981. [3](#)
- [20] M.A. Shifman et al. Can confinement ensure natural cp invariance of strong interactions? *Nuclear Physics B*, 166(3):493 – 506, 1980. [3](#)
- [21] Michael Dine et al. A Simple Solution to the Strong CP Problem with a Harmless Axion. *Phys. Lett.*, 104B:199–202, 1981. [3](#)
- [22] A. R. Zhitnitsky. On Possible Suppression of the Axion Hadron Interactions. (In Russian). *Sov. J. Nucl. Phys.*, 31:260, 1980. [Yad. Fiz. 31, 497(1980)]. [3](#)
- [23] Y. Chikashige et al. Are There Real Goldstone Bosons Associated with Broken Lepton Number? *Phys. Lett.*, 98B:265–268, 1981. [4](#)
- [24] Ann E. Nelson and Nathan Seiberg. R-symmetry breaking versus supersymmetry breaking. *Nuclear Physics B*, 416(1):46 – 62, 1994. [4](#)
- [25] Joerg Jaeckel and Andreas Ringwald. The low-energy frontier of particle physics. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 60(1):405–437, 2010. [4](#)
- [26] Peter Svrcek and Edward Witten. Axions in string theory. *Journal of High Energy Physics*, 2006(06):051–051, jun 2006. [4](#)
- [27] Igor G. Irastorza and Javier Redondo. New experimental approaches in the search for axion-like particles. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 102:89–159, 2018. [4](#), [5](#)

- [28] N. Aghanim et al. Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters. *7* 2018. [5](#)
- [29] P. Sikivie. Experimental tests of the "invisible" axion. *Phys. Rev. Lett.*, 51:1415–1417, Oct 1983. [5](#)
- [30] S. J. Asztalos et al. Squid-based microwave cavity search for dark-matter axions. *Phys. Rev. Lett.*, 104:041301, Jan 2010. [5](#)
- [31] Klaus Ehret et al. New alps results on hidden-sector lightweights. *Physics Letters B*, 689(4):149 – 155, 2010. [5](#)
- [32] R. Ballou et al. New exclusion limits on scalar and pseudoscalar axionlike particles from light shining through a wall. *Phys. Rev. D*, 92:092002, Nov 2015. [5](#)
- [33] Javier Redondo. Solar axion flux from the axion-electron coupling. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2013(12):008–008, dec 2013. [5](#), [6](#)
- [34] Igor Irastorza et al. The International Axion Observatory IAXO. Letter of Intent to the CERN SPS committee. 2013. [6](#), [7](#), [14](#), [21](#)
- [35] I.G Irastorza et al. Towards a new generation axion helioscope. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2011(06):013–013, jun 2011. [6](#)
- [36] V. Anastassopoulos et al. New CAST Limit on the Axion-Photon Interaction. *Nature Phys.*, 13:584–590, 2017. [7](#), [8](#), [9](#), [11](#), [21](#)
- [37] S Andriamonje et al. An improved limit on the axion-photon coupling from the CAST experiment. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2007(04):010–010, apr 2007. [7](#), [8](#)
- [38] IAXO Collaboration. BabyIAXO Experiment Proposal to the DESY PRC. 2019. [8](#)
- [39] Glenn F Knoll. *Radiation detection and measurement; 4th ed.* Wiley, New York, NY, 2010. [8](#)
- [40] Elisa Ruiz Chóliz. Ultra-low background microbulk micromegas x-ray detectors for axion searches in iaxo and babyiaxo. 2019. [9](#), [11](#), [12](#), [15](#), [21](#)
- [41] Javier Gracia Garza. Micromegas for the search of solar axions in CAST and low-mass WIMPs in TREX-DM. 2015. [11](#)
- [42] S. Cebrian et al. Radiopurity of Micromegas readout planes. *Astropart. Phys.*, 34:354–359, 2011. [11](#)
- [43] F Aznar et al. Assessment of material radiopurity for rare event experiments using micromegas. *Journal of Instrumentation*, 8(11):C11012–C11012, nov 2013. [11](#)
- [44] S Aune et al. Low background x-ray detection with micromegas for axion research. *Journal of Instrumentation*, 9(01):P01001–P01001, jan 2014. [11](#)
- [45] 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):250 – 303, 2003. [12](#)
- [46] B.L. Henke et al. X-ray interactions: photoabsorption, scattering, transmission, and reflection at E=50-30000 eV, Z=1-92. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, Vol. 54 (no.2):181–342, 1993. [15](#)
- [47] M. Tanabashi et al. Review of particle physics. *Phys. Rev. D*, 98:030001, Aug 2018. [15](#), [16](#), [20](#)
- [48] P.K.F. Grieder. *Cosmic rays at earth: Researcher's reference, manual and data book*. Elsevier, Amsterdam, 2001. [17](#)
- [49] P. S. Hauge et al. *IBM J. Res. Dev.*, 40(1), 1996. pp. 19-39. [17](#)
- [50] S. Aune et al. X-ray detection with Micromegas with background levels below 10^{-6} keV $^{-1}$ cm $^{-2}$ s $^{-1}$. *JINST*, 8:C12042, 2013. [19](#)
- [51] Cristina Margalejo and IAXO collaboration. Internal communication. 2020. [20](#)
- [52] L. Reichhart et al. Quenching factor for low-energy nuclear recoils in a plastic scintillator. *Phys. Rev. C*, 85:065801, Jun 2012. [25](#)
- [53] F.J. Iguaz et al. TREX-DM: a low-background Micromegas-based TPC for low-mass WIMP detection. *Eur. Phys. J. C*, 76(10):529, 2016. [27](#)
- [54] J.D. Lewin and P.F. Smith. Review of mathematics, numerical factors, and corrections for dark matter experiments based on elastic nuclear recoil. *Astropart. Phys.*, 6:87–112, 1996. [27](#)
- [55] C. Roecker et al. Design of a transportable high efficiency fast neutron spectrometer. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 826:21 – 30, 2016. [28](#)