



**Universidad
Zaragoza**

Trabajo Fin de Grado

Grado en Física

Estudio de generación de señal en helioscopios de axiones mediante el trazado de rayos.

Autor

Raúl Ena Callejero

Directores

Javier Alberto Galán Lacarra

Igor García Irastorza

Zaragoza, España
11 de junio de 2024

Índice

1. Objetivos	1
2. Introducción	1
2.1. El problema CP fuerte y la Teoría de Peccei–Quinn	1
2.2. Masa del Axión	2
2.3. Interacciones	2
3. Detección de axiones solares.	3
3.1. Interacción axi3n-fot3n	4
3.2. Flujo de axiones solares en helioscopios	4
3.3. B3squeda Experimental	5
4. Descripci3n de BabyIAXO.	5
4.1. El im3n de BabyIAXO	6
4.2. 3ptica	7
4.3. 3ptica de BabyIAXO	8
4.3.1. Telescopio de rayos X a medida	8
4.3.2. Telescopio de rayos X de repuesto del vuelo XMM	9
4.4. Detectores	9
4.5. Ventanas	10
4.6. Estructura m3vil	11
5. Metodolog3a	11
5.1. Trazado de rayos	12
5.1.1. Descripci3n de las clases principales	12
6. Simulaci3n de trazado de rayos	14
7. Estudio de errores sistem3ticos	15
7.1. An3lisis de mapas	16
7.2. Impacto en la selecci3n de trayectorias	17
7.3. An3lisis del Granulado	18
7.4. An3lisis interpolaci3n	20
7.5. Impacto de la precisi3n en la integraci3n GSL	21
7.6. An3lisis de integraci3n est3ndar	22
7.7. An3lisis de m3todos de integraci3n	23
8. Conclusiones	24

1. Objetivos

En este trabajo hago una revisión completa de BabyIAXO, incluyendo tanto su diseño técnico como su programa de física, con énfasis en sus capacidades de detección de axiones y programa experimental. Asimismo, pretendo explorar en profundidad la librería de trazado de rayos (axionlib), que ha sido diseñada para la simulación de señal en helioscopios de axiones, como es el caso de BabyIAXO.

Un aspecto fundamental de este trabajo es comprender el cálculo de la señal esperada en BabyIAXO, y para ello he considerado diferentes configuraciones experimentales. El hecho de que el imán de BabyIAXO tenga una gran apertura, implica la necesidad de hacer una simulación por trazado de rayos. Dentro del cálculo de señal, un aspecto fundamental consiste en determinar la probabilidad de conversión axión-fotón en un campo magnético no uniforme. La implementación de las ecuaciones en un campo no homogéneo no es trivial y el tiempo de cómputo no es despreciable. Por lo tanto es necesario entender bajo qué condiciones se puede hacer el cálculo en un tiempo razonable y entender los errores del resultado del cálculo. Gran parte de mi estudio se ha centrado en el estudio de sistemáticos, como puede ser el tamaño de la malla de la definición de campo magnético, o el paso de integración, entre otros.

2. Introducción

El Modelo Estándar de física de partículas ha sido un marco sólido para comprender la materia visible en el universo, categorizando sus constituyentes fundamentales y las fuerzas que actúan entre ellos. Sin embargo, a pesar de su éxito en predecir y explicar una amplia gama de fenómenos, el Modelo Estándar presenta varias deficiencias teóricas que han llevado a la búsqueda de nuevas partículas y fenómenos físicos más allá de su alcance.

Uno de estos problemas es cómo se distingue (o no) la materia y la antimateria a nivel de partículas fundamentales. Para cada partícula de materia en el Modelo Estándar, la relatividad especial y la mecánica cuántica requieren la existencia de una partícula de antimateria correspondiente con masa y espín idénticos pero carga opuesta. Sin embargo, la asimetría en la distribución de materia y antimateria en el universo viola ciertas simetrías que distinguen partículas de antipartículas. Estas son la conjugación de carga (denotada por C) y su combinación con la inversión de paridad (denotada por P). Aceptando que las interacciones débiles violan la simetría CP , surge el problema conocido como el “problema CP fuerte” porque las interacciones fuertes no muestran esta violación. El mecanismo del Modelo Estándar es insuficiente para explicar esta asimetría y el problema CP no aparece en la interacción nuclear fuerte. Se cree que el axión, especialmente el “axión QCD” (axión de cromodinámica cuántica, por sus siglas en inglés), podría resolver este problema y es uno de las principales candidatos para explicar la materia oscura. La violación del problema CP no aparece en la interacción nuclear fuerte, que es descrita por la cromodinámica cuántica. Esta discrepancia ha llevado a la hipótesis de la existencia de una partícula teórica llamada axión.

2.1. El problema CP fuerte y la Teoría de Peccei–Quinn

Una consecuencia del problema CP fuerte [1, 2] es la cuestión de por qué el momento dipolar eléctrico (eDM, por sus siglas en inglés) del neutrón es extremadamente pequeño o, más específicamente, por qué no hemos observado ningún eDM significativo para el neutrón. El eDM del neutrón es una cantidad que violaría la simetría CP , lo que significa que cambiaría de signo bajo una transformación de inversión de carga y paridad. En el Modelo Estándar de la física de partículas, la violación de CP se permite teóricamente, especialmente a través de las interacciones débiles. Sin embargo, la teoría predice que la violación de CP en la interacción fuerte (la fuerza que mantiene unidos a los quarks dentro de los protones y neutrones) debería ser mucho más grande de lo que realmente se observa experimentalmente.

Si las interacciones fuertes violaran significativamente la simetría CP , se esperaría que el neutrón tuviera un momento dipolar eléctrico observable. Sin embargo, los experimentos han demostrado que el eDM del neutrón es nulo dentro de las incertidumbres experimentales. Esta discrepancia plantea una cuestión fundamental: ¿por qué no observamos una violación significativa de CP en las interacciones fuertes? Más específicamente, ¿por qué el momento dipolar eléctrico del neutrón es tan pequeño?

Una solución teórica al problema CP es la Teoría de Peccei–Quinn, propuesta por primera vez

por Roberto Peccei y Helen Quinn en 1977. Esta teoría introduce una nueva simetría adicional, llamada simetría $U(1)$ PQ, que al romperse espontáneamente, genera una nueva partícula hipotética llamada axión. El axión ajusta automáticamente el parámetro que controla la violación de CP en la cromodinámica cuántica (QCD), que es la teoría que describe las interacciones fuertes. Este ajuste hace que la violación de CP sea prácticamente indetectable, resolviendo así el problema CP fuerte.

La simetría $U(1)$ PQ implica la existencia de un nuevo campo pseudoescalar complejo, llamado axión, que es responsable de la ruptura espontánea de la simetría. La peculiaridad del axión radica en su propiedad de “cancelar” efectivamente los efectos de violación de CP en la fuerza fuerte, lo que resuelve el problema CP fuerte.

Además, el problema CP fuerte y el axión están relacionados de la siguiente manera:

- El Modelo Estándar contiene una constante, $\bar{\theta}$, que se sabe que es un ángulo y por lo tanto toma valores entre 0 y 2π . La simetría no especifica un ángulo preferido.
- El valor de este ángulo determina el momento dipolar eléctrico del neutrón, $|\mathbf{d}| = 3,6 \times 10^{-16} \bar{\theta} \text{ ecm}$. Las mediciones son consistentes con $\bar{\theta} \lesssim 10^{-10}$, lo que sugiere algún principio de simetría faltante.
- La teoría del axión introduce un nuevo campo, $a(t, x)$, tal que $\bar{\theta} \propto a(t, x)$, y para el cual el valor $a = 0$ es energéticamente favorable.

2.2. Masa del Axión

La masa del axión puede calcularse en términos de la fuerza nuclear fuerte considerando la mezcla del axión con el pión neutro, un estado ligado de quarks con los mismos números cuánticos que el axión. Las interacciones del axión con el pión neutro significan que la masa del pión genera una pequeña masa para el axión; este efecto es posible porque el axión y el pión tienen los mismos números cuánticos. Esto lleva a la siguiente relación para la masa del axión m_a :

$$m_a f_a \sim m_\pi f_\pi$$

donde f_a es proporcional a la energía en la cual la simetría PQ se rompe espontáneamente, m_π es la masa del pión, y f_π es una constante que se conoce a partir de la tasa de desintegración del pión a través de la interacción débil. Utilizando las mediciones experimentales de estas propiedades del pión, podemos calcular la masa del axión.

La masa del axión se expresa como, [3]:

$$m_a = (5,70 \pm 0,007) \mu\text{eV} \left(\frac{10^{12} \text{ GeV}}{f_a} \right)$$

donde el error incluye contribuciones experimentales y teóricas que aparecen en un cálculo detallado de la mezcla de axión-pión. La constante f_a es una medida de la energía asociada con la escala de ruptura espontánea de la simetría PQ y se mide en GeV. Un valor alto de f_a implica una masa del axión muy pequeña. Estas consideraciones solo dan una guía muy general sobre el valor de f_a y la masa del axión.

2.3. Interacciones

El axión interactúa no solo con quarks y gluones, sino también con otras partículas en el Modelo Estándar. Sabemos que estas interacciones deben ser muy débiles para que el axión haya evitado su detección hasta ahora.

Las interacciones de partículas están gobernadas por sus simetrías, y las interacciones del axión están determinadas por su naturaleza pseudo-escalar. Un campo pseudo-escalar cambia de signo bajo una transformación de paridad. Si asumimos que la interacción general no cambia bajo una transformación de paridad, entonces encontramos que solo ciertas interacciones están permitidas para una partícula pseudo-escalar. Estas interacciones pueden expresarse por el Hamiltoniano no relativista [3]:

$$H = \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} g_{a\gamma\gamma} \int a \mathbf{E} \cdot \mathbf{B} dV + g_{aff} \hbar c \nabla a \cdot \hat{\mathbf{S}} + \sqrt{\varepsilon_0 (\hbar c)^3} g_{\text{EDM}} a \hat{\mathbf{S}} \cdot \mathbf{E} \quad (2.1)$$

Donde a es el campo del axión, $g_{a\gamma\gamma}$ es el acoplamiento del axión a los fotones, g_{aff} es el acoplamiento del axión a las partículas de materia, que son fermiones; g_{EDM} es la fuerza de un EDM nuclear inducido por el axión; \mathbf{E} y \mathbf{B} son los campos eléctrico y magnético; y $\hat{\mathbf{S}}$ es la dirección del espín de la partícula.

De estos términos, nos centraremos principalmente en la interacción $a \mathbf{E} \cdot \mathbf{B}$, que describe cómo el axión puede interactuar con los campos eléctrico y magnético. Esta interacción es clave para muchos métodos de detección de axiones, incluyendo los experimentos de haloscopios y helioscopios que buscan axiones como candidatos a materia oscura a través de su conversión en fotones en presencia de un campo magnético fuerte.

3. Detección de axiones solares.

El acoplamiento de dos fotones permite la conversión de axiones y de partículas similares a los axiones (ALPs, por sus siglas en inglés) en fotones, $a \leftrightarrow \gamma$, en campos eléctricos o magnéticos externos. En entornos estelares, especialmente en estrellas como el sol, este mecanismo es conocido como el proceso Primakoff, que desencadena la generación de ALPs de baja masa dentro de los campos eléctricos microscópicos que rodean a núcleos y electrones. El sol, objeto de extensas investigaciones, sirve como una destacada fuente astrofísica de ALPs generadas principalmente a través del proceso Primakoff. El interior del sol, donde se producen la mayoría de fotones y axiones, constituye un entorno de plasma débilmente acoplado bien entendido.

Revisemos el cálculo de las diferentes contribuciones al flujo [4] de axiones solares. Para simplificar, solo consideramos ALPs que están completamente definidos por su masa (m_a) y su acoplamiento a fotones ($g_{a\gamma\gamma}$) y electrones (g_{aee}). Todos los procesos de producción de axiones pueden dividirse en dos categorías: aquellos que implican un acoplamiento al campo electromagnético a través de $g_{a\gamma\gamma}$ y aquellos que implican el acoplamiento axión-electrón. La Figura 3.1 presenta una visión general de las interacciones consideradas. A continuación nos centraremos solo en la interacción de los axiones con fotones.

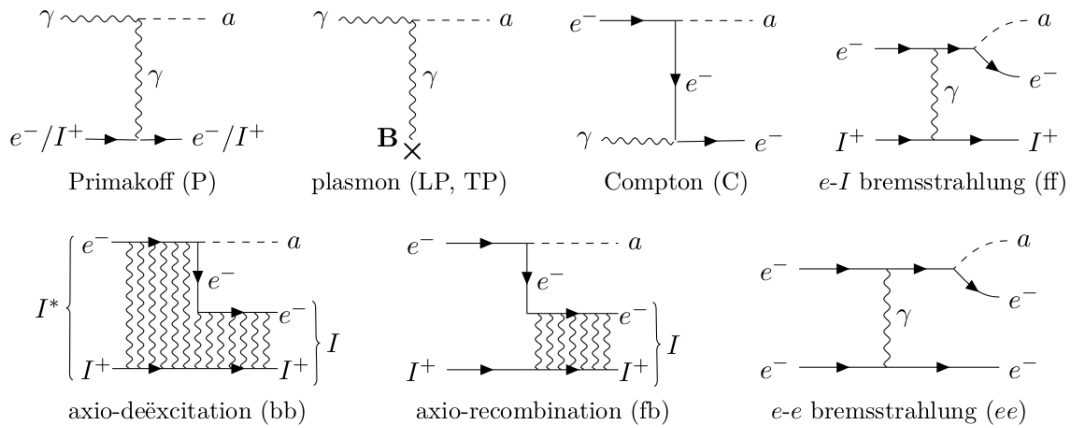


Figura 3.1: Diagramas de Feynman para las interacciones de axiones. Los dos primeros diagramas de la izquierda representan la interacción axión-fotón [5, 6].

Para detectar estos axiones solares, se utilizan varios experimentos terrestres que buscan la conversión inversa, donde los axiones se convierten nuevamente en fotones en presencia de un campo magnético fuerte. Uno de los experimentos más conocidos es el experimento CAST (CERN Axion Solar Telescope), que utiliza un potente imán para detectar los fotones resultantes de la conversión de axiones solares.

3.1. Interacción axión-fotón

El mecanismo de producción dominante es el efecto Primakoff. Se puede ver como excitaciones del campo electromagnético dentro del plasma, llamadas plasmones, que se convierten en un axión en el interior del campo electromagnético de electrones o iones. Este efecto siempre ha sido el foco de las búsquedas de axiones solares, por dos razones principales: una es que casi todos los modelos de axiones presentan un $g_{a\gamma\gamma}$ no nulo. En segundo lugar, y más práctico, la detección por helioscopio depende del acoplamiento de fotones y por lo tanto no puede descubrir axiones con $g_{a\gamma\gamma} = 0$. Por lo tanto, en las búsquedas de helioscopio, una contribución de la producción Primakoff es esencialmente inevitable.

Además de los campos electromagnéticos de los iones, que varían en pequeñas escalas de longitud, el Sol también está permeado por un campo magnético a gran escala. Este campo magnético macroscópico juega un papel similar a los campos electromagnéticos microscópicos para el efecto Primakoff, y los plasmones pueden convertirse en axiones a través de las interacciones axión-fotón. Como consecuencia, las contribuciones de los plasmones son potencialmente detectables o relevantes para la pérdida de energía estelar. Para medir el flujo de axiones solares, es esencial considerar las contribuciones tanto de los campos electromagnéticos microscópicos como del campo magnético macroscópico del Sol. Estos factores determinan la eficiencia de la conversión axión-fotón y, por lo tanto, la probabilidad de detección de axiones solares.

3.2. Flujo de axiones solares en helioscopios

La señal esperada en un helioscopio de axiones depende del número de axiones convertidos en fotones en la región magnética. Esta conversión solo es efectiva cuando la polarización del fotón resultante es paralela al campo magnético, el cual necesita ser transversal a la onda de propagación del axión. Independientemente del mecanismo de su producción en el Sol, un helioscopio depende de $g_{a\gamma\gamma}$ para convertir el flujo de axiones en fotones. Esto conduce a una señal proporcional a $g_{a\gamma}^4$ para el flujo Primakoff y $g_{aee}^2 g_{a\gamma\gamma}^2$ para el flujo axión-electrón. El número esperado [7] de fotones que alcanzan un detector colocado al final del helioscopio está dado por la integral:

$$N_\gamma = St \int dE_a \varepsilon_D(E_a) \varepsilon_T(E_a) \frac{d\Phi_i}{dE_a} P_{a \rightarrow \gamma}(E_a) \quad (3.1)$$

donde $\frac{d\Phi_i}{dE_a}$ es el flujo de axiones debido al proceso i , $P_{a \rightarrow \gamma}$ es la probabilidad de conversión axión-fotón, S es el área total de sección transversal del helioscopio, y t es el tiempo de medición.

La probabilidad de conversión axión-fotón dentro del imán es (asumiendo en vacío [8, 9]):

$$P_{a \rightarrow \gamma}(E_a) = \left(\frac{g_{a\gamma\gamma} B}{q} \right)^2 \sin^2 \left(\frac{qL}{2} \right) \quad (3.2)$$

donde L es la longitud del imán, B es el campo magnético, y $q = \frac{m_a^2}{2E_a}$ es la transferencia de momento axión-fotón.

Si las transiciones no ocurren en el vacío sino en un medio, es necesario tener en cuenta las propiedades difractivas y refractivas de la luz. Podemos parametrizar esto introduciendo una masa efectiva del fotón m_γ y un coeficiente de absorción Γ_γ . De forma que la Ecuación (3.2) se convierte en [10]

$$\begin{aligned} P_{a \rightarrow \gamma}(E_a) &= \int_0^L iA_0^\omega e^{i\frac{m_\omega^2 - m_\gamma^2}{2\omega}} e^{-\frac{\Gamma_\gamma}{2}(L-l)} e^{-\frac{\Gamma_\omega}{2}l} dl \\ &= \frac{2\omega A_0^\omega}{m_\omega^2 - m_\gamma^2 - i\omega(\Gamma_\gamma - \Gamma_\omega)} \left(e^{-\frac{\Gamma_\gamma}{2}L} - e^{-\frac{\Gamma_\omega}{2}L} e^{i\frac{m_\omega^2 - m_\gamma^2}{2\omega}L} \right) \end{aligned} \quad (3.3)$$

donde el término Γ_ω indica la tasa a la cual la partícula decae y A_0 es el componente del fotón paralelo. Γ es la inversa de la longitud de absorción para rayos X en el medio, y m_γ es la masa efectiva del fotón que es determinada por la frecuencia de plasma dada por el gas de amortiguación como una función del número de electrones, lo cual puede ser expresado en unidades naturales.

$$m_\gamma = \omega_p = \sqrt{\frac{4\pi\alpha n_e}{m_e}} \quad (3.4)$$

donde n_e es la densidad de electrones del gas de amortiguación, que está relacionada con la densidad de masa por la relación

$$n_e = Z \frac{N_A}{W_A} \rho \quad (3.5)$$

Aquí, Z es el número atómico correspondiente y W_A es el peso atómico. Esto permite reescribir la relación (3.4) como una función de la densidad del gas de amortiguación:

$$m_\gamma \approx 28,77 \sqrt{\frac{Z}{W_A} \rho \left[\frac{\text{g}}{\text{cm}^3} \right]} \text{ eV} \quad (3.6)$$

donde W_A representa el peso atómico expresado en g/mol.

3.3. Búsqueda Experimental

En la búsqueda experimental de axiones, se han desarrollado varios tipos de experimentos, cada uno con enfoques y tecnologías específicas para un rango de masas distintos (ver Figura 3.2):

- **Haloscopios:** Estos experimentos están diseñados para detectar axiones en el halo de materia oscura de nuestra galaxia. El experimento más destacado en esta categoría es el Axion Dark Matter eXperiment (ADMX). ADMX utiliza un resonador de microondas en un campo magnético fuerte para convertir axiones en fotones, que luego pueden ser detectados. La sensibilidad de ADMX está ajustada para buscar axiones con masas en el rango de microelectronvoltios (μeV).
- **Experimentos de Laboratorio (Láser):** Estos experimentos buscan generar y detectar axiones en condiciones controladas de laboratorio. Un ejemplo prominente es el Any Light Particle Search (ALPS). ALPS utiliza la conversión de fotones en axiones en un campo magnético, seguida de la reconversión de los axiones en fotones. La principal diferencia aquí es que ALPS busca axiones que puedan ser producidos y detectados en el laboratorio, en lugar de los axiones de materia oscura.
- **Helioscopios:** Estos experimentos buscan axiones que podrían ser producidos en el Sol y detectados en la Tierra. El CERN Axion Solar Telescope (CAST) y el futuro International Axion Observatory (IAXO) son los principales ejemplos de helioscopios. CAST utiliza un potente imán para convertir axiones solares en rayos X, que luego son detectados por un telescopio de rayos X. IAXO, y su versión preliminar BabyIAXO, son mejoras planificadas de CAST con imanes y detectores más avanzados, lo que aumentará significativamente la sensibilidad.

4. Descripción de BabyIAXO.

IAXO es un helioscopio de axiones de nueva generación diseñado para detectar axiones solares y ALPs a través del acoplamiento con el campo magnético del imán, es decir el acoplamiento axión-fotón $g_{a\gamma\gamma}$. De manera similar, IAXO probará modelos de otras partículas propuestas en el límite de energía baja para la física de partículas, como los fotones ocultos (HPs, por sus siglas en inglés) o las partículas camaleónicas (CPs, por sus siglas en inglés).

BabyIAXO[11] es una etapa experimental intermedia del Observatorio Internacional de Axiones, que estará ubicado en DESY. El diseño de BabyIAXO consiste en un imán superconductor de (10 m) de largo (~ 2 T) con dos aperturas, cada una con un diámetro de 70 cm. En la Figura 4.1 observamos la estructura móvil y las dos líneas de detección independientes que estarán equipadas con una óptica y detector de rayos X cada una, protegidas por un blindaje de plomo y un veto de rayos cósmicos para reducir el impacto en el fondo del detector.

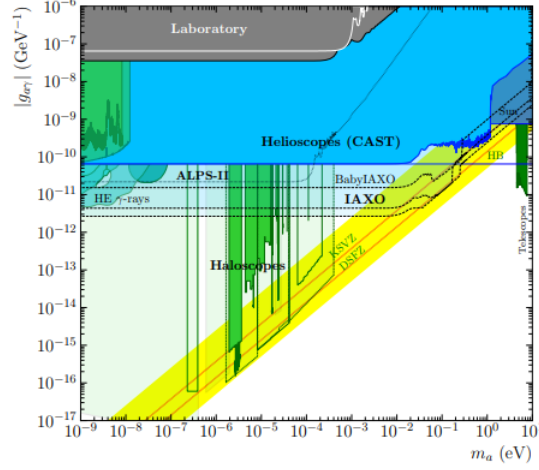


Figura 3.2: Distintos métodos de detección de axiones y su rango de sensibilidad respectivo, incluyendo BabyIAXO[11].

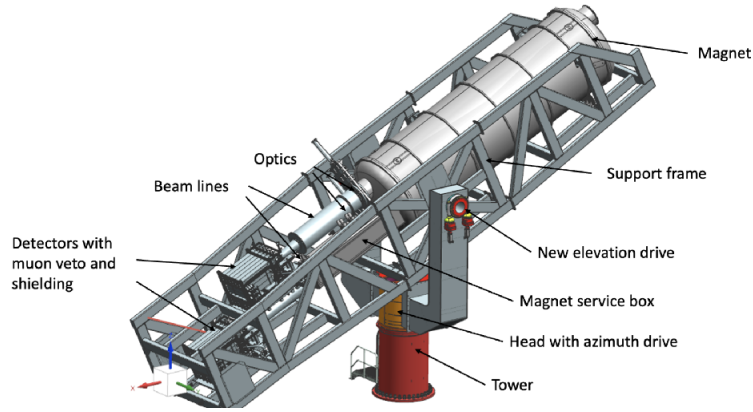


Figura 4.1: Descripción general del experimento BabyIAXO[11].

El imán, la óptica y los detectores se ensamblan juntos e instalan en una estructura no magnética hecha de acero inoxidable. Estos componentes se implementarán en un sistema de guiado existente que permitirá hacer el seguimiento del sol. El diseño del experimento cuenta con unas cadenas flexibles que incluyen líneas para compresores, suministro eléctrico, líneas de vacío y controles para los servicios del imán que deben ser enrutadas a lo largo del haz y alrededor de la torre de rotación para permitir una giro de 360 grados.

4.1. El imán de BabyIAXO

El imán de BabyIAXO consiste en un diseño de bobina común que utiliza dos bobinas planas tipo *pista de carreras* con corrientes contrapuestas que proporcionan un campo dipolar en ambas cavidades, o líneas de detección (ver Figura 4.2). Los cables de Rutherford superconductores estabilizados con aluminio permitirán construir un concepto de imán para detector seco, logrado mediante refrigeradores criogénicos y circuladores de gas de Helio.

Como resultado de la evaluación de varias opciones técnicas para la construcción del imán y la criogenia, las soluciones principales se fijaron de la siguiente manera:

- *Conductor*: El imán utiliza un cable de tipo Rutherford hecho de una aleación de niobio-titanio (NbTi), coextruido con una matriz de aluminio puro, de manera que tiene un margen de temperatura de 2 grados Kelvin, lo que significa que puede funcionar a temperaturas muy bajas, proporcionando una conductividad eléctrica óptima incluso en condiciones criogénicas. Las dos bobinas del imán están orientadas verticalmente, con dos tubos huecos ubicados uno sobre el otro. Esta disposición

facilita el diseño de los soportes entre la masa fría y el criostato, asegurando una distribución simétrica del calor para la refrigeración y facilitando el acceso para el mantenimiento de partes criogénicas y otros componentes. Para conocer las características mas específicas como la auto-inductancia, longitud o corriente nominal refiéranse a [11].

- *Bobinas:* BabyIAXO utiliza dos bobinas planas tipo “pista de carreras”. Cada bobina tiene una longitud de 10 metros, dispuestas en un diseño de bobina común, lo que significa que están conectadas eléctricamente de manera que trabajen juntas para producir un campo magnético combinado.
- *Operación eléctrica:* El imán de BabyIAXO funcionará en un modo de corriente persistente, lo que significa que una vez cargado, la fuente de energía se apagará. La fuente de alimentación principal se conecta a la parte fría del sistema a través de dos secciones de cables: uno que va desde la temperatura ambiente hasta aproximadamente 70 grados Kelvin, y otro que va desde los 70 grados Kelvin hasta 4.2 grados Kelvin. Al dividir la conexión en dos secciones, se puede gestionar mejor la transferencia de calor desde la temperatura ambiente hasta la parte más fría del sistema. Esto ayuda a minimizar la carga térmica en la parte más fría, lo que es crucial para mantener temperaturas criogénicas estables y reducir la necesidad de refrigeración adicional.
- *Modo de enfriamiento:* Enfriado por conducción a 4.2 K utilizando criocirculadores.
- *Criogenia:* El sistema de criogenia utiliza refrigeradores criogénicos para enfriar y mantener en funcionamiento el sistema. Esto se logra circulando gas helio a través de tuberías. Es decir, el gas helio se utiliza para transferir el frío generado por los refrigeradores hacia las partes del sistema que necesitan estar a temperaturas muy bajas para su correcto funcionamiento.
- *Protección Quench:* El proceso de quench es un desbordamiento térmico de las bobinas debido a un sobrecalentamiento local del conductor. Los calentadores de protección presentes para introducir puntos normales adicionales en las bobinas, permitiendo así distribuir más uniformemente el calor generado, se instalan en enlaces térmicos conectados a la carcasa de la bobina. Esto simplifica la construcción y reduce el riesgo de desglose del aislamiento en comparación con la instalación directa de los calentadores en el paquete de bobinas.

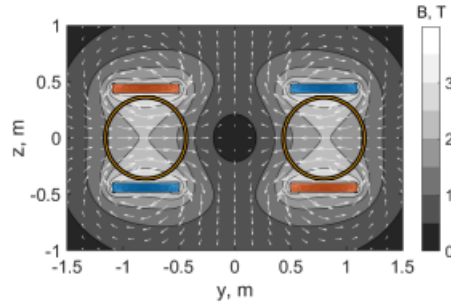


Figura 4.2: Distribución del campo magnético no uniforme en el imán de BabyIAXO[11].

El imán está supervisado por un Sistema de Control de Imán automatizado que incluye la monitorización de los componentes del circuito eléctrico, el sistema de vacío, la criogenia, así como los sistemas de diagnóstico y seguridad.

4.2. Óptica

El uso de ópticas de rayos X es crucial para cualquier helioscopio de axiones. Los telescopios permiten focalizar una señal del flujo de axiones solares, prácticamente paralela al eje óptico, en una pequeña región del detector. Esto permite el uso de un detector de área pequeña, que es esencial para lograr los niveles de fondo ultrabajo requeridos para BabyIAXO.

En general, el rendimiento de una óptica de rayos X se puede caracterizar por tres propiedades básicas: (1) la función de dispersión de puntos (PSF, por sus siglas en inglés) de un telescopio de rayos X (XRT, por sus siglas en inglés) determina la forma y el tamaño del punto focal observable; (2) la eficiencia, ε_O , se refiere a la cantidad de fotones incidentes correctamente enfocados por la óptica; y (3)

el campo de visión (FOV, por sus siglas en inglés) describe en qué medida angular, de una óptica dada, puede enfocar fotones que no están perfectamente alineados con el eje óptico.

El diseño de estos XRT reflectantes, que se basan en el principio de reflexión total de fotones en el rango de los keV, requiere una optimización cuidadosa del diseño geométrico de la óptica, así como de sus recubrimientos de espejo para maximizar la figura de mérito de XRT, f_O , que mejora con el aumento de la eficiencia ε_O y la disminución del área del punto focal a según la siguiente expresión:

$$f_O = \frac{\varepsilon_O}{\sqrt{a}}$$

Para reducir el área de focalización de la imagen, a , la óptica debe tener una longitud focal, F , lo más corta posible debido al hecho de que el área de la imagen en el punto focal crece cuadráticamente con la longitud focal de la óptica, ($a \propto F^2$). Al mismo tiempo, la maximización de la eficiencia requiere que los espejos individuales tengan la reflectividad más alta posible en el rango de los rayos X. Esta reflectividad aumenta con el ángulo de incidencia más bajo, θ , y dado que $F \propto \frac{1}{\theta}$, la longitud focal de cualquier XRT para la construcción de un helioscopio de axiones debería ser lo más larga posible para lograr la mayor eficiencia, lo que entra en conflicto con el requisito de enfoque como se describe anteriormente. La optimización del diseño óptico se complica aún más por el hecho de que la eficiencia, la PSF y el FOV de un XRT tienen una dependencia compleja tanto de la energía del fotón incidente, E , como del ángulo de incidencia, θ . Un estudio de la longitud focal óptima para la óptica de IAXO ha obtenido una distancia focal óptima en $f = 5$ m.

4.3. Óptica de BabyIA XO

BabyIA XO utilizará un módulo de repuesto de vuelo del XMM-Newton en una de las líneas de detección, mientras que la otra línea estará equipada con un módulo de óptica de rayos X hecho a medida y actualmente en proceso de producción.

4.3.1. Telescopio de rayos X a medida

El telescopio de rayos X a medida utiliza óptica de vidrio curvado como método principal de fabricación, lo que facilita la deposición de recubrimientos reflectantes de una sola capa o de múltiples capas. El uso de recubrimientos de múltiples capas podría mejorar potencialmente el rendimiento y permitir la optimización de la respuesta espectral del XRT de BabyIA XO. Los espejos reflectantes son confocales y coaxiales, lo que hace posible lograr una alta eficiencia para el telescopio. Para alcanzar una mayor efectividad es necesario tener en cuenta la ley de Bragg, lo que resulta en una interferencia constructiva de los fotones entrantes. Esto puede lograrse recubriendo los sustratos del espejo con una capa múltiple. Las capas múltiples consisten en estructuras periódicas o no periódicas de capas delgadas alternas de dos o más materiales (metales de alta masa, como por ejemplo, tungsteno, y espaciadores de baja masa, como silicio) depositados sobre un sustrato óptico.

La óptica consta de una parte interna y una parte externa como se aprecia en la Figura 4.3. La parte *interna* del telescopio a medida de BabyIA XO ($r = 5 - 20$ cm), esta compuesta de vidrio caliente curvado y recubierto con múltiples capas, será montada en el equipo de ensamblaje de precisión NuSTAR. Mientras que la parte *externa*, comprendida en un radio de entre 20 cm y 35 cm, estará cubierta con vidrio curvado en frío.

La óptica se colocará dentro de un recipiente en vacío que está unido al imán mediante una válvula de compuerta y un fuelle flexible para permitir la alineación del instrumento. Además, estará conectado en la parte inferior al extremo del detector, el cual estará posicionado en el plano focal. El telescopio focalizará el haz de fotones prácticamente paralelos - provenientes de la conversión de axiones en el volumen del campo magnético - en una región de unos pocos mm² en el detector de rayos X. El sistema completo se instalará en la plataforma del telescopio con la ayuda de montajes hexapod¹, lo que permitirá una alineación precisa del dispositivo óptico con respecto al eje de referencia que atraviesa el centro de la apertura del imán y apunta directamente al centro del disco solar.

¹Un montaje hexapod es un tipo de plataforma de posicionamiento que utiliza seis actuadores lineales para mover y orientar un objeto en el espacio tridimensional de forma precisa y controlada. La disposición en forma de hexágono de los actuadores proporciona movimientos en seis grados de libertad: tres traslaciones (en los ejes x, y, z) y tres rotaciones (alrededor de los ejes x, y, z).

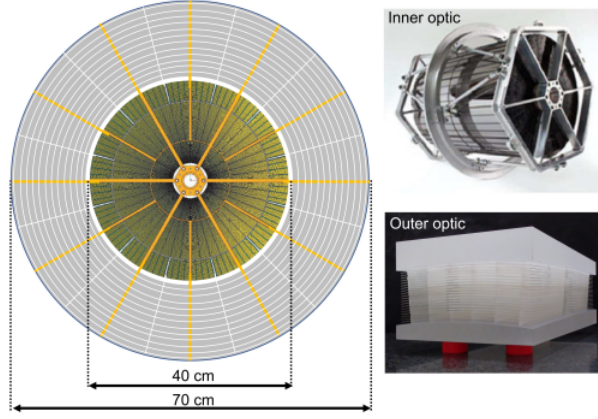


Figura 4.3: Vista esquemática de la óptica a medida de BabyIAXO[11].

4.3.2. Telescopio de rayos X de repuesto del vuelo XMM

Para la segunda apertura del imán disponible, se contempla el uso de un telescopio de repuesto del vuelo XMM Newton existente. La longitud focal de estos dispositivos ópticos es de 7.5 m. El telescopio XMM Newton es de tipo Wolter-I, en el cual las conchas de níquel que forman el telescopio están recubiertas de oro, y constan de una parte parabólica y una hiperbólica de 300 mm de longitud cada una. El grosor del espejo varía de 0.47 mm a 1.07 mm desde la concha más interna hasta la más externa y la distancia de empaquetado oscila entre 1 mm y 5 mm.

La resolución espacial del telescopio XMM proporciona un diámetro de media potencia (HPD, por sus siglas en inglés) de 15 arcsec, es decir, el diámetro del área circular que engloba el 50 % del flujo total de fotones, y el área efectiva total es de 1500 cm² a 2 keV y 900 cm² a 7 keV para un solo módulo.

Para el caso de BabyIAXO, las dos cantidades ópticas más relevantes son la resolución espacial (función de dispersión del punto/PSF) que determina el área de la imagen en la focal y el área efectiva (rendimiento) que aparece en la FOM de la óptica en términos de eficiencia. Para obtener resultados óptimos, la eficiencia debe ser lo más alta posible mientras que el área de la focal debe minimizarse. Para todas las ópticas de XMM, la PSF varía solo ligeramente con la energía y el cambio como función de la posición fuera del eje sobre el FOV de BabyIAXO no es una preocupación ya que el experimento solo necesita focalizar 3 arcmin del centro del núcleo solar. El área del punto focal para las ópticas XMM resulta ser mayor que la óptica a medida (de 0.3 cm² a 0.7 cm² en comparación con 0.2 cm² para la óptica a medida) debido a la dependencia de la energía de la PSF para XMM. Esto se debe al hecho de que el tamaño angular la imagen focalizada para las ópticas XMM y IAXO a medida es similar, pero la longitud focal de XMM a 7.5 m es mayor que la de las ópticas de referencia a 5 m. El área efectiva de los telescopios XMM ha sido bien estudiada tanto en términos de viñeteado (comportamiento fuera del eje) como en función de la energía en el eje. Para BabyIAXO, el área efectiva total es aproximadamente el 70 % de una óptica IAXO a medida con un diámetro de 60 cm.

4.4. Detectores

Para detectar los rayos X con alta sensibilidad, se consideran una variedad de tecnologías de detección, principalmente divididas en detectores de descubrimiento y detectores de resolución energética. En una primera etapa se apostaría por los detectores de descubrimiento, que son sensibles en un rango mas amplio del espectro de axiones que se pretende observar. Considerando que la tasa de conversión de axiones a fotones está determinada por los parámetros del imán y que la fracción de fotones que llega al sistema de detección está determinada por la eficiencia de la óptica, la posibilidad de alcanzar la sensibilidad en constantes de acoplamiento muy bajas de los axiones reside en la disponibilidad de detectores con alta eficiencia de detección y un fondo muy bajo en el rango por debajo de 10 keV.

La opción de base consiste en pequeñas cámaras de gas (típicamente de 3 cm de grosor y 6 cm de ancho) leídas por estructuras de gas de micro-malla finamente segmentadas, denominadas Micromegas [12]. Este detector consiste en una Cámara de Proyección Temporal (TPC, por sus siglas en inglés)

con plano de lectura Micromegas construidas con la tecnología microbulk [13] y rodeadas por un blindaje pasivo (principalmente cobre y plomo) y activo (plásticos centelleantes). Los detectores Micromegas han mostrado una eficiencia de detección en la región de interés (RoI, por sus siglas en inglés) de alrededor del 60 %-70 % durante su operación en el experimento CAST[14].

El componente principal del fondo en el detector Micromegas de CAST son los eventos inducidos por neutrones y muones cósmicos, relacionados con la fluorescencia de rayos X producida en materiales muy cercanos al detector. La implementación de un sistema de veto de muones altamente eficiente, que cubra casi un ángulo solido de 4π , es la mejora más importante en cuanto al fondo con respecto a diseños precedentes. Dicho sistema se está implementando en un banco de pruebas denominado IAXO-D0 y su efecto en el fondo ha sido demostrado recientemente[15]. Se apunta a una eficiencia de identificación de muones del 99 %. El diseño actual del blindaje pasivo, que incluye una pared de plomo de 20 cm de grosor, debería ser suficiente en principio para reducir la radiación externa a niveles por debajo del fondo objetivo de BabyIA XO.

El detector Micromegas (ver Figura 4.4) está enfrentado hacia la salida del imán desde donde, después de ser focalizados por la óptica, entran los rayos X de señal al detector. El volumen de conversión de la cámara está fijado para detener eficientemente los fotones de señal, mientras se minimiza el fondo, y típicamente tiene un grosor de 3 cm y se rellena con 1.4 bares de un gas noble, tales como argón o xenón.

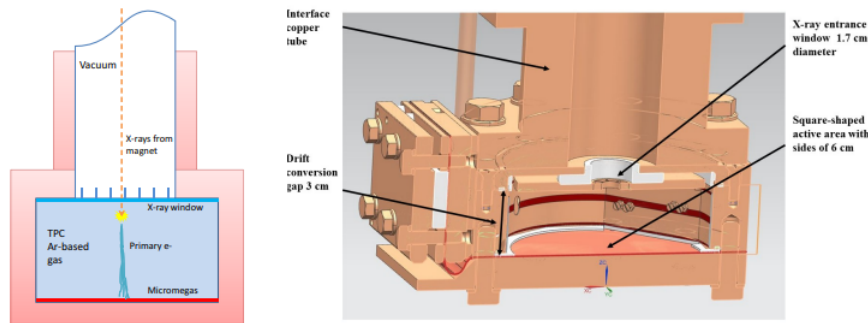


Figura 4.4: Izquierda: esquema del principio de detección de los detectores de Micromegas. Derecha: diseño del prototipo del detector BabyIA XO[11].

El sistema de gas construido para IAXO-D0 incluye un sistema de recirculación de gas de circuito cerrado con componentes de bombeo y filtrado adecuados, aptos para trabajar con mezclas de gas basadas en xenón. La operación con xenón podría conducir potencialmente a mejoras en el fondo al evitar la presencia del pico de escape del argón a 3 keV en el medio de la RoI, así como eliminar la contribución de la desintegración beta del isótopo ^{39}Ar al fondo del detector.

En cuanto a la adquisición de datos, la electrónica de lectura para los detectores de Micromegas de BabyIA XO debe permitir extraer la máxima información disponible en el detector, ya que la capacidad para discriminar eventos de fondo fuera de línea dependerá de ello. La discriminación de eventos de fondo se realiza a partir de los patrones espaciales que dejan las partículas en el detector, lo que está directamente relacionado con la resolución espacial que nos proporciona el plano de lectura Micromegas. Los chips electrónicos modernos concebidos para TPCs permiten digitalizar formas de onda temporales completas de un gran número de canales. Sin embargo, idealmente requerimos un ruido de lectura lo más bajo posible, ya que esto contribuiría directamente a un umbral de energía más bajo del detector. Esta capacidad de discriminar eventos de fondo en el procesamiento posterior es crucial para mejorar la precisión en la detección de eventos verdaderamente causados por axiones.

4.5. Ventanas

La ventana de BabyIA XO (ver Figura 4.5), sirve como una interfaz entre el sistema de vacío del imán y el detector que contiene gas. Esta ventana es crucial porque permiten la transición entre el ambiente de vacío necesario para el funcionamiento del imán y el ambiente lleno de gas requerido por el

detector.

La ventana debe ser lo más fina posible para permitir el paso de los rayos X, esenciales para la detección de axiones. Sin embargo, también debe ser lo suficientemente robusta para soportar la diferencia de presión entre el vacío del imán y el gas del detector. Para lograr este equilibrio, se utiliza una estructura de soporte que fortalece la ventana sin comprometer su capacidad de transmitir los rayos X.

La ventana de BabyIAXO está compuesta por tres capas diferentes. La primera capa es de Mylar ($C_{10}H_8O_4$) con un espesor de $3.5\ \mu\text{m}$, que proporciona una barrera inicial delgada pero resistente. La segunda capa es una lámina de aluminio de $0.04\ \mu\text{m}$, que añade una barrera adicional mínima en absorción de rayos X. La tercera capa es un soporte estructural de cobre de 1 mm, diseñado con una máscara en forma de “Tie Fighter” para mantener la integridad estructural mientras permite el paso de rayos X. Esta combinación asegura que las ventanas sean suficientemente delgadas para la detección eficiente de axiones y robustas para soportar las diferencias de presión.

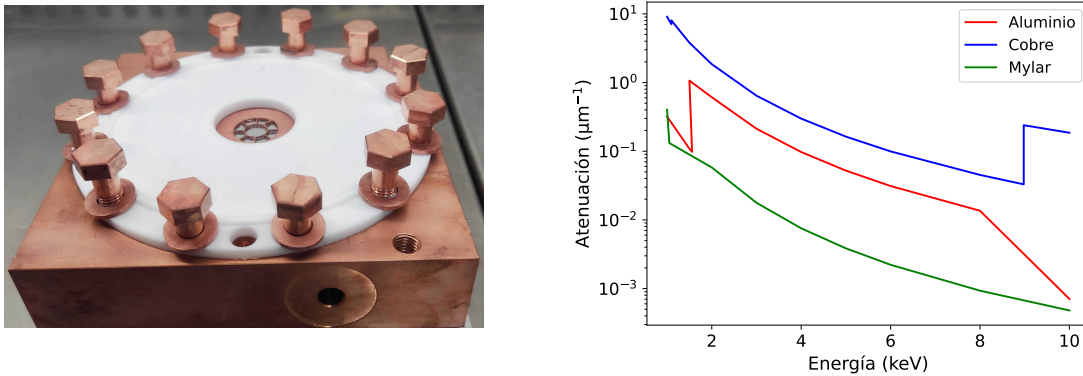


Figura 4.5: A la izquierda se representa la estructura de la ventana. A la derecha se muestra la figura de la atenuación de las distintas capas de la ventana. Los datos han sido sacados de NIST-XCOM.

4.6. Estructura móvil

Para buscar axiones solares, se requiere que todo el conjunto de BabyIAXO (imán, telescopios y detectores) sigan al sol durante largos períodos que nos permita acumular tiempo de exposición para la integración del flujo de axiones. Para ello se necesita un sistema de soporte y guiado. Hay que considerar que se necesita tiempo de operación del detector sin seguimiento, para calibración y mediciones de fondo. El sistema de guiado está diseñado para una capacidad mínima de seguimiento solar del 50 %. El imán necesita girar 360° durante el seguimiento solar normal, antes de volver a su posición inicial a una velocidad más rápida. El movimiento se puede realizar utilizando una plataforma giratoria con un sistema de elevación, y una torre con sistemas de control de azimuth y elevación.

La estructura completa de BabyIAXO y el sistema de guiado constarán de varios componentes: la base, la torre, la cabeza giratoria con yugo que incluye los accionamientos de elevación, dos contrapesos y un gran marco de soporte que sostiene el imán, los telescopios, los detectores y los elementos de infraestructura. El diseño principal de la estructura y el sistema de guiado reutilizará una torre modificada y un posicionador de un prototipo del Conjunto de Telescopios Cherenkov (CTA, por sus siglas en inglés) perteneciente a DESY, en la localidad alemana de Zeuthen.

5. Metodología

En este trabajo he utilizado el paquete de software REST-for-Physics [16], que da soporte a diferentes aspectos de la física de sucesos raros, tales como la adquisición de datos, procesamiento, análisis y simulación. REST-for-Physics consiste en un conjunto de librerías perfectamente integradas con las librerías ROOT [17] del CERN. En concreto, me he centrado en la librería de trazado de rayos axionlib [18],

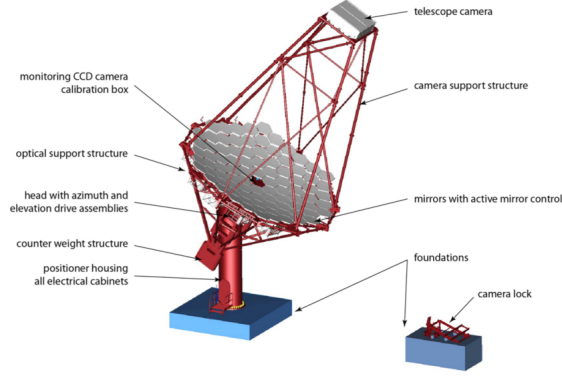


Figura 4.6: Vista general del ensamblaje completo del CTA[11].

que abarca un conjunto de clases C++ diseñadas para simular y analizar eventos a modo de partículas que se propagan dentro de un helioscopio de axiones. El código está compuesto de módulos que permiten describir los diferentes componentes de un helioscopio y que se pueden combinar posteriormente en una cadena de procesamiento para realizar una simulación de trazado de rayos del experimento.

5.1. Trazado de rayos

Dentro de las diferentes componentes implementadas se incluyen los modelos de axiones solares, la descripción del campo magnético, y la óptica, entre otros. La construcción de una simulación Monte Carlo de trazado de rayos dentro de REST-for-Physics requiere dos tipos de clases C++, las clases de *procesado* y las clases de *metadatos*. Como su nombre indica, las clases de procesamiento nos permiten construir una cadena de procesamiento de eventos que describen la geometría del experimento posicionando cada componente, orientación incluida, en un espacio físico (ver Figura 5.1). Por otro lado las clases de *metadatos* nos facilitan la gestión e importación de datos que posteriormente se utilizan en dichos procesos.

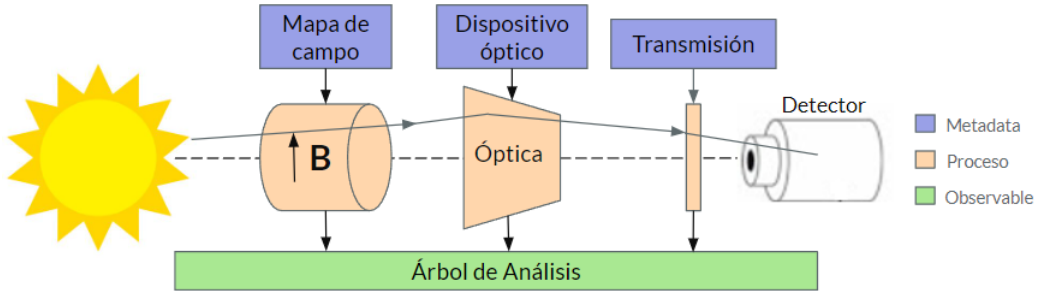


Figura 5.1: Diagrama que presenta la trayectoria del axión a través de las distintas componentes del helioscopio, representados por procesos que propagan la partícula, y las clases de metadatos necesarias por cada proceso en el trazado de rayos.

5.1.1. Descripción de las clases principales

Para entender la arquitectura del sistema de trazado de rayos, es fundamental desglosar los componentes esenciales que nos permiten construir una cadena de procesamiento en REST-for-Physics. Dentro de esos componentes nos encontramos con dos clases principales: *TRestRun* y *TRestProcessRunner*.

La clase *Run*² se encarga de almacenar y centralizar el acceso a las clases de metadatos necesarias por los procesos de una simulación. Por otro lado, *ProcessRunner* es la clase responsable de definir una cadena secuencial de procesos que queremos incluir. Este componente permite configurar y ejecutar los

²A partir de ahora se omitirá el prefijo TRest al referirse a las clases de las librerías de REST-for-Physics.

distintos procesos dentro de un sistema de procesamiento integrado y gestionado por las clases principales de REST-for-Physics.

Dentro de *ProcessRunner*, el usuario puede decidir en cada cadena de procesamiento de eventos qué observables (ramas en terminología ROOT) se añadirán finalmente al árbol de análisis. El árbol de análisis es un objeto ROOT que funciona como una tabla avanzada donde guardamos variables, llamadas observables, que contienen la información de cada evento y que será posteriormente relevante para el análisis final. El usuario es el encargado de decidir que observables se añadirán al árbol (ver Figura 5.1).

Estas instancias en conjunto se encargan de gestionar las clases de metadatos y los procesos, respectivamente. A continuación, se realizará un análisis más profundo de los componentes que he incluido dentro de estas clases para dar a conocer sus funciones y su integración en la arquitectura del sistema.

Instancia Run

La instancia *Run* además de crear una colección de clases de metadatos que podrán ser utilizadas por los procesos con posterioridad, definen información básica de la simulación, tales como el número de ejecución, el tipo de ejecución, una etiqueta identificativa, y el nombre del archivo de salida, entre otros campos.

En la lista siguiente se describen las clases de metadatos que han sido necesarias para la construcción de la cadena de procesamiento, o trazado de rayos. Estas clases de metadatos pertenecen a la librería *axionlib*³.

- *SolarQCDFlux*: Esta clase es responsable de cargar los flujos solares de axiones tabulados, proporcionando una descripción detallada del espectro de energía del flujo solar en función del radio solar. Una vez cargadas las tablas de flujo solar esta clase es capaz de devolver aleatoriamente posiciones y energías de axiones que reproducen el espectro solar según el modelo escogido.
- *MagneticField*: Esta clase facilita la inicialización de mapas de campo magnético y permite evaluar el campo magnético utilizando rutinas de interpolación. Cuando se asocia con la clase *Field*, permite realizar cálculos analíticos relacionados con la conversión de axión a fotón en helioscopios de axiones.
- *BufferGas*: La introducción de un gas en la región de campo magnético permite modificar las ecuaciones de propagación del axión extendiendo la sensibilidad de los helioscopios de axiones a masas mayores de axión. Esta clase define las propiedades del gas, tales como la longitud de absorción o el factor atómico electrónico en función de la energía, necesarios para el cálculo de la probabilidad de conversión en un medio gaseoso. Además, esta clase permite la creación de mezclas de gases arbitrarias con contribuciones específicas a la densidad.
- *TrueWolterOptics*: Permite calcular la trayectoria de reflexión de los rayos X a través de un telescopio Wolter 1. Además devuelve la eficiencia óptica para cada fotón, utilizando la clase *OpticsMirror*, que permite recuperar la reflectividad y transmisión (ambas dependientes de la energía y el ángulo de incidencia) para un espejo multicapa.
- *XrayWindow*: Define una capa con las propiedades físicas necesarias para calcular la transmisión de rayos X, como el grosor y el material de la capa, en función de la energía. Una ventana se construye a partir de la superposición de capas. Cada capa puede incluir mascarar que definen regiones, o patrones, donde la curva de transmisión será efectiva. Esta componente permite construir ventanas con estructuras complejas y calcular la eficiencia de transmisión de fotones a través de ella.

Instancia ProcessRunner

La instancia *ProcessRunner* nos permite definir los procesos que van a permitir la propagación del axión a través de las diferentes componentes de nuestro helioscopio. Los procesos se encargan de propagar el axión en el trazado de rayos, y de añadir dentro del *AnalysisTree* los observables relevantes para el análisis final, tales como la probabilidad de conversión, la eficiencia óptica, o la transmisión en las ventanas.

³En las clases de metadatos pertenecientes a esta librería se omitirá el prefijo *TRestAxion*.

- *GeneratorProcess*: Este proceso se encarga de inicializar los eventos de axiones utilizando la información suministrada por *SolarQCDFlux*. El sol estará colocado a una distancia de 1 U.A., y los axiones se lanzaran hacia un blanco circular extenso que se encuentra por defecto en el origen de coordenadas. El tamaño y posición de este blanco pueden ser modificados a través de la configuración del proceso.
- *FieldPropagationProcess*: Esta clase utiliza los métodos implementados en *Field* para calcular la probabilidad de conversión axión-fotón. Las ecuaciones del movimiento del axión se integran a lo largo de cada trayectoria en un campo magnético no homogéneo (para el caso de BabyIAXO) que será suministrado por la instancia *MagneticField*.
- *OpticsProcess*: Este proceso calcula la reflexión de cada fotón, en función de la energía y el ángulo de incidencia utilizando la clase *TrueWolterOptics*, y modificando su trayectoria.
- *TransmissionProcess*: Este proceso permite construir una ventana a partir de la combinación de capas definidas en un *XrayWindow*. La eficiencia de la ventana para cada fotón se puede añadir al árbol de análisis. Además, es posible crear ventanas de vacío que pueden servir como volúmenes de control.
- *TransportProcess*: Esta clase permite transportar los axiones a posiciones específicas en el eje Z dentro del entorno simulado, con el objetivo de comenzar el siguiente proceso en esa posición z .
- *AnalysisProcess*: Este proceso registra los observables de la energía, posición (X, Y, Z) y la masa de los axiones. Se puede incluir en cualquier parte de la simulación, lo que permite comparar los valores iniciales con los valores posteriores a cada proceso y evaluar los efectos de cada paso en los resultados finales.

6. Simulación de trazado de rayos

En esta sección, realizo una simulación completa del trazado de rayos dentro de BabyIAXO. La cadena de procesamiento que he utilizado se presenta en la Figura 6.1. La cadena comienza con el lanzamiento de axiones en un rango de energías de 0 a 10 keV desde el sol, situado en la posición $(0, 0, -AU)$, hacia un blanco centrado en el $(0, 0, 0)$ de 35 cm de radio, en el cual se encuentra la salida del imán. Utilizaremos el modelo solar con el acoplamiento Primakoff, específicamente el tipo de acoplamiento axión-fotón ($g_{a\gamma}$).

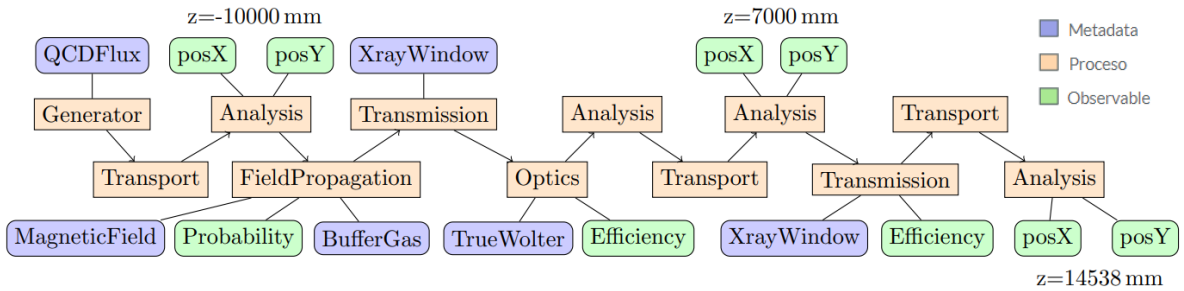


Figura 6.1: Diagrama que ilustra el orden de procesamiento de una simulación de trazado de rayos. Las líneas que unen procesos con clases de metadatos indican la colaboración entre ellos, lo que ayuda a visualizar la interacción y dependencia entre los diferentes pasos del trazado de rayos.

Para medir la distribución de la posición de los eventos a la entrada del campo magnético, los fotones se transportan antes de la entrada del imán, ubicada a una distancia de $z = -10$ m. En este punto, se realiza la primera medición de las posiciones X e Y en el plano Z correspondiente. Los axiones se propagan en el campo magnético, donde se calcula la probabilidad de conversión axión-fotón a través del proceso *FieldPropagation*, teniendo en cuenta las propiedades del campo magnético y del gas. En el caso en el que el gas no este definido, el proceso considera que la propagación ocurre en el vacío. Posteriormente, los fotones convertidos atraviesan la primera ventana de transmisión de 35 cm de radio y colocada al final del imán, centrada en el $(0, 0, 0)$, y que actúa como una variable de control, devolviendo un valor de 1 si el fotón pasa por esta ventana y 0 en caso contrario.

A continuación, la partícula interactúa con el sistema óptico, situado en la posición $z=7$ m. En la simulación he utilizado el diseño del telescopio XMM, de tipo Wolter I, que he descrito en la sección 4.3. Una vez calculado el observable de la eficiencia óptica (*optics_efficiency*) para cada partícula, estas se transportan a la posición $z=14538$ mm, donde se encuentra la focal de la óptica. Volvemos a tomar las medidas de las posiciones X e Y del fotón en el plano focal, donde se encuentra la ventana del detector, cuyas características se han descrito en la sección 4.5. Tras atravesar la ventana y obtener el observable de transmisión (*window_transmission*), se realiza un análisis final para determinar su posición X e Y.

La simulación se ha llevado a cabo utilizando helio gaseoso a una densidad de $2,9836 \times 10^{-10}$ kg/mm³, correspondiente a una masa de axión de 0.351 eV, que se obtiene de la formulación descrita en la Sección 3.2. El mapa de campo magnético empleado ha sido simulado mediante COMSOL Multiphysics®, que se trata de un software de simulación de elementos finitos. El mapa resultante está disponible en la librería axionlib, al igual que las propiedades de la óptica y de la ventana. La simulación ha contemplado 1.000.000 de eventos Monte Carlo.

Para visualizar con mayor claridad y detalle la imagen de los axiones solares medidos en el detector, y para aumentar significativamente la estadística y reproducir la estructura de la óptica (ver Figura 4.3) y la ventana de rayos X (ver Figura 4.5), he optado por realizar varias simulaciones en paralelo. Para ello he utilizado la clase *DataSet* que permite unificar los archivos de las simulaciones que cumplen ciertas condiciones de metadatos, facilitando así la gestión y el análisis de los datos obtenidos. Así como la clase *DataSetPlot* que me ha permitido producir la figura 6.2 donde se muestra la distribución del observable de posición para distintos planos Z en diferentes etapas de la simulación. En total, se han realizado 4 simulaciones paralelas, correspondientes a 4,000,000 de eventos simulados.

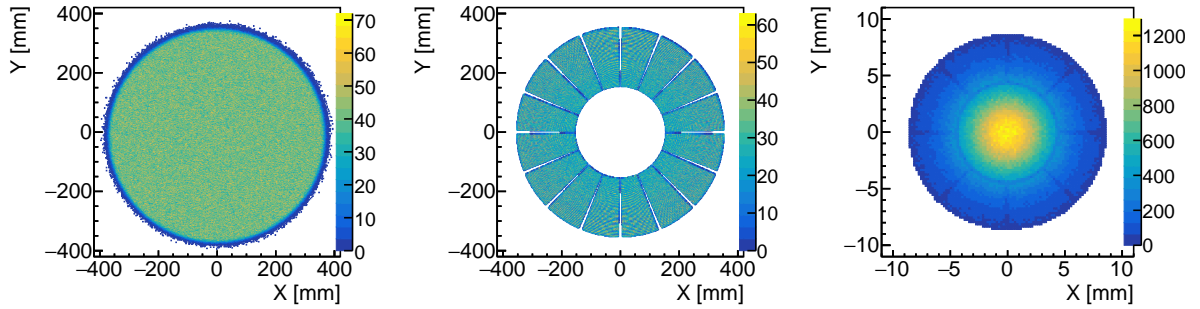


Figura 6.2: Observables de la posición X y posición Y para una simulación de trazado de rayos. Se muestran los resultados para los observables a la entrada del campo magnético (izquierda), salida de la óptica donde se aprecia la estructura de la óptica (centro) y el plano focal donde se observa la forma de la ventana (derecha), respectivamente. Las posiciones z donde se han registrado las distribuciones son las correspondientes a la Figura 6.1.

Además, en una simulación de trazado de rayos, podemos obtener diversos resultados que proporcionan información detallada sobre el comportamiento de los fotones en el experimento BabyIAXO y cómo interactúan con los diferentes componentes. Por ejemplo, podemos analizar la interacción con la óptica y la ventana del detector independientemente (como se aprecia en la Figura 6.3), mostrando la contribución a la eficiencia de cada componente en función de la energía del fotón incidente.

7. Estudio de errores sistemáticos

En esta sección se presentan los diferentes análisis de estudio de errores sistemáticos en distintos escenarios, como la variación de la resolución del mapa magnético, la dirección con la que se lanzan los fotones del sol hacia el imán, o la comparación entre los dos métodos de integración presentes en la clase *Field*, entre otros. Las macros con las que se han obtenido los resultados de sistemáticos e imágenes están subidas en el repositorio GitHub, 2024, Raúl [19].

En todas las simulaciones consideraré el helio como gas para la detección de axiones, a una densidad constante de $2,9836 \times 10^{-10}$ kg/mm³. Sino se especifica lo contrario los fotones serán lanzados con una energía de 4,2 keV en una dirección desde $(-5,5,-11000)$ hasta $(5,-5,11000)$, es decir, en dirección casi paralela al imán. Los mapas de campo magnético y el método de integración para hallar la probabilidad

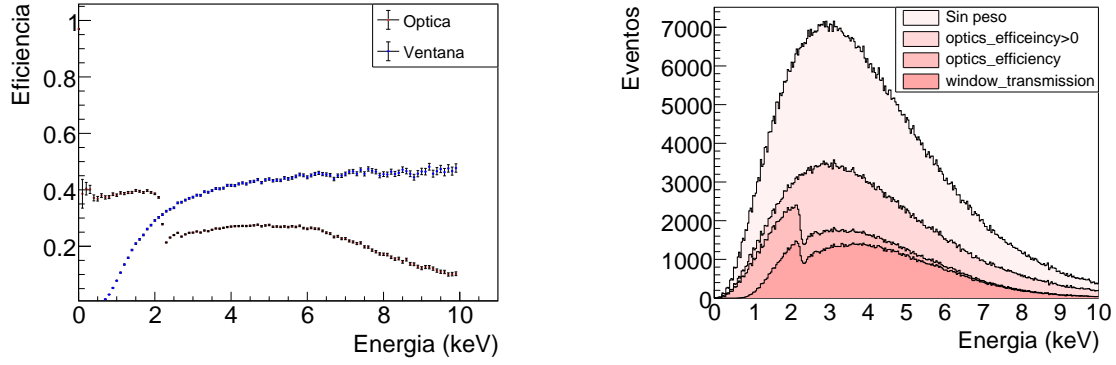


Figura 6.3: A la izquierda, se representa la eficiencia de la óptica y la transmisión de la ventana del detector obtenida a través de la simulación de trazado de rayos. A la derecha, observamos el espectro original de axiones solares (sin peso) y la respuesta acumulativa del espectro después de atravesar la óptica (*optics_efficiency*) y las ventanas (*window_transmission*). En el caso *optics_efficiency* > 0 se representan aquellos fotones que son focalizados, sin llegar a ser pesados por la reflectividad de la óptica.

(ver Ecuación (3.3)) dependerán del estudio a realizar, indicando, en caso necesario, las condiciones del experimento. Se emplearán dos métodos de integración: GSL, que utiliza las bibliotecas GSL para la integración, y estándar, que utiliza el método del trapecio.

7.1. Análisis de mapas

He llevado a cabo un experimento para analizar diferentes mapas de campo magnético que se encuentran disponibles en la librería *axionlib*, los cuales modelan el campo dentro del imán de BabyIAXO en distintas etapas. He considerado dos conjuntos de mapas magnéticos: los mapas de Mentink, que contienen los mapas más actualizados, y los mapas de Bykovskiy.

Los mapas de Mentink incluyen “babyIAXO_2024”, con una precisión de malla de 10 mm en X e Y y 50 mm en Z, definiendo entre -10 y 10 m; y “babyIAXO_2024.cutoff”, este último con un corte entre -6 y 6 m y la misma resolución que el anterior. En cuanto a los mapas Bykovskiy, que comprenden “babyIAXO” y “babyIAXO_HD”, de los años 2019 y 2020, respectivamente, tienen una precisión de malla regular de 50 mm en X, Y y Z para el primero, y de 10 mm en X e Y y 50 mm en Z para el segundo. Los perfiles magnéticos para los campos mencionados se presentan en la Figura 7.1.

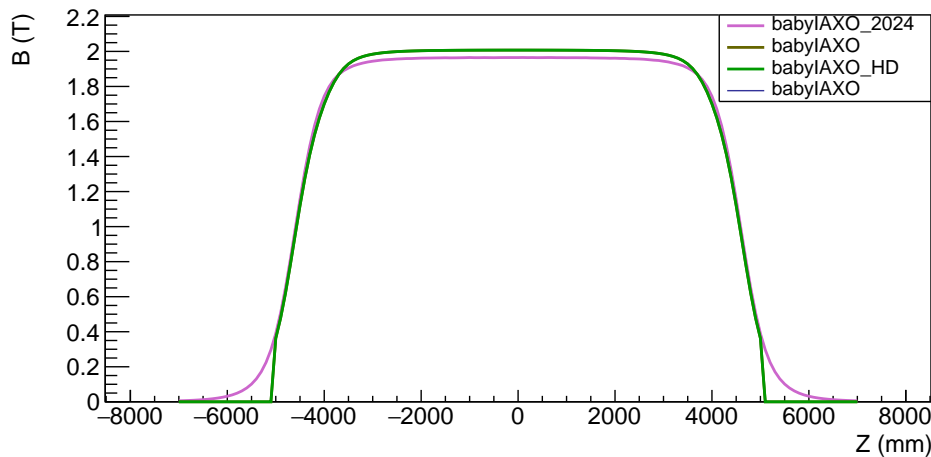


Figura 7.1: Perfiles magnéticos para los mapas de campo considerados. Todos los mapas definen el campo magnético para babyIAXO.

La Figura 7.2 muestra la probabilidad de conversión axión-fotón calculada usando los mapas proporcionados por Bykovskiy y Mentink con el método de integración GSL. Se observa que las discrepancias son mínimas en los mapas de Bykovskiy, mientras que en los de Mentink, las disparidades entre ambos son apreciables. Destacar que los mapas de Mentink, representan el diseño mas reciente del imán (consultar

Sección 4.1). La introducción de un corte artificial tiene un efecto en las probabilidades de conversión, especialmente lejos de la resonancia donde las probabilidades de conversión son mucho menores, mientras que cerca de esta, el valor no se ve afectado por el corte. Por lo tanto, el impacto sobre el resultado final, es decir en el calculo de la sensibilidad, será mínimo.

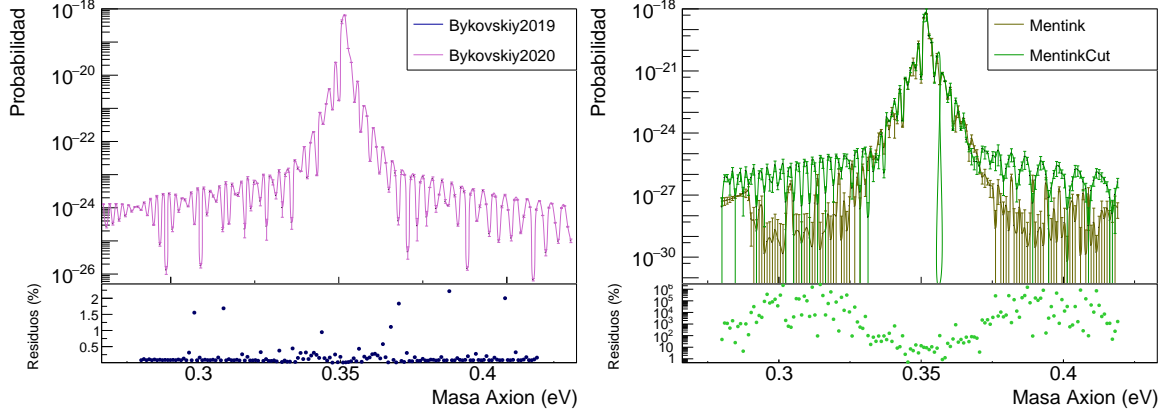


Figura 7.2: Probabilidad de detección para los distintos mapas de campo magnético. Debajo se calcula el valor absoluto en porcentaje de los residuos de probabilidad para los respectivos mapas de campo magnético. A la izquierda los mapas Bykovskiy, a la derecha los mapas Mentink.

7.2. Impacto en la selección de trayectorias

Este estudio investiga si la selección de diferentes trayectorias del axión influye en el cálculo de la probabilidad de detección. El mapa de campo magnético utilizado es “babyIAXO_2024_cutoff”. Para integrar el campo magnético a lo largo de la trayectoria de la partícula se utiliza un elemento diferencial de 10 mm. Dado que el mapa tiene una resolución de 5 cm en el eje Z , se hace uso de la técnica de interpolación para obtener valores precisos del campo magnético en cada punto del cilindro.

Se considerarán varias trayectorias, incluyendo aquellas que cubren la longitud total del imán para simular el camino de los axiones generados por el sol, así como una trayectoria aleatoria que no atraviesa todo el imán (“Fuera”). Este último caso es poco probable en la realidad, ya que el imán se adapta al flujo solar. En este escenario he usado el método de integración estándar. Las trayectorias integradas se representan en la Figura 7.3.

Para demostrar la influencia de las trayectorias, se presentan las probabilidades de conversión para un rango de masas (ver Figura 7.4). Al analizar los residuos, se observa cómo la dependencia de la trayectoria del axión no influye en los resultados. Cuando las trayectorias recorren totalmente el cilindro, las probabilidades apenas difieren entre sí, especialmente cerca de la resonancia, donde la trayectoria tiene

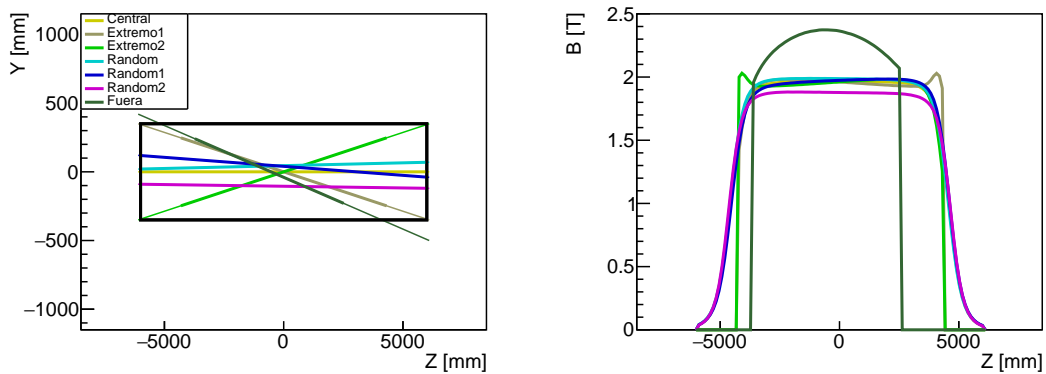


Figura 7.3: A la izquierda se muestran las trayectorias consideradas, y a la derecha, el campo magnético transversal correspondiente a cada trayectoria.

poco efecto. Por otro lado, si un fotón atraviesa en una dirección que no cubre completamente el cilindro, las diferencias en las probabilidades son más pronunciadas fuera de la resonancia, mientras que dentro de ella, las disparidades son mínimas. En la Tabla 7.1 podemos analizar estas diferencias numéricamente, tanto fuera de la resonancia como en la resonancia.

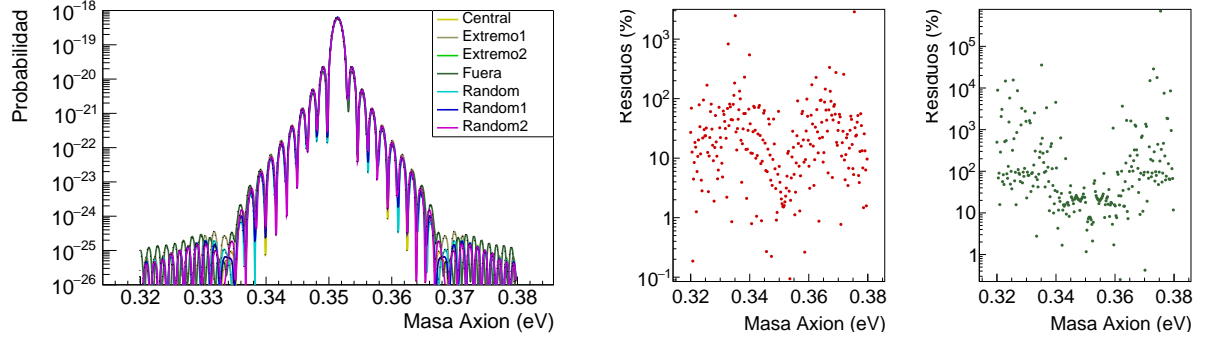


Figura 7.4: A la izquierda se representa la probabilidad para el mapa "babyIAXO_2024_cutoff". A la derecha, los residuos para dos trayectorias con respecto a la trayectoria central, en azul para la trayectoria "Fuera" del cilindro y en verde la trayectoria Random2" que recorre el cilindro en su totalidad.

Dirección	Tiempo (ms)	$\Delta m = 0.01 \text{ eV}$		$\Delta m = 0.351 \text{ eV}$	
		Probabilidad ₁	Tiempo ₁ (μs)	Probabilidad ₂	Tiempo ₂ (μs)
Central	32300	1.4683e-28	1458.7	6.9644e-19	1410.2
Extremo1	23459	3.5434e-24	1467.1	5.9833e-19	1418.6
Extremo2	23713	3.4109e-24	1467.5	5.9721e-19	1432.6
Fuera	17086	1.0685e-25	1458.2	4.2058e-19	1417.8
Random	32869	7.4438e-29	1459.4	7.0747e-19	1410.9
Random1	33021	2.8243e-28	1464.4	6.9869e-19	1418.2
Random2	32946	1.8694e-28	1456.9	6.5224e-19	1412.8

Tabla 7.1: Los subíndices 1 y 2 representan la probabilidad para masas de axión de 0.01 eV (fuera de la resonancia) y 0.351 eV (en la resonancia), respectivamente. El tiempo indica el tiempo de ejecución de la función `TRestAxionField::GetTransversalComponentAlongPath`⁴(tiempo total). Tiempo_{1,2} es el tiempo computacional requerido por la función `TRestAxionField::GammaTransmissionProbability` utilizando integración estándar.

Se observa que para masas lejos de la resonancia, el valor de probabilidad depende significativamente del recorrido que hace el fotón. En contraste, cerca de la resonancia, las diferencias en las probabilidades entre las trayectorias son mínimas. Los valores obtenidos para trayectorias casi paralelas al cilindro son similares, mientras que el tiempo computacional aumenta conforme la trayectoria se vuelve más paralela al cilindro. Esto se debe principalmente al acceso al campo magnético, lo cual es un aspecto en el que se está trabajando para optimizar. El tiempo computacional es proporcional a la longitud del vector; por eso, cuanto mayor sea el recorrido del axión a través del campo, mayor será el tiempo computacional necesario para acceder a este.

Una posible explicación es que las trayectorias que comparten probabilidad son aquellas que recorren el cilindro en su longitud, lo que implica que comparten la misma longitud de coherencia. Por otro lado, las trayectorias con menor probabilidad fuera de la resonancia tienen diferentes longitudes de coherencia en comparación con las anteriores. Esto es consistente con los resultados de la teoría que nos dice que la longitud de coherencia del axión juega un papel crucial en su interacción con el campo magnético y, por ende, en su probabilidad de conversión. He realizado un estudio del cálculo de la probabilidad de axión-fotón a un campo magnético constante de $\vec{B} = 2,0 \text{ T}$ (ver Figura 7.5).

7.3. Análisis del Granulado

Es de esperar que con granulados más precisos, los valores computacionales sean más altos. Sin embargo, ¿tiene un efecto significativo cambiar el granulado y reducir el tiempo computacional en el

⁴Función de la clase `MagneticField` que devuelve el vector de campo magnético a lo largo de una trayectoria elegida.

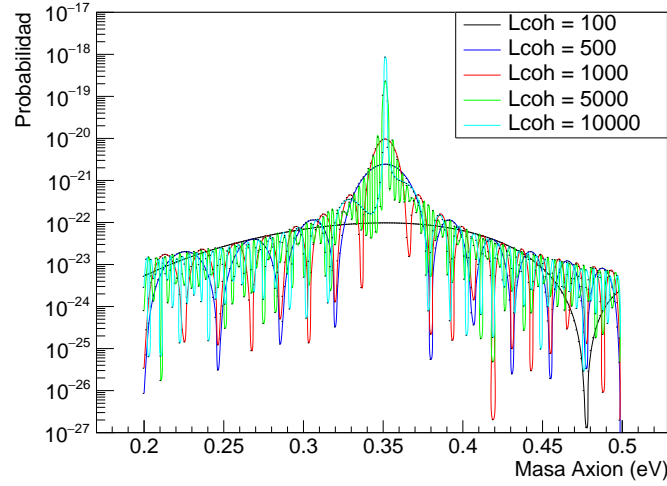


Figura 7.5: Valores de la probabilidad para diferentes longitudes de coherencia.

cálculo de la probabilidad para diferentes masas? ¿O es despreciable?

En este análisis utilizaremos la función “ReMap” de la clase *MagneticField* para ajustar la resolución del granulado del mapa “babyIAXO_2024_cutoff”. Evaluaremos varias resoluciones, incluyendo la original, así como las siguientes: (20,20,100), (30,30,150), (50,50,250), y (100,100,500), donde los valores están dados en milímetros (mm). A medida que la resolución aumenta, se disminuye el uso del proceso de interpolación del campo magnético. Esto significa que en resoluciones más finas, se utiliza más la interpolación, mientras que en resoluciones más gruesas, se reduce o elimina la necesidad de esta. Comenzaremos mostrando cómo cambia la probabilidad de detección según la resolución utilizada, junto con el costo computacional asociado (ver Figura 7.6). Es importante notar que resoluciones más finas implican un mayor tiempo computacional debido a la mayor cantidad de interpolaciones necesarias.

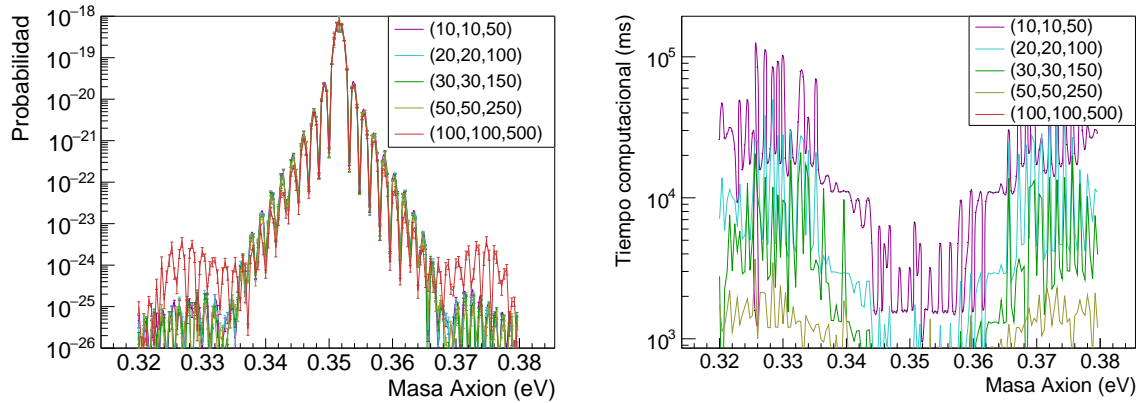


Figura 7.6: La probabilidad de detección de axiones mediante el proceso de integración GSL para diferentes granulados con una precisión en el error de máximo del 25 %. A la derecha, el tiempo computacional en la integración GSL para cada granulado.

Se observa que para granulados con mayor definición, la disparidad de resultados fuera de la resonancia es notable, mientras que conforme nos acercamos a la resonancia, esta diferencia es prácticamente indiferente. En contraste, para granulados con menor precisión, la disparidad se extiende a lo largo de todas las masas.

Debido a que para algunos granulados, ciertos valores de probabilidad y error no pueden obtenerse mediante integración GSL debido a la precisión, se realiza un análisis más profundo para dos puntos de interés: lejos de la resonancia y en la resonancia (ver Tabla 7.2).

Granulado (mm)	Probabilidad ₁	Error ₁	Tiempo ₁ (ms)	Probabilidad ₂	Error ₂	Tiempo ₂ (ms)
(10,10,50)	4.0031e-29	2.4196e-29	23114	6.9774e-19	2.9232e-23	1649
(20,20,100)	2.2147e-28	5.6563e-29	1362	6.9774e-19	7.7911e-22	434
(30,30,150)	2.5029e-28	6.1870e-29	451	6.9727e-19	1.2400e-20	192
(50,50,250)	2.6481e-28	6.4650e-29	226	6.9745e-19	1.7749e-20	147
(100,100,500)	2.9748e-28	5.5298e-29	64	6.9688e-19	1.7754e-20	120

Tabla 7.2: Resultados de la probabilidad de detección de axiones con su error asociado para dos masas de axión. El subíndice 1 indica los resultados para una masa de axión lejos de la resonancia ($m_a = 0,01$ eV), mientras que el subíndice 2 corresponde a los resultados en resonancia ($m_a = 0,351$ eV). Todos los valores de probabilidad y error están dados con una precisión del 0.05 %. Los tiempos representan el costo computacional de la función usando integración GSL.

Al analizar la tabla, observamos que, para masas de axión fuera de la resonancia, la probabilidad de detección aumenta. Aunque estas variaciones son mayores y requieren más tiempo computacional, son despreciables al calcular la sensibilidad en comparación con las cercanas a la resonancia. En contraste, cerca de la resonancia, las probabilidades son consistentes entre diferentes granulados, aunque ofrecen peores resultados en el cálculo del error asociado a la probabilidad de conversión. Dado que el impacto de valores cerca de la resonancia es mucho mayor que lejos de ella, observamos que para mejorar el tiempo computacional, se aceptan valores de granulado mayores al calcular la probabilidad de conversión.

7.4. Análisis interpolación

Para entender el impacto de la interpolación trilineal en el error del calculo de la conversión de probabilidad y el tiempo de computo, he realizado un análisis utilizando el mapa “babyIAXO_2024_cutoff”. En este análisis comparo dos métodos: uno con interpolación activada y otro con interpolación desactivada. Cuando la interpolación está activada, se realiza la interpolación trilineal para obtener valores intermedios, mientras que, en el caso desactivado, se utiliza el valor del campo magnético más cercano evaluado en el archivo de campo magnético. Para ello y debido a que encontré ciertas limitaciones a la hora de desactivar la interpolación en la integración GSL, he utilizado la integración por el método estándar (ver Figura 7.7), con un valor de elemento diferencial para todo el rango de masas de $dl = 1mm$, lo que implica el uso de la interpolación para los tres ejes.

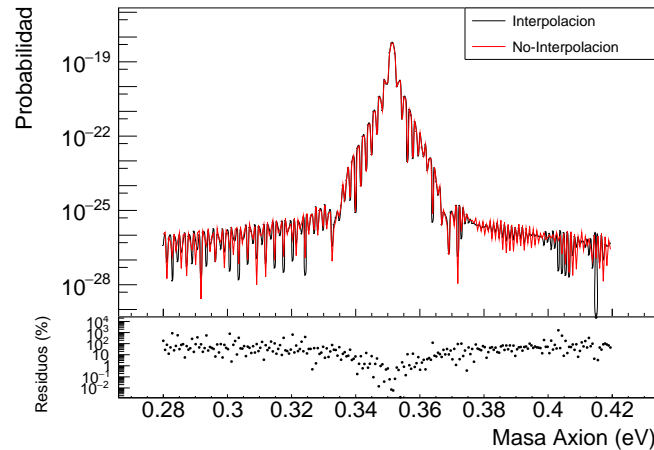


Figura 7.7: Comparación en la probabilidad de conversión para interpolación activada y desactivada. Debajo se presentan los residuos.

En cuanto al tiempo computacional, se observó que ambos métodos son muy similares en términos de tiempo, diferenciándose solo en unas pocas milésimas de segundo, lo que resulta prácticamente despreciable. Sin embargo, al analizar la probabilidad, se observó que a medida que nos alejamos de la masa de resonancia, los resultados entre ambos métodos se vuelven más dispares. Por lo tanto, cobra mayor importancia la interpolación en estas regiones lejanas de la resonancia. Por otro lado, conforme nos acercamos a la resonancia, ambos métodos dan valores muy similares de probabilidad, como se evidencia en la figura de residuos, donde se observa que la disparidad mínima se encuentra en la resonancia.

En resumen, la interpolación trilineal es crucial para obtener valores precisos del campo magnético en regiones donde la resolución del mapa es insuficiente. Esta técnica garantiza resultados más consistentes y confiables, especialmente en áreas lejanas de la masa de resonancia, donde los efectos del campo magnético pueden ser significativos pero difíciles de capturar sin interpolación.

A continuación, se incorporará el uso de la integración mediante las librerías GSL para comparar su desempeño con y sin interpolación (ver Tablas 7.3, 7.4). Este método, cuando la interpolación está desactivada, requiere de un valor de precisión muy alto para que la integral converja para valores cercanos a la resonancia. Por lo tanto, se realizará un análisis de dos puntos esenciales en las mismas condiciones: una masa muy lejos de la resonancia y una en la resonancia.

Para este análisis, se utilizará una precisión del 25 %, es decir, $\text{precisión} = 0,25$.

<i>Interpolación</i>	Integración Estándar		Integración GSL		
	<i>Probabilidad</i>	<i>Tiempo (ms)</i>	<i>Probabilidad</i>	<i>Error</i>	<i>Tiempo (ms)</i>
Activada	2.50661e-28	24.2	2.26575e-28	1.35332e-28	1345
Desactivada	2.09795e-27	24.2	1.74141e-27	3.24838e-28	1347

Tabla 7.3: Resultados para una masa de axión lejos de la resonancia, $m_a = 0,01 \text{ eV}$.

<i>Interpolación</i>	Integración Estándar		Integración GSL		
	<i>Probabilidad</i>	<i>Tiempo (μs)</i>	<i>Probabilidad</i>	<i>Error</i>	<i>Tiempo (ms)</i>
Activada	6.2337e-19	72.4	6.9786e-19	1.85005e-24	4354
Desactivada	6.2345e-19	71.6	6.97484e-19	8.25107e-20	9719

Tabla 7.4: Resultados para una masa de axión en la resonancia, $m_a = 0,351 \text{ eV}$.

Si nos centramos en los resultados obtenidos en la resonancia (tabla 7.4), la activación de la interpolación en la integración GSL mejora la precisión y confiabilidad de los resultados. Esto se evidencia en un menor error en la probabilidad cuando la interpolación esta activada. Además, el valor obtenido con la integración estándar se encuentra dentro del intervalo de confianza definido por la integración GSL, lo que respalda la validez de los resultados. Estos resultados se podrían atribuir principalmente al alto valor de precisión utilizado. Al activar la interpolación en la integración, se admiten valores menores de precisión, lo que conduce a resultados más precisos. Por lo tanto, para valores lejos de la resonancia, donde se requieren precisiones menores, el tiempo computacional aumentaría considerablemente sin mejorar significativamente el resultado.

En términos de tiempo computacional, ambos métodos presentan valores similares. Sin embargo, cerca de la resonancia, se observa que se obtiene un valor con mayor precisión en un tiempo computacional menor.

7.5. Impacto de la precisión en la integración GSL

Este análisis examina cómo la precisión en la integración mediante GSL afecta la estimación de la probabilidad de detección de axiones, junto con el error asociado y el tiempo computacional. Se consideran tres puntos de interés a lo largo del espectro de masas de los axiones: lejos de la resonancia, cerca de ella y en la resonancia (ver Figuras 7.8 ,7.9, 7.10 respectivamente).

Al disminuir la precisión, observamos en la Figura 7.8 que inicialmente un aumento en la probabilidad de conversión hasta alcanzar un máximo, después del cual la probabilidad disminuye hasta estabilizarse en un valor constante. Para el calculo de la sensibilidad ya hemos dicho que los valores alejados de la resonancia son despreciables, por ello, obtener mejores resultados a costa de un mayor tiempo de computación no es significativo. En consecuencia, para valores de masa de axión que se encuentran lejos de la resonancia, el impacto de la precisión es importante. Es más eficiente computacionalmente optar por valores mayores de precisión en estos casos.

Para una masa cercana a la resonancia ($m_a = 0,33 \text{ eV}$, ver Figura 7.9), se observa que la integración GSL no converge para una precisión de valores menor que 0.1. Sin embargo, al aumentar la precisión, la probabilidad aumenta gradualmente, sugiriendo que la convergencia en la integración GSL se logra a partir de cierto umbral de precisión. A medida que nos acercamos a la resonancia, este umbral aumenta significativamente.

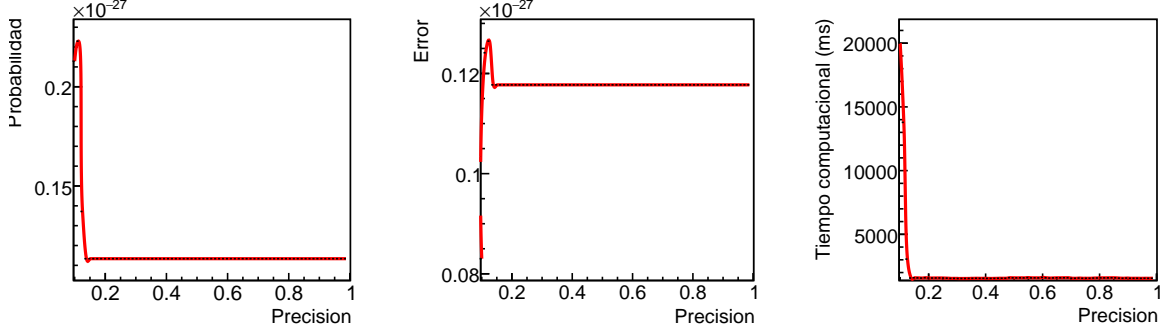


Figura 7.8: Gráfico de la variación de la probabilidad (izquierda), el error (centro) y el tiempo computacional (derecha) con la precisión de la integración GSL para una masa lejos de la resonancia ($m_a = 0,01\text{eV}$).

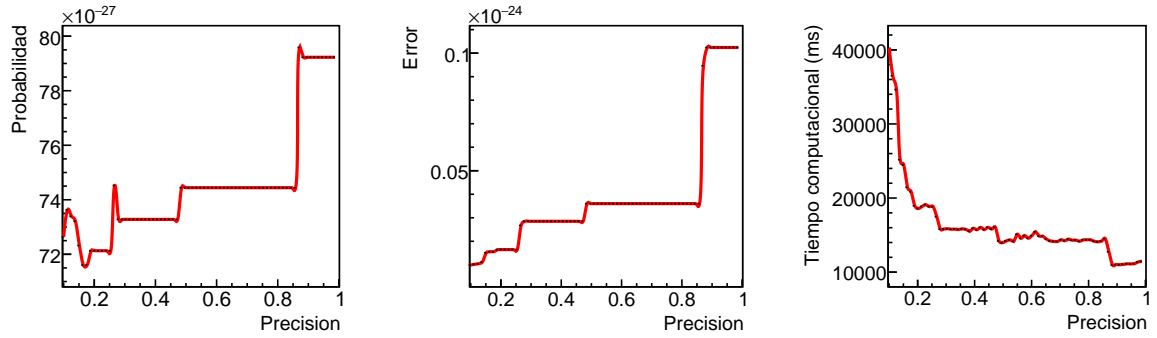


Figura 7.9: Gráfico de la variación de la probabilidad (izquierda), el error (centro) y el tiempo computacional (derecha) con la precisión de la integración GSL para una masa cerca de la resonancia ($m_a = 0,33\text{eV}$).

Para la integración en la resonancia ($m_a = 0,351\text{eV}$, ver Figura 7.10), se observa que la probabilidad y el error se mantienen constantes en todos los niveles de precisión probados. Esto indica que, la precisión de la integración no tiene un impacto discernible en la calidad de los resultados en términos de probabilidad de detección de axiones y el error asociado.

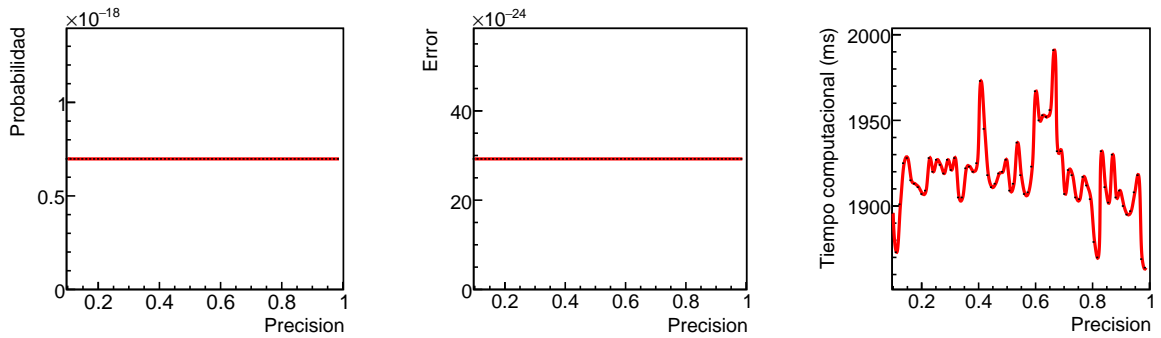


Figura 7.10: Gráfico de la variación de la probabilidad, el error y el tiempo computacional con la precisión de la integración GSL para una masa en la resonancia ($m_a = 0,351\text{eV}$).

7.6. Análisis de integración estándar

Una vez hemos analizado la importancia de ajustar las condiciones en la integración GSL, en esta sección nos centraremos en examinar cómo el elemento diferencial en una trayectoria a lo largo del campo magnético afecta tanto computacionalmente como al valor de la probabilidad de conversión de los axiones, es decir a las condiciones de la integración por el método estándar. Se consideran tres puntos

de interés, como en la sección anterior. Para ello, se realiza un análisis para un rango de elementos diferenciales, tomando en cuenta el tiempo computacional en hallar la probabilidad y el tiempo en definir el vector de campo magnético, que será la principal fuente de tiempo computacional (ver Figura 7.11). El valor de la función en hallar la probabilidad mediante integración estándar puede considerarse insignificante en comparación con el tiempo total, como se ha observado en la Tabla 7.1. El mapa usado es “babyIAXO_2024_cutoff”.

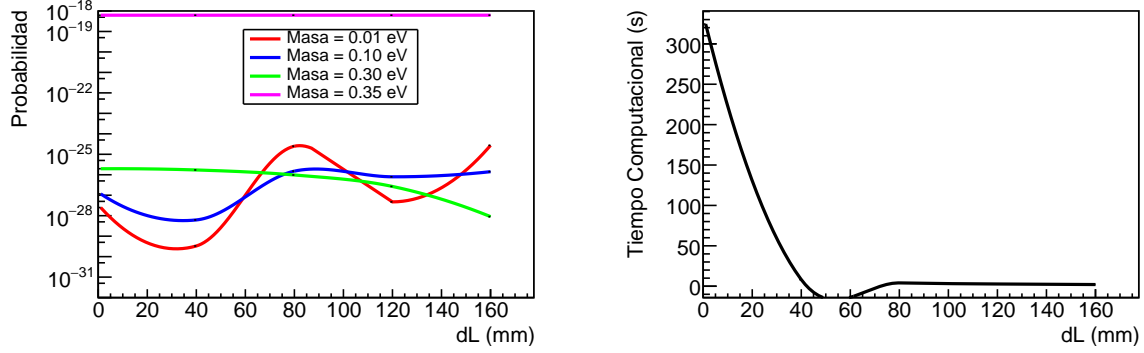


Figura 7.11: A la izquierda se muestra la probabilidad para diferentes masas de axiones. A la derecha el tiempo computacional para diferentes valores de elementos diferenciales.

El tiempo computacional es independiente de la masa y depende únicamente del elemento diferencial escogido. A mayores precisiones del campo magnético, es decir, con elementos diferenciales más pequeños, se obtiene una mayor precisión en la probabilidad de conversión a costa de un mayor tiempo computacional. Este tiempo está determinado por una función en la clase *MagneticField*⁵ donde el tiempo de acceso al campo magnético puede ser hasta 10^6 veces mayor que el tiempo requerido por la rutina de integración, lo que lo hace insignificante incluso para elementos diferenciales pequeños.

Además, observamos que para valores de masa del axión lejos de la resonancia, algunos valores de probabilidad generan picos que pueden dar lugar a cálculos de sensibilidad erróneos y no irrelevantes, como es el caso con $dl = 100$. A medida que nos acercamos a la resonancia, el rango de elementos diferenciales que ofrecen resultados coherentes es mayor. Esto se evidencia en las masas de 0.3 eV, donde el valor de elemento diferencial aceptable puede ser de hasta $dl=40$, y en la masa en resonancia, donde el cálculo de la probabilidad de conversión es independiente del elemento diferencial escogido.

7.7. Análisis de métodos de integración

A continuación se realizará un análisis de los dos tipos de integración utilizados para calcular la probabilidad de conversión de los axiones. Se compararán dos métodos de integración: la integración estándar y la integración mediante el método GSL QAG (Integración Numérica).

Para asegurarnos de que los cálculos se realicen en condiciones equivalentes, se utilizarán los siguientes parámetros: para la integración GSL, se empleará una precisión del 20 %, 100 intervalos y 20 niveles QAWO. Estos dos últimos parámetros en la integral, aumentar o disminuir los valores, he comprobado que no tienen impacto significativo en los resultados, por lo que simplemente usaremos esos valores por defecto. Por otro lado, para la integración estándar se utilizará una longitud diferencial de campo magnético $dl = 10$ mm. Esta elección se basa en la observación previa de que para valores pequeños de dl , no afecta significativamente la probabilidad y es más factible computacionalmente. Los resultados para la probabilidad de conversión para distintas masas se muestran en la Figura 7.12 .

Inicialmente observamos que las discrepancias son más pronunciadas en ambos mapas para valores alejados de la resonancia. Sin embargo, a medida que nos acercamos a la resonancia, los valores se vuelven prácticamente iguales. Si nos enfocamos en los valores cercanos a la resonancia, donde el cálculo de sensibilidad es más importante, observamos que los valores son muy similares, ofreciendo ambos métodos resultados viables. La única diferencia es que el método GSL calcula el error asociado al cálculo de probabilidad. Para valores cercanos a la resonancia, la diferencia entre ambos métodos es cercana al

⁵“TRestAxionMagneticField::GetTransversalComponentAlongPath”

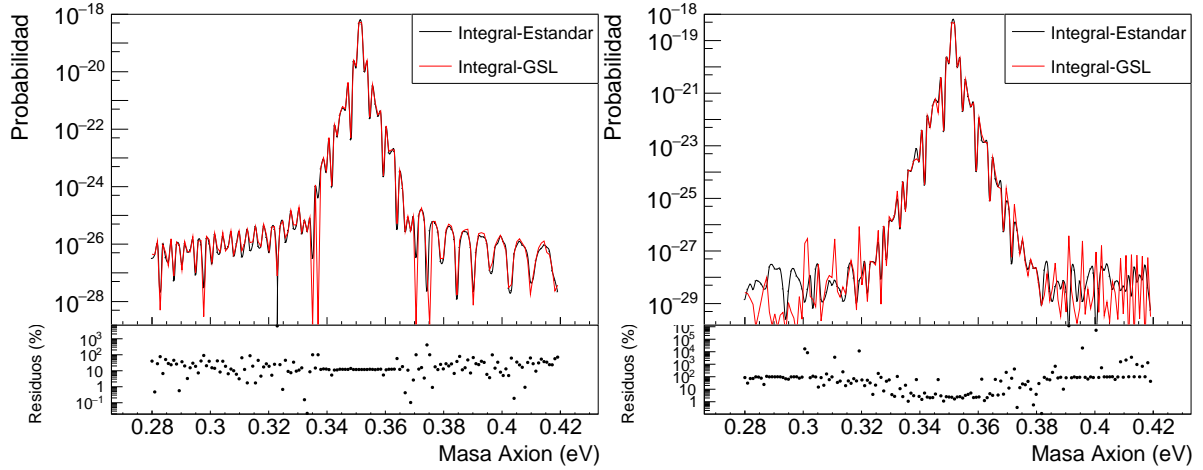


Figura 7.12: A la izquierda, la probabilidad de detección de axiones para el mapa “babyIAXO_2024_cutoff” para un rango de masas del axión para ambas integrales. A la derecha, el mapa “babyIAXO_2024”.

10%, de manera que el valor de la integral estándar entra dentro de las barras de error que ofrece la librería GSL.

Además, es importante considerar el tiempo computacional requerido por cada método de integración. A continuación, analizaremos el tiempo de ejecución para ambos mapas (ver Figura 7.13):

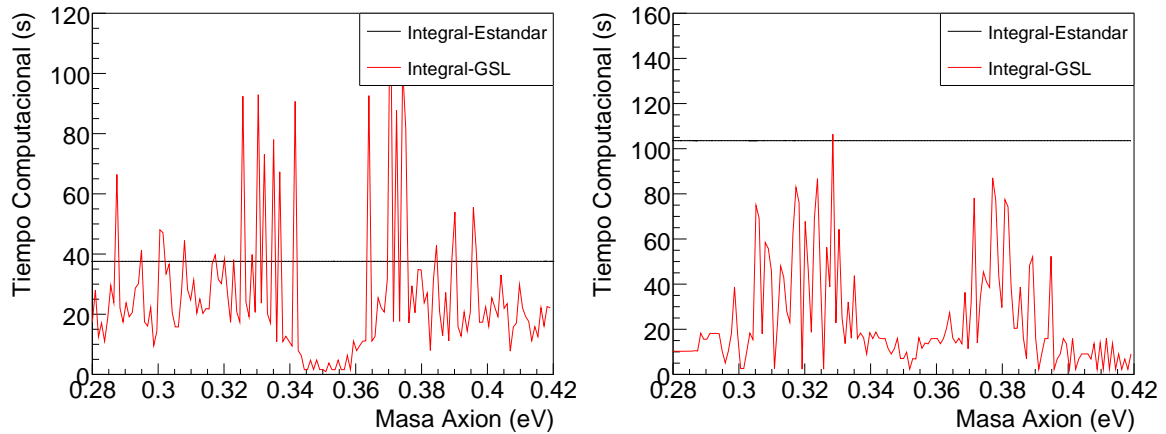


Figura 7.13: A la izquierda el mapa “babyIAXO_2024_cutoff”, a la derecha el mapa “babyIAXO_2024”. Los valores de tiempo para la integración estándar que han sido considerados han sido la suma de el tiempo de integración mas el tiempo de acceso al campo magnético, ver Sección 7.6

Las diferencias en tiempo son debidas a la cantidad de veces que llamamos a el campo magnético, mientras que en la integración estándar, el numero de intervalos en el que dividimos nuestra integral es constante, las librerías GSL funcionan de tal manera que se adaptan a esta función, de manera que las veces que llamamos al campo varia con la masa (ver Ecuación (3.3)). Para valores cercanos a la resonancia, el método GSL es mas eficiente computacionalmente ya que ofrece resultados mas completos.

8. Conclusiones

La detección de axiones y partículas ultraligeras (ALPs) mediante helioscopios representa un avance crucial en la física de partículas. Estas partículas son fundamentales para abordar problemas del modelo actual de partículas, como el problema de simetría de paridad y carga (CP). Los helioscopios de axiones, al detectar axiones solares convertidos en fotones de rayos X en un campo magnético fuerte, no solo

identifican y prueban la existencia de estas partículas, sino que también permitirían resolver el problema CP en interacciones fuertes.

El International Axion Observatory (IAXO) es una propuesta experimental para observar partículas como los axiones. Para garantizar su eficacia a gran escala, se construyen prototipos como el de BabyIAXO. Estos prototipos permiten a los científicos probar y perfeccionar tecnologías y metodologías en un entorno controlado. Una herramienta esencial en este proceso es el “software” REST-for-Physics, integrado con las librerías ROOT del CERN. Este software facilita la simulación y análisis de eventos relacionados con la propagación de partículas en un helioscopio de axiones.

Hemos comentado que uno de los observables que podemos obtener de una simulación de trazado de rayos completa es el valor de la probabilidad de conversión de axión-fotón, y que debido a la complejidad de los resultados de las ecuaciones en un campo no homogéneo, como es el caso de BabyIAXO, es fundamental considerar diversos aspectos de la simulación. Estos factores pueden afectar el tiempo de cálculo de la señal y sensibilidad y deben ser tenidos en cuenta. Nos centraremos únicamente en valores de masa de axión cerca de la resonancia, ya que estos valores son los que más contribuyen a el calculo de la sensibilidad.

El detector de BabyIAXO estará alineado con el flujo solar, y la dirección de los fotones afecta la probabilidad de conversión. Los fotones que atraviesan longitudinalmente el cilindro tienen mayores probabilidades de detección debido a que tienen una mayor longitud de coherencia. Los mapas de campo magnético en axionlib tienen diferentes resoluciones, lo que afecta el tiempo computacional y la precisión. Una menor resolución reduce el tiempo computacional, pero disminuye la precisión fuera de la resonancia. Cerca de la resonancia, la resolución deja de ser relevante. La interpolación lineal mejora los resultados de ambos métodos de integración sin afectar significativamente el tiempo computacional, sobretodo en el método de integración estándar. Al implementar la interpolación el algoritmo GSL permite valores de precisión mayores sin afectar el tiempo computacional cerca de la resonancia.

La integración estándar es más estable en términos de tiempo computacional ya que podemos elegir el elemento diferencial, el cual es directamente proporcional al coste computacional. Mientras que en la integración GSL es mas difícil controlar el tiempo de computación, ya que al pasarle la precisión, es el método el que decide internamente el numero de iteraciones, y por tanto el coste computacional. Además, el método GSL proporciona un error del resultado. Conforme nos acercamos a la resonancia, el tiempo computacional disminuye y la sensibilidad a la precisión se reduce.

Ambos métodos dan resultados similares cerca de la resonancia, con pequeñas discrepancias lejos de ella. La elección de métodos y resoluciones dependerá de las necesidades del experimento, buscando optimizar el tiempo computacional sin comprometer la precisión y coherencia de los resultados, según el valor de la masa de axión y su proximidad a la resonancia.

Referencias

- [1] Francesca Chadha-Day, John Ellis, and David J. E. Marsh. Axion dark matter: What is it and why now?, 2022.
- [2] Francesco D’Eramo, Eleonora Di Valentino, William Giarè, Fazlollah Hajkarim, Alessandro Melchiorri, Olga Mena, Fabrizio Renzi, and Seokhoon Yun. Cosmological bound on the qcd axion mass, redux. <http://dx.doi.org/10.1088/1475-7516/2022/09/022>, September 2022.
- [3] Giovanni Grilli di Cortona, Edward Hardy, Javier Pardo Vega, and Giovanni Villadoro. The qcd axion, precisely. [http://dx.doi.org/10.1007/JHEP01\(2016\)034](http://dx.doi.org/10.1007/JHEP01(2016)034), January 2016.
- [4] Sebastian Hoof, Joerg Jaeckel, and Lennert J. Thormaehlen. Quantifying uncertainties in the solar axion flux and their impact on determining axion model parameters. <http://dx.doi.org/10.1088/1475-7516/2021/09/006>, September 2021.
- [5] K Barth, A Belov, B Beltran, H Bräuninger, J.M Carmona, J.I Collar, T Dafni, M Davenport, L. Di Lella, C Eleftheriadis, J Englhauser, G Fanourakis, E Ferrer-Ribas, H Fischer, J Franz, P Friedrich, J Galán, J.A García, T Gerasis, I Giomataris, S Gninenko, H Gómez, M.D Hasinoff, F.H Heinsius, D.H.H Hoffmann, I.G Irastorza, J Jacoby, K Jakovčić, D Kang, K Königsmann, R Kotthaus, K Koursouris, M Krčmar, M Kuster, B Lakić, A Liolios, A Ljubičić, G Lutz, G Luzón, D.W Miller, T Papaevangelou, M.J Pivovarov, G Raffelt, J Redondo, H Riege, A Rodríguez, J Ruz, I Savvidis, Y Semertzidis, L Stewart, K. Van Bibber, J.D Vieira, J.A Villar, J.K Vogel, L Walckiers, and K Zioutas. Cast constraints on the axion-electron coupling. <http://dx.doi.org/10.1088/1475-7516/2013/05/010>, May 2013.
- [6] Igor Garcia Irastorza. An introduction to axions and their detection. <http://dx.doi.org/10.21468/SciPostPhysLectNotes.45>, March 2022.
- [7] Theopisti Dafni, Ciaran O’Hare, Biljana Lakić, Javier Galan, F. Iguaz, Igor Irastorza, Krešimir Jakovčić, G. Luzón, Javier Redondo, and Elisa Ruiz-Chóliz. Weighing the solar axion. *Physical Review D*, 99, 02 2019.
- [8] T. O’Shea, M. Giannotti, I. G. Irastorza, L. M. Plasencia, J. Redondo, J. Ruz, and J. K. Vogel. Prospects on the detection of solar dark photons by the international axion observatory, 2023.
- [9] Theopisti Dafni, Ciaran A.J. O’Hare, Biljana Lakić, Javier Galán, Francisco J. Iguaz, Igor G. Irastorza, Krešimir Jakovčić, Gloria Luzón, Javier Redondo, and Elisa Ruiz Chóliz. Weighing the solar axion. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.99.035037>, February 2019.
- [10] Javier Redondo and Andreas Ringwald. Light shining through walls. <http://dx.doi.org/10.1080/00107514.2011.563516>, May 2011.
- [11] A. Abeln, K. Altenmüller, S. Argüedas Cuendis, E. Armengaud, D. Attié, S. Aune, S. Basso, L. Bergé, B. Biasuzzi, P. T. C. Borges De Sousa, P. Brun, N. Bykovskiy, D. Calvet, J. M. Carmona, J. F. Castel, S. Cebrián, V. Chernov, F. E. Christensen, M. M. Civitani, C. Cogollos, T. Dafni, A. Derbin, K. Desch, D. Díez, M. Dinter, B. Döbrich, I. Drachnev, A. Dudarev, L. Dumoulin, D. D. M. Ferreira, E. Ferrer-Ribas, I. Fleck, J. Galán, D. Gascón, L. Gastaldo, M. Giannotti, Y. Giomataris, A. Giuliani, S. Gninenko, J. Golm, N. Golubev, L. Hagge, J. Hahn, C. J. Hailey, D. Hengstler, P. L. Henriksen, T. Houdy, R. Iglesias-Marzoa, F. J. Iguaz, I. G. Irastorza, C. Iñiguez, K. Jakovcic, J. Kaminski, B. Kanoute, S. Karstensen, L. Kravchuk, B. Lakic, T. Lasserre, P. Laurent, O. Limousin, A. Lindner, M. Loidl, I. Lomskaya, G. López-Alegre, B. Lubsandorzhiev, K. Ludwig, G. Luzón, C. Malbrunot, C. Margalejo, A. Marin-Franch, S. Marnieros, F. Marutzky, J. Mauricio, Y. Menesguen, M. Mentink, S. Mertens, F. Mescia, J. Miralda-Escudé, H. Mirallas, J. P. Mols, V. Muratova, X. F. Navick, C. Nones, A. Notari, A. Nozik, L. Obis, C. Oriol, F. Orsini, A. Ortiz de Solórzano, S. Oster, H. P. Pais Da Silva, V. Pantuev, T. Papaevangelou, G. Pareschi, K. Perez, O. Pérez, E. Picatoste, M. J. Pivovarov, D. V. Poda, J. Redondo, A. Ringwald, M. Rodrigues, F. Rueda-Teruel, S. Rueda-Teruel, E. Ruiz-Choliz, J. Ruz, E. O. Saemann, J. Salvado, T. Schiffer, S. Schmidt, U. Schneekloth, M. Schott, L. Segui, F. Tavecchio, H. H. J. ten Kate, I. Tkachev, S. Troitsky, D. Unger, E. Unzhakov, N. Ushakov, J. K. Vogel, D. Voronin, A. Weltman, U. Werthenbach, W. Wuensch, and A. Yanes-Díaz. Conceptual design of babyiax, the intermediate stage towards the international axion observatory, 2021.

-
- [12] G Charpak, J Derré, Y Giomataris, and Ph Rebourgeard. Micromegas, a multipurpose gaseous detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 478(1):26–36, 2002. Proceedings of the ninth Int.Conf. on Instrumentation.
- [13] S. Andriamonje et al. Development and performance of Microbulk Micromegas detectors. *JINST*, 5:P02001, 2010.
- [14] J Galán, S Aune, J Carmona, T Dafni, G Fanourakis, E Ferrer Ribas, T Geralis, I Giomataris, H Gómez, F J Iguaz, I G Irastorza, K Kousouris, G Luzón, J Morales, J P Mols, T Papaevangelou, A Rodríguez, J Ruz, A Tomás, and T Vafeiadis. Micromegas detectors in the cast experiment. *Journal of Instrumentation*, 5(01):P01009, jan 2010.
- [15] K. Altenmüller, J. F. Castel, S. Cebrián, T. Dafni, D. Díez-Ibañez, A. Ezquerro, E. Ferrer-Ribas, J. Galan, J. Galindo, J. A. García, A. Giganon, C. Goblin, I. G. Irastorza, C. Loiseau, G. Luzón, X. F. Navick, C. Margalejo, H. Mirallas, L. Obis, A. Ortiz de Solórzano, T. Papaevangelou, O. Pérez, A. Quintana, J. Ruz, and J. K. Vogel. Background discrimination with a micromegas detector prototype and veto system for babyjaxo, 2024.
- [16] Konrad Altenmüller, Susana Cebrián, Theopisti Dafni, David Díez-Ibañez, Javier Galán, Javier Galindo, Juan Antonio García, Igor G. Irastorza, Gloria Luzón, Cristina Margalejo, Hector Mirallas, Luis Obis, Oscar Pérez, Ke Han, Kaixiang Ni, Yann Bedfer, Barbara Biasuzzi, Esther Ferrer-Ribas, Damien Neyret, Thomas Papaevangelou, Cristian Cogollos, and Eduardo Picatoste. Rest-for-physics, a root-based framework for event oriented data analysis and combined monte carlo response. *Computer Physics Communications*, 273:108281, 2022.
- [17] Rene Brun and Fons Rademakers. Root — an object oriented data analysis framework. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 389(1):81–86, 1997. New Computing Techniques in Physics Research V.
- [18] Javier Galan, Johanna von Oy, Kresimir Jakovcic, Francisco Rodríguez Candón, Juan Antonio García, Luis Antonio Obis Aparicio, Sebastian Schmidt, Konrad Altenmüller, Louis Helary, and Tomas Oshea. rest-for-physics/axionlib: v2.3. <https://doi.org/10.5281/zenodo.11110335>, May 2024.
- [19] Raúl Ena. Tfg. <https://github.com/raulena333/TFG>, 2024. Trabajo de Fin de Grado.