



Universidad
Zaragoza



TRABAJO FIN DE GRADO

GRADO EN FÍSICA

Estudio del efecto de los fondos ambientales en la sensibilidad del
experimento BabyIAXO a axiones solares

Autor:

Daniel Mangirón Sisamón

Directores:

Dr. Igor García Irastorza

Luis Antonio Obis Aparicio

Departamento de Física Teórica

Área de Física Atómica, Molecular y Nuclear

Facultad de Ciencias, Universidad de Zaragoza

Junio de 2022

Resumen

En esta memoria se lleva a cabo una introducción teórica sobre la física de axiones (QCD y ALPs), analizando su origen, propiedades y consecuencias de su existencia. También se trata las diferentes estrategias de detección experimentales, centrándose en los helioscopios, en concreto, *IAXO* y su prototipo *BabyIAXO*. *IAXO* será el primer helioscopio de cuarta generación que permita estudiar regiones del espacio de parámetros hasta ahora no alcanzadas con otros experimentos debido a su alta sensibilidad. El objetivo de este trabajo consiste en estudiar un centelleador líquido que permita aprovechar el montaje de *IAXO* para la detección de axiones de supernova. En base a los resultados obtenidos de las simulaciones de este trabajo se establecen las dimensiones y el material (proporción de plomo diluido) que podría presentar el centelleador, así como las condiciones que tendrían que presentar las diferentes estrategias de reducción de fondo de fotones cósmicos. En este caso, las estrategias de reducción de fondo que se tienen en cuenta son: el uso de un blindaje de plomo, estableciendo el grosor del mismo, y establecer un sistema de vetos, determinado el grosor y una energía umbral en los vetos. Para alcanzar el ritmo deseado del centelleador (~ 0.1 Hz), al menos, durante la ventana de emisión de axiones de una supernova será necesario realizar un estudio sobre la topología de los fotones cósmicos en el detector para implementar cortes más sofisticados.

Abstract

The essay proposes a theoretical introduction to the physics of axions (QCD and ALPs), analyzing the emergence, properties and consequences that it could take the existence of this particle. Also, it considers the different experimental detection strategies. Regarding this, it is worth to consider a fourth generation helioscope: IAXO, and its prototype BabyIAXO. For this reason, the purpose of this study is to define the dimensions and materials of a liquid scintillator to detect Supernova axions. In addition, it is taken into account of different background reduction strategies for cosmic photons. It is considered the following ones: the use of a shielding lead and a veto system. It is necessary to get a rhythm approximately zero (~ 0.1 Hz) while the time of axions emission from a Supernova is estimated around 10 seconds. Based on the results obtained by this research, it will be needed to take further observations and discussions considering different restrictions that must be imposed in the veto system, as it could be to make a study of the topology and distribution of the cosmic photons in the detector.

Índice

1. Introducción.....	3
2. Objetivos.....	3
3. Física de axiones: fundamentos teóricos.....	3
3.1. <i>Mecanismo de Peccei-Quinn</i>	4
3.2. <i>Modelos: axión y ALPs</i>	5
3.3. <i>Consecuencias de la existencia del axión</i>	6
3.3.1. <i>Materia oscura</i>	6
3.3.2. <i>Casos astrofísicos donde existe un posible efecto no comprendido.</i>	6
4. Experimentos de detección.....	7
4.1. <i>Helioscopios</i>	8
4.1.1. <i>BabyIAXO e IAXO</i>	9
5. Axiones de Supernova.....	10
6. Framework y análisis.....	11
6.1. <i>REST-for-Physics</i>	12
7. Desarrollo teórico-práctico.	12
7.2 <i>Análisis y resultados.</i>	14
7.3. <i>Estrategias de reducción de fondo.</i>	17
8. Conclusiones.....	23
9. Bibliografía.....	25

1. Introducción.

Actualmente, el Modelo Estándar de la física de partículas (*Standard Model, SM*) es la teoría de campos cuánticos que mejor describe la materia y sus interacciones. Esto se debe a su poder predictivo, ya que las observaciones experimentales encajan satisfactoriamente con los desarrollos teóricos. El último descubrimiento fue el bosón de Higgs, en 2012, que resulta ser responsable de la generación de masa a través de interacciones. De esta forma ha quedado reforzado que el Modelo Estándar no es una teoría completa, de hecho, dista de serlo al existir ciertos fenómenos fundamentales que no es capaz de explicar (interacción gravitatoria, materia oscura, etc.). La comunidad científica se ha visto motivada a desarrollar teorías más allá del Modelo Estándar (*Beyond the Standard Model, BSM*) para explorar nuevas especies de partículas asociadas a simetrías a altas energías como el axión de QCD o ALPs (*Axion Like Particles*) y ofrecer posibles soluciones a los problemas anteriormente mencionados.

En primer lugar, en esta memoria se realizará una búsqueda bibliográfica del axión como una partícula hipotética que surge del mecanismo de Peccei-Quinn como solución al problema Carga-Paridad fuerte que aparece en la teoría de la cromodinámica cuántica. Se describe las propiedades y características de los diferentes modelos de axiones. Además, se menciona el axión como posible solución a problemas cosmológicos y astrofísicos.

Se describe las diferentes estrategias de detección del axión, que son igualmente compatibles para la búsqueda de ALPs. El fenómeno que permite una mayor accesibilidad experimental a la detección de estas partículas es la conversión axión-fotón mediante efecto Primakoff. El experimento *IAXO* (*International AXion Observatory*) es un helioscopio de cuarta generación que presentará la mayor sensibilidad presente hasta la fecha permitiendo alcanzar regiones del espacio parámetros hasta ahora no restringidas por observaciones cosmológicas.

El experimento *IAXO* vendrá precedido por su prototipo *BabyIAXO* con el que se pretende demostrar el potencial que presentará *IAXO*. Este telescopio estará construido para la incorporación de equipo adicional para realización de diferentes experimentos. Es por ello que se pretende desarrollar un centelleador para la detección de axiones de supernova.

2. Objetivos.

La primera parte del trabajo pretende motivar el punto de vista teórico de la existencia del axión, así como mostrar las implicaciones que tendría de ser cierta su existencia.

Posteriormente se menciona las estrategias de detección, centrándose en los helioscopios, en concreto los experimentos de *BabyIAXO* e *IAXO*, para introducir la física de axiones de supernova y el interés que ésta tiene para el desarrollo de nuevas teorías.

El objetivo principal de este trabajo es realizar un estudio de un centelleador para determinar sus dimensiones, materiales y estrategias de reducción de fondo teniendo presente el funcionamiento de la tecnología Liquid-O. Los estudios de las características del detector han sido realizados mediante simulaciones y diseñados de forma que la información obtenida pueda contribuir al diseño del propio centelleador. En particular, se busca obtener una estimación de las dimensiones para presentar eficiencias altas con el menor tamaño posible. Estudiar el nivel de fondo teniendo en cuenta la reducción mediante criterios de umbral, blindaje y sistema de vetos. Realizar este estudio es especialmente importante en el caso de fotones cósmicos de media energía, debido a la relevancia de su contribución y dificultad para reducirlo.

3. Física de axiones: fundamentos teóricos

Una ley física tiene simetría CP cuando es válida al intercambiar cada partícula por su antipartícula e invertir sus coordenadas espaciales. El 'problema CP fuerte' aparece de la teoría de la cromodinámica cuántica (QCD, *Quantum Chromodynamics*) [1]. Es posible añadirse un término $\mathcal{L}_{\bar{\theta}}$ al lagrangiano de

QCD , puesto que se siguen cumpliendo las simetrías correspondientes y toma un valor prácticamente nulo por la compatibilidad de los resultados experimentales:

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

Siendo $G^{a,\eta\nu}$ el campo del gluón, $\tilde{G}_{a,\eta\nu}$ su dual, α_s la constante de acoplamiento fuerte y $\bar{\theta}$ el campo del axión.

El término $\mathcal{L}_{\bar{\theta}}$ es el único que viola la simetría CP , aunque no existen evidencias experimentales de que se haya detectado esta anomalía.

El ángulo $\bar{\theta}$ viene determinado por dos contribuciones no relacionadas. La primera deriva del ángulo característico del vacío QCD y la segunda es la fase común de la matriz de los quarks del SM . Resulta que ambas contribuciones tienen que anularse con una precisión de al menos del orden de 10^{-10} . Por esto resulta ser un problema de ajuste fino.

El parámetro $\bar{\theta}$ permite predecir el momento dipolar eléctrico de los protones y neutrones. Si la simetría CP no se conserva en la interacción fuerte, se predice el momento dipolar eléctrico para el neutrón [2]:

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

De esta forma, estos experimentos [3,4] que determinan el momento dipolar eléctrico de los neutrones imponen una cota muy restrictiva para el valor de $\bar{\theta}$ que controla la violación CP :

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

Por lo tanto, este ajuste fino sugiere la necesidad del desarrollo de nueva física donde la conservación de la simetría CP en la interacción fuerte aparezca de forma más natural [5].

3.1. Mecanismo de Peccei-Quinn

En 1977, Peccei y Quinn propusieron una solución a este problema conocida como mecanismo de Peccei-Quinn. Esta solución postula la existencia de una nueva simetría $U(1)_{PQ}$ global. Esta simetría se rompe de forma espontánea a una escala de energía alta f_a . Como consecuencia, se considera el parámetro $\bar{\theta}$ no como una constante sino como un campo, que puede cambiar su valor. Teniendo esto en cuenta, se le asocia potencial que, de manera natural, tiende a un mínimo de energía donde se cumpla la simetría CP . Como se ha mencionado anteriormente, este valor sería prácticamente nulo, puesto que debe cumplir las observaciones experimentales [6,7,8,9].

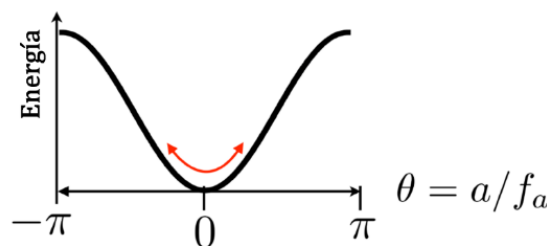


Figura 1: Representación del potencial del campo axiónico. Las oscilaciones entorno a un mínimo implican la existencia de observables, el axión. [10]

La principal consecuencia del mecanismo de Peccei-Quinn es la aparición de una nueva partícula pseudoescalar denominada axión [10]. Esta partícula presentará masa debido a que la simetría $U(1)_{PQ}$ no es completamente exacta y debe romperse debido a una anomalía del color (p. ej., efectos cuánticos). Las propiedades del axión estarán fijadas por la escala de energía f_a [11].

Este mecanismo proporciona una forma de determinar la masa del axi3n mediante su interacci3n con mesones [12]:

$$m_a \simeq \frac{m_\pi f_\pi}{f_a} \frac{\sqrt{m_u m_d}}{m_u + m_d} \quad (4)$$

Donde m_π es la masa del p3n, f_π y f_a la constante de decaimiento del p3n y del axi3n respectivamente, y $m_{d,u}$ la masa de los quarks up y down. Por otro lado, se observa que tanto la masa del axi3n m_a y la constante de acoplamiento $g_{a\gamma\gamma}$ estar3n relacionadas inversamente con f_a [13].

Considerando que la escala de energ3a f_a sea alta, impone que la masa y la constante de acoplo del axi3n sean peque3as. Adem3s, se caracteriza por presentar spin nulo (bos3n) y por ser una part3cula neutra elusiva muy ligera. De esta forma se justificar3a por qu3 todav3a no han sido detectados mediante interacciones con las part3culas descritas en el SM.

La interacci3n m3s relevante para la detecci3n de axiones es su acoplamiento axi3n-fot3n $g_{a\gamma\gamma}$. Este proceso de conversi3n se denomina efecto Primakoff (inverso), d3nde el axi3n, en el seno de campos electromagn3ticos, se convierte en dos fotones (uno de ellos virtual).

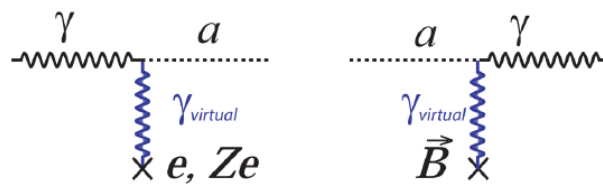


Figura 2: Efecto Primakoff (izquierda) e inverso (derecha) [14]

3.2. Modelos: axi3n y ALPs

Debido a que el SM no es capaz de explicar algunos problemas, como se ha mencionado anteriormente, es necesario la implementaci3n de extensiones que aporten soluciones y el desarrollo de nueva f3sica [9]. Estas extensiones predicen la existencia de un conjunto de part3culas que, principalmente, presentan una probabilidad baja de interacci3n con las part3culas del SM debido a su car3cter elusivo. Entre los diferentes modelos existentes destacamos: *WIMPs* (*Weakly Interacting Massive Particles*) y *WISPs* (*Weakly Interacting Slim Particles*). En primer lugar, los *WIMPs* aparecen como resultado de extensiones de supersimetr3a prediciendo una escala de energ3a de interacci3n del orden de la escala electrod3bil (\sim GeV). A pesar de los experimentos realizados en el *LHC* (*Large Hadron Collider*) no ha habido evidencia que pruebe la existencia de este tipo de part3culas. Y, por otro lado, se encuentran los *WISPs* de las cuales destacaremos el axi3n QCD. El axi3n QCD aparece como resultado del mecanismo de Peccei-Quinn como posible soluci3n al problema CP fuerte. La detecci3n del axi3n QCD implicar3a la existencia de este conjunto de part3culas y una nueva escala de energ3a en la f3sica de part3culas [11,13]. Adem3s, se postula la existencia de part3culas, cuyas propiedades son muy similares a las del axi3n QCD salvo por la relaci3n existente entre la masa y la constante de acoplo [15] con la escala de energ3a, denominadas *ALPs* (*Axion Like Particles*). Para el axiones QCD la relaci3n m_a - $g_{a\gamma\gamma}$ es inversamente proporcional a f_a , mientras que para los *ALPs* estos par3metros son independientes. Por esta raz3n, v3ase Figura 6, la detecci3n de este tipo de part3culas pueda darse en cualquier punto del espacio de par3metros mientras que el axi3n QCD muestra una tendencia lineal debido a la proporcionalidad existente entre m_a - $g_{a\gamma\gamma}$. Los *ALPs* aparecen como un pseudo bos3n de Nambu-Goldstone debido a una ruptura espont3nea de nuevas simetr3as a escalas de energ3a altas [16].

A pesar de las diferencias entre el axi3n QCD y los *ALPs* las estrategias de detecci3n ser3n las mismas debido a que ambas presentan acoplamiento $g_{a\gamma\gamma}$.

Los modelos de axiones, en general, son implementaciones concretas del mecanismo de Peccei-Quinn en el *SM* estudiando los diferentes acoplos entre axión y partículas del *SM* (acoplo a hadrones, leptones, ...) para ofrecer posibles soluciones a problemas astrofísicos y cosmológicos. Entre los modelos existentes destacaremos el modelo *DFSZ* [17,18] y *KSVZ* [19,20]. El modelo *DFSZ*, donde aparecen dos dobletes de Higgs y las partículas que portan la carga PQ son los quarks y leptones del *SM*. Y, el modelo *KSVZ* realiza una hipótesis de la existencia de un nuevo quark pesado, eléctricamente neutro y portador de la carga PQ.

3.3. *Consecuencias de la existencia del axión*

Existen fenómenos cosmológicos y astrofísicos que no pueden explicarse con el *SM* en base a las observaciones realizadas. Estos efectos podrían estar causados por la existencia y el comportamiento de axiones o *ALPs*. Mas adelante se expondrá brevemente dos ejemplos.

3.3.1. Materia oscura

Las observaciones cosmológicas vienen descritas por el Modelo Estándar Cosmológico que, a diferencia del *SM*, incluye dos componentes: la energía oscura, que puede explicarse como una constante cosmológica, y la materia oscura fría, partículas no-relativistas que presentan una probabilidad muy baja de interactuar con las partículas del *SM* y consigo mismas.

Entre los posibles candidatos que conforman la materia oscura fría se encuentran los *WIMPs* (explicado anteriormente en el apartado 4.2.) y el axión. Teóricamente, no queda descartado una posible mezcla entre *WIMPs*-axión, ya que ambos presentan un comportamiento idéntico a escalas cosmológicas y astrofísicas.

Por otro lado, se sugiere que axiones fríos forman un condensado de Bose-Einstein produciendo halos galácticos que presentarían estructuras peculiares que han sido observadas. Esta observación podría aplicarse a cualquier partícula perteneciente a *WISPs*, por lo tanto, el conjunto de estas las partículas conformarían la materia oscura fría [12].

3.3.2. Casos astrofísicos donde existe un posible efecto no comprendido.

Los casos a que a tratar son: el exceso de transparencia del medio intergaláctico por la existencia de grandes poblaciones de fotones de altas energías y el ratio anómalo de enfriamiento de las enanas blancas [12].

La conversión axión-fotón a través del efecto Primakoff, que se mencionará más adelante como el fundamento en el que se basa muchas de las técnicas de detección, puede darse mediante campos magnéticos astrofísicos. Al igual que ocurre las oscilaciones con neutrinos, un flujo de fotones monocromáticos en el seno de campos magnéticos ‘homogéneos’ produce un efecto que puede entenderse como una mezcla entre fotón y axión dando lugar a oscilaciones axión-fotón. En particular, si el campo magnético abarca distancias muy grandes la probabilidad de conversión se verá reforzada por efectos de coherencia si la masa del axión es suficientemente pequeña. Para el caso de fotones de alta energía que recorren distancias muy largas se espera que la población que pueda detectarse en la Tierra sea pequeña por la interacción que pueda darse con fotones de baja energía de la luz extragaláctica de fondo (*low energy photons of the extragalactic background light, EBL*, según la literatura) dando lugar a un par $e^- - e^+$. Como solución a este problema se propone la existencia de *ALPs*/axiones que reducirían de forma efectiva la opacidad del medio para estos fotones [21].

Debido a que los axiones y *ALPs* son partículas ligeras y presentan efectos destacables que vienen dados por las interacciones con fotones, electrones y nucleones tienen una relevancia importante en la evolución de las estrellas. Al igual que ocurre con los neutrinos, estas partículas pueden producirse en el interior de las estrellas, debido a su mínima interacción con la materia que los rodea, y escapar de su interior fácilmente. Por esta razón, estas partículas pueden constituir un mecanismo de drenado de energía muy eficiente que alteraría, en particular, la vida media de las estrellas entre otras

características. Son estas observaciones y consideraciones astrofísicas que se han usado para restringir las propiedades del axión [21].

Las diferentes etapas de la vida de una estrella están asociadas al combustible nuclear que se consume en su interior. Para representar esta evolución se asocia cada etapa a una región denominada, según la literatura, *colour-magnitude diagram* o *Hertzprung-Russel diagram* que muestra la luminosidad y la temperatura en la superficie de la estrella. En particular, las enanas blancas son estrellas relativamente ligeras que se encuentran en sus últimas etapas de vida y donde domina la emisión de Bremsstrahlung permitiendo restringir el valor de g_{ae} . Esta evolución viene precedida por un proceso gravitatorio-térmico, gobernado por emisión de fotones y neutrinos. Para la toma de datos es necesario realizar observaciones muy largas en el tiempo, debido al lento proceso del cambio. Sin embargo, este ratio de cambio aumenta más de lo esperado por los modelos estelares estándar, dando lugar a la existencia de un nuevo canal de enfriamiento y, por tanto, al desarrollo de nueva física [21].

4. Experimentos de detección

Como se han mencionado a lo largo del trabajo, el principio en el que se van a basar los experimentos de detección es el efecto Primakoff, como se muestra en la Figura 2. Este efecto ofrece un amplio abanico de posibilidades entre las que se encuentra producir axiones en un laboratorio o detectar aquellos que hayan sido producidos en estrellas o eventos cosmológicos como supernovas. Existen diferentes técnicas.

Los experimentos llamados *LSTW (Light Shinning Through Walls)* tratan de emitir un fotón, en condiciones muy controladas en un laboratorio (habitualmente por láser), que atraviesa, en primer lugar un imán donde se aplica un intenso campo magnético para que, por efecto Primakoff, se produzcan axiones. Después del primer imán, se introduce una pared opaca para los fotones. Tras la pared se aplica un segundo campo magnético para conversión de axiones a fotones. Como se ha explicado en el ejemplo del apartado 4.3.2., se espera detectar un fotón con la misma energía. Entre los experimentos que han llevado a cabo este tipo de técnica es *ALPs (Axion Like Particles search)* [22].

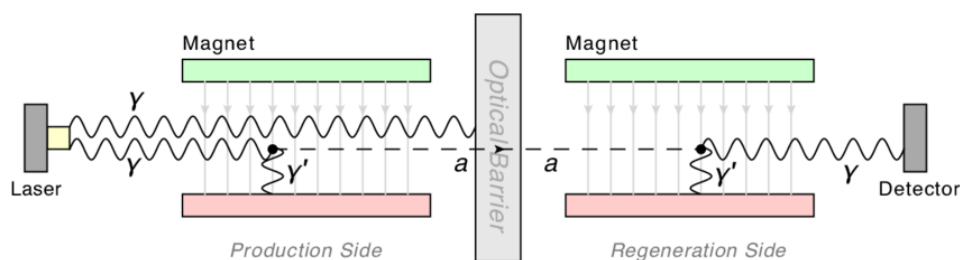


Figura 3: esquema conceptual de un experimento *LSTW* [23].

Los haloscopios tratan de detectar axiones del halo galáctico mediante el efecto Primakoff inverso y asume que la materia oscura fría está compuesta por axiones. Esta técnica utiliza cavidades resonantes, que se encuentran en el seno de potentes campos magnéticos, para la detección de fotones derivados de la conversión de los axiones. Es por esto que la cavidad debe presentar una frecuencia que coincida con la masa del axión y, por lo tanto, también tienen que ser sintonizables para realizar escaneos de rangos muy pequeños de la masa del axión. De los haloscopios fabricados hoy en día, el que mayor sensibilidad ha conseguido en cuanto a la relación m_a - $g_{a\gamma\gamma}$ ha sido *ADMX (Axion Dark Matter Experiment)*, con una masa m_a del orden del $\sim \mu\text{eV}$ [24].

Y, por último, los helioscopios, en los cuales ahondaremos a continuación.

4.1. Helioscopios

Los helioscopios son un tipo de telescopios que apuntan en dirección al Sol con el fin de detectar axiones solares producidos de manera natural. Principalmente se enfoca el Sol por ser la fuente astrofísica más intensa y cercana a la Tierra, pero también está pensado para apuntar otras fuentes naturales como Supernovas, que más adelante se explicará en el apartado 6.

Para llevar a cabo la detección, estos instrumentos se basan en dos principios teóricos: la producción de axiones en el núcleo del Sol mediante el efecto Primakoff y en la reconversión de axiones a fotones de rayos-X de baja energía tras aplicar fuertes campos magnéticos con un imán. A diferencia de los haloscopios, los helioscopios no asumen que la materia oscura sea axiónica. Además, la ventaja que cabe destacar es la señal esperada empleando helioscopios no depende de la masa del axión, permitiendo explorar un rango más amplio del espacio de parámetros [25].

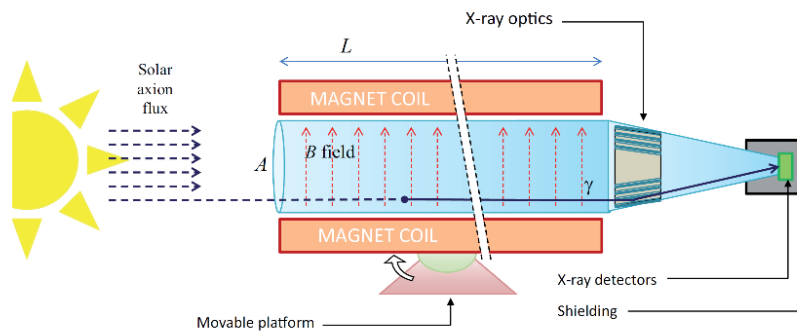


Figura 4: Diagrama conceptual de un helioscopio. [12]

También hay que tener en consideración, no solo el acoplamiento axión-fotón, sino otros canales de producción. En particular los axiones no-hadrónicos, puesto que esta contribución puede ser mayor que el mecanismo de Primakoff [12].

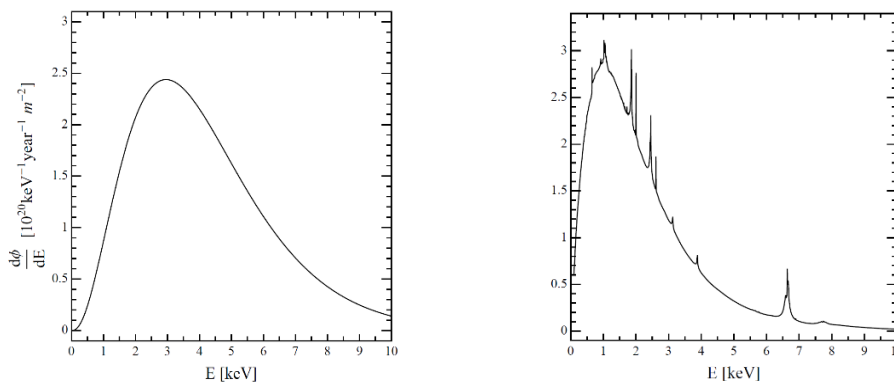


Figura 5: La imagen de la izquierda representa el espectro de axiones solares producidos por efecto Primakoff. Y la imagen de la derecha el mismo espectro de axiones producidos por procesos de recombinación, efecto Compton y Bremsstrahlung [12].

En estos dispositivos solo se considera el efecto Primakoff, a pesar de existir otros canales de producción mayores, por dos razones: la primera, porque mantiene una generalidad más amplia que puede extenderse a la detección de ALPs y la segunda, los límites astrofísicos sobre g_{ae} son muy restrictivos favoreciendo los resultados que pueden obtenerse con $g_{a\gamma\gamma}$. La conversión de axiones solares a fotones es muy poco eficiente. Por esta razón es necesario el uso de campos electromagnéticos intensos, ya que la probabilidad que se dé viene dada por la siguiente expresión [12]:

$$P_{ay} = 2.6 \times 10^{-17} \left(\frac{B}{10 \text{ T}} \right)^2 \left(\frac{L}{10 \text{ m}} \right)^2 (g_{ay} \times 10^{10} \text{ GeV})^2 \mathcal{F} \quad (5)$$

Donde B es el campo magnético, L la longitud del imán y \mathcal{F} cuantifica la coherencia del proceso. El factor \mathcal{F} viene determinado por [12]:

$$\mathcal{F} = \frac{2(1 - \cos qL)}{(qL)^2} \quad (6)$$

El término q es el momento transferido.

Mantener la coherencia \mathcal{F} en el experimento es realmente importante para alcanzar una buena sensibilidad. Dado que el axi3n es una part3cula muy poco masiva implica que las ondas resultantes de la conversi3n puedan no estar en fase a una cierta longitud L . La coherencia se mantendr3 ($\mathcal{F} \simeq 1$) siempre y cuando $qL \ll 1$. Para el caso de los axiones solares con una masa menor a 10^{-2} eV se ha estimado que esto ocurre para longitudes ~ 10 metros. Para valores de masa mayores \mathcal{F} decrece, luego tambi3n la sensibilidad del experimento. Una forma de mitigar la p3rdida coherencia es introduciendo un gas amortiguador en el dispositivo para otorgar una masa efectiva al fot3n, $m_{\gamma} = w_p$ (siendo w_p la frecuencia del plasma del gas). De esta forma permite al experimento cambiar de forma sistem3tica la masa del fot3n, variando la presi3n del gas, y aumentar la sensibilidad para valores de masa mayores [12].

4.1.1. *BabyIAXO* e *IAXO*

Hasta ahora, todos los helioscopios han sido construidos con imanes reciclados de otros experimentos. *IAXO* es un proyecto internacional que trata de construir el primer helioscopio de cuarta generaci3n dotado de un im3n fabricado en concreto para este experimento. Se espera mejorar la sensibilidad al menos un orden de magnitud y que permita explorar regiones del espacio de par3metros hasta ahora no excluidos por restricciones astrof3sicas [12, 26]. V3ase la Figura 6.

Antes de que diera comienzo el desarrollo de *IAXO*, se acord3 la construcci3n de un prototipo denominado *BabyIAXO* [27] que aportar3 nuevos resultados al igual que har3 *IAXO*. Esto permitir3 realizar optimizaciones del proyecto final y resoluci3n de problemas de ingeniera que puedan ocurrir, como el montaje de la plataforma sobre la que se depositar3 *IAXO*. Adem3s, se pretende aprovechar en mayor medida este montaje previo [28].

IAXO seguir3 el esquema de un helioscopio conceptual [Figura 4]. Estar3 compuesto por un im3n con geometr3a toroidal superconductor. Este dise3o va enfocado a obtener una mayor secci3n transversal, es decir, una mayor sensibilidad. Dentro del im3n se encuentra la regi3n de conversi3n, consistente en 8 agujeros cil3ndricos de 20 metros de largo y 60 cm de di3metro con un campo magn3tico de 2.5 Teslas. Cada tubo dispondr3 de una 3ptica de rayos-X capaz de focalizar los fotones, resultantes de la conversi3n, sobre una superficie en torno a 0.2 cm^2 . El objetivo de aplicar esta 3ptica de rayos-X es para reducir en el tama3o del detector y, por tanto, el ruido de fondo obteniendo detectores m3s sensibles a la se3al que se desea detectar. Adem3s, *IAXO* estar3 construido sobre una plataforma m3vil que ser3 capaz de enfocar el Sol durante 12 horas al d3a.

Para cuantificar el potencial que presentar3 *IAXO* se define la figura de merit3 (*FOM*) sobre todas las componentes que contribuyen a la sensibilidad del experimento. Este t3rmino viene dado por la siguiente expresi3n [12]:

$$f \equiv f_M f_{DO} f_T \quad (7)$$

Se ha factorizado la figura de mérito de forma explícita para identificar las contribuciones de los diferentes parámetros experimentales: imanes, detectores y óptica, y seguimiento (tiempo efectivo de la duración del experimento) [12].

$$f_M = B^2 L^2 A \quad f_{DO} = \frac{\varepsilon_d \varepsilon_o}{\sqrt{ba}} \quad f_T = \sqrt{\varepsilon_t t} \quad (8)$$

Donde B es el campo magnético, L la longitud del imán y A la sección transversal. Para el segundo factor, ε_d es la eficiencia del detector (de rayos-X de bajo fondo), ε_o la eficiencia del enfoque de la óptica (se asume que óptica cubre el área entera A), a el área total del punto de enfoque y b una constante de normalización. Y, por último, ε_t representa la eficiencia de la toma de datos (la fracción de tiempo que el imán es capaz de enfocar el Sol) y t el tiempo de duración del experimento [12].

Cabe mencionar que *IAXO* está pensado para incorporación de equipo adicional para la realización de diferentes experimentos. Es por ello que en este trabajo va a centrarse en el desarrollo de un centelleador para la detección de axiones de supernova.

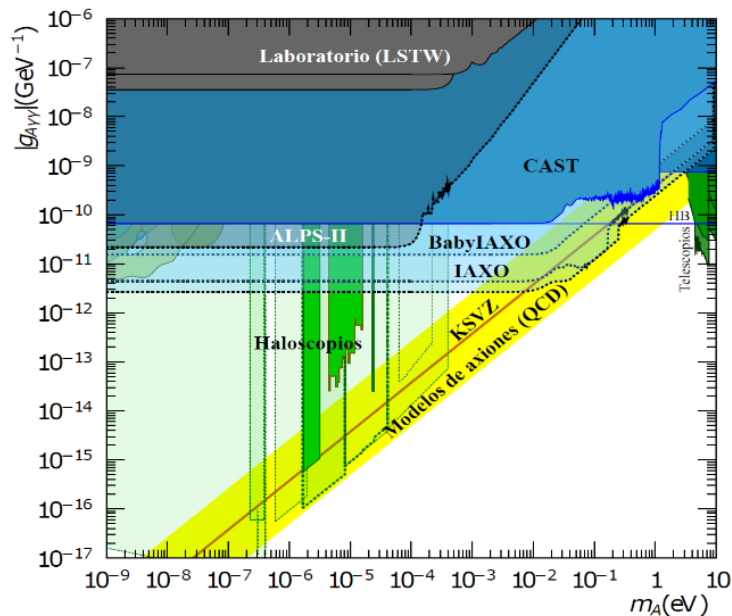


Figura 6: Diagrama de espacio de parámetros donde puede apreciarse tres colores (gris, azul y verde) correspondientes a las diferentes estrategias de detección. La diagonal amarilla restringe los axiones *QCD* debido a la relación proporcional entre la constante de acoplamiento y masa.

Las zonas sólidas son resultados experimentales obtenidos, mientras que las zonas transparentes son estimaciones a las que se espera llegar (con *BabyIAXO* e *IAXO*).

Las zonas en las que $g_{a\gamma\gamma}$ se mantiene constante independientemente de la masa se debe a la existencia de coherencia. A partir de un cierto valor de masa esta coherencia puede perderse. Esto implica que la conversión axión-fotón no conserva la energía ni el momento y supondría una mayor dificultad de detectarlo. [29]

5. Axiones de Supernova

Se concibe *IAXO* como un experimento que sirva, no solo para la detección de axiones solares, también para la detección de axiones producidos por otros fenómenos astrofísicos como enanas blancas, gigantes rojos o supernovas. Se estima que el candidato más prometedor son las supernovas por la inmensa cantidad de luminosidad axiónica que es capaz de emitir en un tiempo muy reducido durante la explosión. A continuación, se explicará la adaptación de un helioscopio para llevar a cabo este tipo de experimento [30].

Un helioscopio convencional no sirve para la detección de axiones de supernova sin la instalación de un equipo apropiado. Esto se debe a que estos axiones presenten una energía en torno a $10 -$

100 MeV, lo que implica una conversión a fotones con una longitud de onda en el rango de los rayos- γ . Será necesario implementar un detector de rayos- γ . Se propone la instalación del detector como se muestra en la Figura 7.

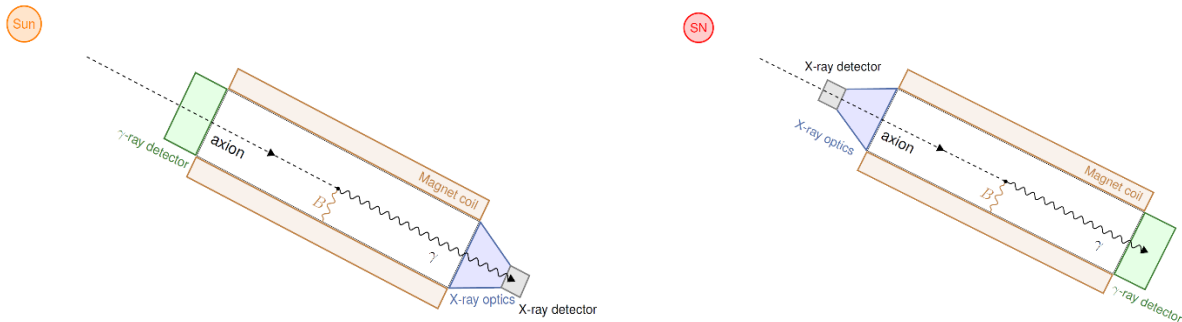


Figura 7: Esquema conceptual de la instalación del detector de rayos- γ (caja verde). Detección de axiones solares (izquierda) y la detección de axiones de supernova (derecha). [30]

Esta configuración está diseñada para el aprovechamiento de los helioscopios con la mínima modificación.

Se propone la instalación del detector de rayos- γ al otro lado de donde se encuentre el detector de rayos-X de bajo fondo. De esta forma, el helioscopio podrá funcionar durante su tiempo de operación. En el momento en el que ocurra el colapso del núcleo de una supernova, un gran flujo de neutrinos será emitido justo antes de la eminente explosión presentando energías en torno 1 – 2 MeV. El helioscopio tratará de enfocar la supernova con el detector de rayos- γ . [30]

Para llevar a cabo el cálculo del flujo de neutrinos será necesario el uso de un sistema denominado *SNEWS (Supernova Early Warning System)*. Este dispositivo permitirá localizar la fuente de emisión en el cielo, siempre y cuando este evento se dé suficientemente cerca de la Tierra ($\lesssim 1$ kpc). Para hacer esto posible se hará uso de centelleadores líquidos, como *JUNO*, capaces de reconstruir la trayectoria de los anti-neutrinos basándose en la desintegración- β inversa.

A continuación, se muestra el espectro de axiones de supernova recogida en la literatura [31]:

$$\frac{dN_a}{dE} = C \cdot \left(\frac{E}{E_0}\right)^\beta e^{\left(-\frac{(\beta+1)E}{E_0}\right)} \quad (9)$$

Donde C es una constante de normalización, E la energía, E_0 la energía media y el índice β (en particular, $\beta = 2$ correspondería a un espectro térmico perfecto de partículas ultrarelativistas).

La finalidad de detectar axiones de supernova está fuertemente motivado por el desarrollo de nueva física que permita realizar estudios sobre supernovas y de axiones/*ALPs* [30].

6. Framework y análisis

Para la realización de este trabajo se ha utilizado *REST-for-Physics (Rare Event Searches Toolkit for Physics)* [32]. *REST* es un *framework* que provee de herramientas de adquisición y análisis de datos, simulación y respuesta de detectores (experimentos de física de partículas). Surgió como una necesidad para cubrir ciertas necesidades para experimentos de neutrinos y materia oscura. Ahora, el desarrollo de *REST* está, principalmente, motivado con ofrecer un *framework* público común otorgando la posibilidad de distribuir datos experimentales y quedar almacenados en una sola plataforma. Cabe mencionar que *REST* emergió en un ámbito puramente académico, luego, no solo está enfocado a expertos en computación, sino que también es accesible para personas con cierto conocimiento en algoritmia y comprensión de su contexto físico (universitarios, ...). Además, el potencial de esta herramienta reside en: la capacidad de realizar análisis con el método Monte Carlo o datos

experimentales, o la combinación de ambos, es decir, puede hacerse una comparación teórica-experimental insitu conforme se va realizando el análisis de datos. Y en la integración de paquetes simulación, como *Geant4* [33], para explotar las mejores características de este tipo herramientas.

6.1. *REST-for-Physics*

REST está integrado con *ROOT*, un programa de análisis desarrollado por el *CERN*, permitiendo realizar análisis de las simulaciones realizadas con *Geant4* [33].

Para poder conocer el funcionamiento de esta herramienta, cabe destacar sus elementos básicos:

- *Event class*, es una clase que encapsula toda la información relacionada con los eventos dados en una simulación. Define parámetros en común, es decir, propiedades específicas de esta clase como métodos, el tiempo requerido o la identificación del evento. Es importante remarcar que existe una distinción entre los datos de un evento (*evento data*), que aportan el contenido particular de un evento específico (*specific event*) y el tipo de evento (*event type*) que define la estructura/forma del evento específico.
- *Metadata class* sirve como un contenedor de información en el que se almacena datos relevantes como la descripción de las condiciones de simulación realizadas en *restG4* o para guardar datos específicos para un posterior análisis. La información que se considera *metadata* es aquella que se requiere para otorgar un significado a cualquier *specific event data*. Esta clase puede inicializarse a través de un fichero *XML (Extensible Markup Language)*.
- *Event process class* define el protocolo del evento, es decir, permite la conexión entre diferentes implementaciones de los procesos de eventos específicos. Esta clase hereda de *metadata class*, ya que habitualmente es necesario definir ciertos parámetros de entrada para controlar el comportamiento de los procesos.

La filosofía de *REST* [32] trata de que el usuario sea capaz de definir una *metadata class* donde se recoja un conjunto de datos para su posterior análisis. Por ello, una vez revisados estos elementos, se va profundizar en una de las librerías que se ha usado en este trabajo, *geant4 library*. Las simulaciones realizadas con *geant4* consisten en el transporte de partículas y para llevarlas a cabo es necesario un fichero *rml*, donde este describe la simulación y como resultado de su ejecución se generará un archivo *root*, y un fichero *GDML* que contendrá la geometría del detector. A continuación, se va a explicar la estructura, en la que una simulación *geant4*, almacena la información:

- **Evento:** una simulación se compone de un conjunto de eventos independientes. Cada evento se corresponde a un suceso primario y solo se recoge aquellos eventos que cumpla unas condiciones impuestas por el usuario.
- **Traza:** cada evento contiene una o varias trazas. Cada una de ellas corresponde a una partícula. Entre la información que almacena este objeto se destaca la energía depositada, ya que describe propiedades comunes de un conjunto de *hits*.
- **Hit/Step:** son los depósitos de energía puntuales que se dan a lo largo de una traza. Contiene información de la cantidad de energía depositada, posición en la que se ha producido, el nombre del proceso, la energía cinética, el volumen, ...

Es por estas características, descritas en este apartado, que se va a utilizar *REST-for-Physics* para el desarrollo de este trabajo.

7. Desarrollo teórico-práctico.

De acuerdo con la finalidad de este trabajo se propone un detector masivo basado en un centelleador líquido para la detección de fotones que provengan de la conversión axi3n-fot3n precedido por el efecto Primakoff.

Los parámetros en los que se centra este estudio son, por un lado, las dimensiones del centelleador definiendo: x como la anchura, y como la altura y z como la longitud. El material usado es BC408 sólido (H:C Ratio 1.104). Se ha escogido este material por representar un estándar entre los diferentes centelleadores [34]. Así mismo cuenta con diferentes porcentajes de plomo diluido homogéneamente.

La distribución de energía usada para simular el espectro de axiones de supernova viene dada por la siguiente fórmula [31]:

$$\frac{dN}{dE} = C \left(\frac{E}{103.2 \text{ MeV}} \right)^{2.2} e^{-(2.2+1)\left(\frac{E}{103.2 \text{ MeV}}\right)} \quad (10)$$

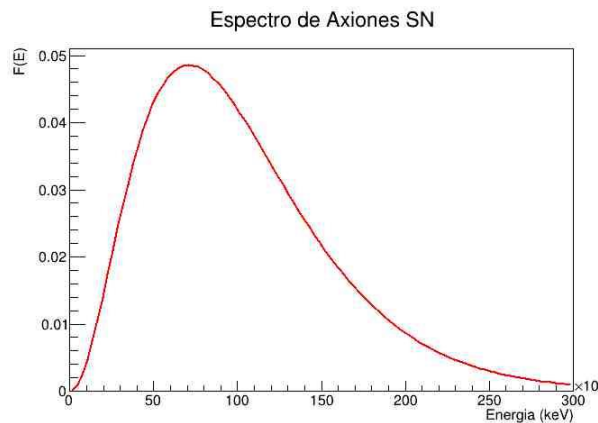


Figura 8: Espectro de axiones de supernova.

7.1 Simulaciones.

Para el desarrollo técnico del trabajo se ha realizado simulaciones utilizando *REST-for-physics*. En todas ellas se ha partido de un detector sobredimensionado y, como se ha mencionado anteriormente, con el espectro de axiones de supernova (Fórmula 10).

En cada simulación se lanzan fotones desde una superficie circular, cuyo radio coincide con el diámetro del imán de *BabyAXO* (35 cm), que llega al detector donde se registrarán 50000 eventos. Debido al tiempo computacional requerido para cada simulación, se concluye el número de eventos es suficiente como para realizar un posterior análisis que no presente un error estadístico muy relevante.

Las dimensiones del detector son: 500 cm de largo (z), 150 cm de ancho y alto (x e y). Los porcentajes de plomo considerados serán desde el 0% (como referencia) hasta el 50%.

La metodología que se ha implementado en este estudio ha sido realizar un análisis en el cual se van imponiendo restricciones a las dimensiones del detector midiendo la energía total depositada en el volumen sensible del mismo. De esta forma se busca acotar su dimensión y visualizar los efectos de borde. Todos los análisis se realizan para diferentes porcentajes de plomo.

La adquisición de datos se realiza a partir de ficheros *root* que se generan al ejecutar el fichero *gdml* (apartado 7). Se genera un fichero *pickle* (utilizando *Python*) en el que se guarda los observables que se requieren para realizar el estudio.

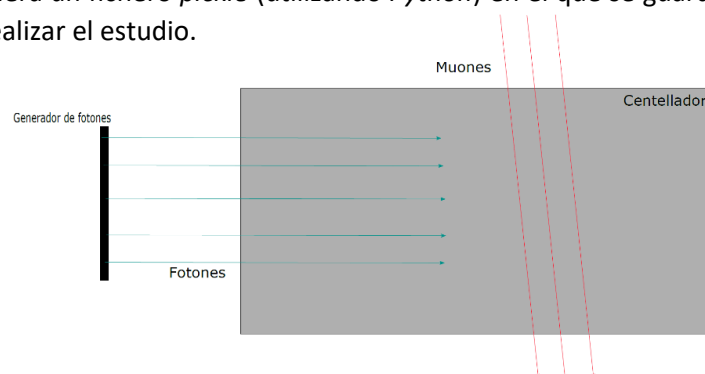


Figura 9: Esquema conceptual de las simulaciones.

A continuación, se mostrará un conjunto de figuras en las que puede visualizarse la forma que presenta un evento dentro del detector con el conjunto de hits asociado pesado con la energía para diferenciar en qué punto se ha depositado la mayor cantidad de energía. Esto permite analizar la topología de los sucesos, es decir, observar cómo se distribuye la cascada electromagnética precedida por un fotón a lo largo y ancho del detector.

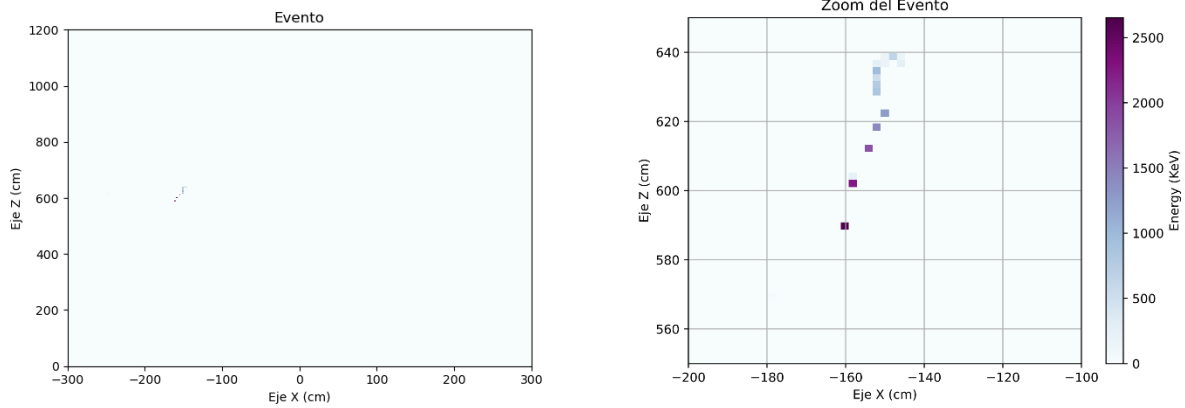


Figura 10: Muestra del conjunto de hits que se da en un evento. Los mayores depósitos de energía en el volumen sensible del centelleador se dan en los puntos que presentan un color más oscuro. En este caso, este fotón se ha lanzado desde una superficie circular, la cual representa el diámetro del imán de *BabyAXO*.

7.2 Análisis y resultados.

En primer lugar, se trata de justificar el uso de plomo en el centelleador de BC408. La razón de incorporar este elemento es para que los fotones de muy alta energía provenientes de los axiones, que surgen del efecto Primakoff inverso, para reducir el rango de los fotones en el medio, y por tanto se contenga el suceso en un menor tamaño del detector.

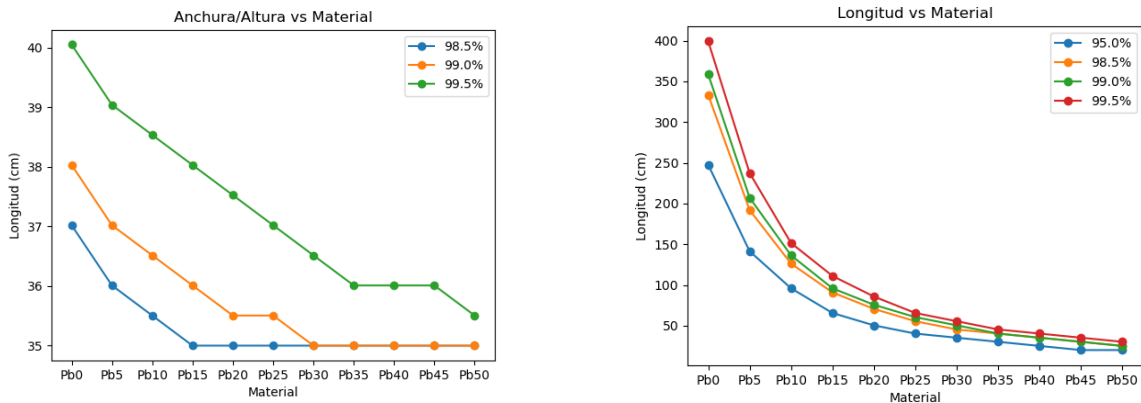


Figura 11: Representan las dimensiones del centelleador frente a los diferentes materiales (diferentes porcentajes de plomo en masa que presenta el centelleador) para una eficiencia dada.*

Se observa en la Figura 11 una familia de curvas, cada una correspondiente a una eficiencia concreta. Entiéndase eficiencia como la capacidad que presenta el centelleador de contener y detectar toda la energía de un fotón incidente.

Dado que las dimensiones del detector son grandes, pudiendo considerar un detector infinito, presenta una eficiencia prácticamente del 100% independientemente del material. A pesar de ello, se comprueba que el material es significativamente importante para limitar la dimensión del centelleador. Así, se demuestra que a mayor porcentaje de plomo presente el detector, menor serán sus dimensiones manteniendo valores de eficiencia altos.

*Nota: Los errores estadísticos de las gráficas de la Figura 11 son despreciables bajo la suposición de una distribución poissoniana.

		%Pb	Dimensiones	
			X Y (cm)	Z (cm)
EFICIENCIAS	98.5	10	35.51	126.26
		20	35.00	70.71
		30	35.00	45.45
		40	35.00	35.35
		50	35.00	25.25
	99.0	10	36.51	136.36
		20	35.51	75.75
		30	35.00	50.50
		40	35.00	35.35
		50	35.00	25.25
	99.5	10	38.53	151.51
		20	37.52	85.85
		30	36.01	55.56
		40	36.01	40.40
		50	36.01	30.30

Tabla 1: Valores de las dimensiones para una eficiencia dada.

Ahora, bajo la misma definición de eficiencia para las siguientes figuras, se muestra la eficiencia para diferentes dimensiones del detector.

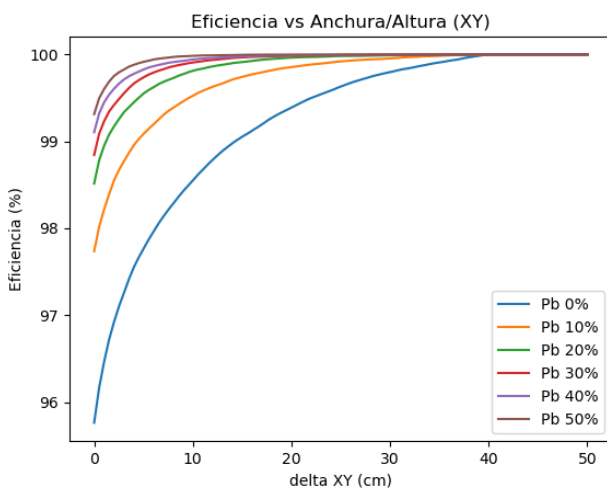


Figura 12: Eficiencia frente a los valores de altura y anchura (simétricos, XY) del centelleador para diferentes concentraciones de plomo.*

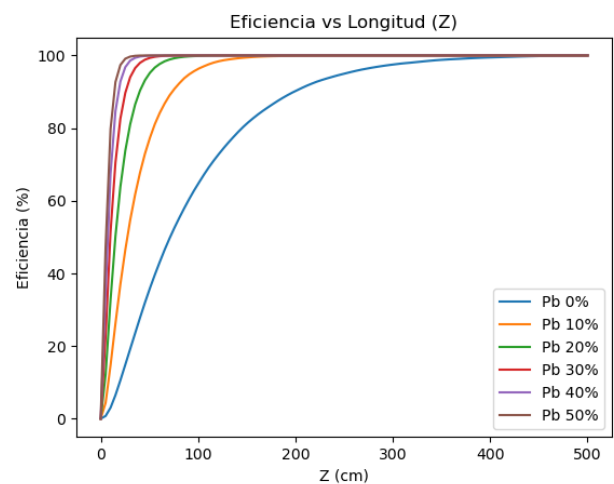


Figura 13: Eficiencia frente a diferentes valores de longitud (z) del centelleador para diferentes concentraciones de plomo.*

En el caso de la Figura 12 solo se ha modificado los ejes X e Y manteniendo Z fijo (500 cm), mientras que en la Figura 13 han sido los ejes X e Y los que se han mantenido fijos (150x150 cm). La conclusión extraída de estas figuras es observar a partir de que valor de las dimensiones puede despreciarse los efectos de borde para garantizar que toda la cascada que pueda darse a registrarse un evento se quede dentro del volumen sensible del detector y termine fuera.

Se ha concluido de las figuras 12 y 13 que la eficiencia del centelleador resulta ser más dependiente de la longitud que de la anchura/altura (Tabla 1). Por ello se ha fijado los primeros parámetros libres del estudio a 40 cm, de tal forma que el centelleador en el eje X e Y sobresalgan 5 cm por cada lado teniendo el imán de *BabyIAXO* (diámetro de 70 cm) en el centro.

*Nota: Los errores estadísticos de las Figuras 12 y 13 son despreciables bajo la suposición de una distribución poissoniana.

A continuación, se realiza un conjunto de simulaciones en las que se especifica las dimensiones del detector manteniendo fijo las dimensiones de X e Y, como se ha mencionado anteriormente, y la concentración de plomo.

Eficiencias (%)	% Pb	Z (cm)
95.0	10	95.95
	15	65.66
	30	35.35
98.5	10	126.26
	15	90.91
	30	45.45

Tabla 2: valores de longitud para unas eficiencias, material, anchura (X, 40 cm) y altura (Y, 40 cm) dadas.

Los resultados obtenidos en la Tabla 2 ofrecen los valores de longitud para una eficiencia y del porcentaje de plomo diluido en el detector.

7.2.1. Fondo de fotones cósmicos

Una vez se ha establecido las dimensiones del detector y el material se realiza un estudio del ritmo de detección, es decir, el número de cuentas por segundo que presenta. Es importante conocer los valores de ritmo para cada configuración del centelleador, ya que la ventana temporal de emisión de axiones de supernova se estima en 10 segundos [30]. Por lo que durante este breve periodo de tiempo el ritmo que debe presentar el detector, en condiciones ideales, debe ser prácticamente nulo.

Teniendo fijado las dimensiones del detector y el material, el ritmo seguirá la siguiente expresión:

$$Ritmo = 4\pi \frac{n}{N} \phi_i S \text{ [Hz]} \quad (11)$$

Donde n es el número de fotones que han depositado toda su energía en el volumen sensible del detector, N es el número total de fotones simulados, ϕ_i es el flujo de fotones cósmicos que dependerá del espectro de energía (media o alta) y S es la superficie que, en la simulación, genera los fotones.

$\phi_{medium} (\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1})$	$\phi_{high} (\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1})$	$S (\text{cm}^2)$
$4 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^{-3}$	$2.5 \cdot 10^5$

Tabla 3: valores de flujo de fotones cósmicos y superficie de generación.

En esta parte del trabajo, se utilizarán en las simulaciones fotones primarios cósmicos, según las siguientes distribuciones [Figura 14]. Representarán la principal fuente de ruido en el detector. Estos fotones primarios son lanzados desde un plano, que puede considerarse infinito, sobre el detector. Solo se guardan aquellos eventos que hayan depositado algo de energía en el volumen sensible. Lo que significa que, estas simulaciones y las de los siguientes apartados serán muy costosas computacionalmente [35].

Dicho lo cual, se presentan los espectros de energía de los fotones cósmicos que se van a emplear durante todos los análisis.

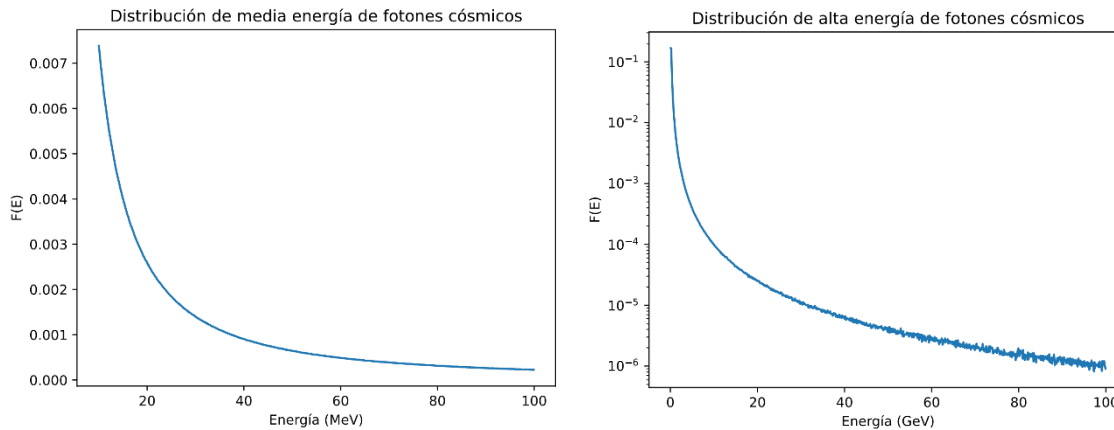


Figura 14: Espectro de fotones cósmicos de media energía de 10 a 100 MeV (izquierda) y de alta energía de 0.1 a 100 GeV (derecha).

En primer lugar, el ruido por radiactividad natural es eliminado imponiendo una energía umbral sobre todo el detector de 10 MeV, puesto que no hay presente un proceso natural que diera lugar a un depósito de energía en el volumen sensible del detector tan grande.

Eficiencias (%)	% Pb	$Ritmo_{medium}\Delta(Hz)$	$Ritmo_{high}(Hz)$	$Ritmo_{Total}(Hz)$
95	10	422.48 ± 10.30	49.01 ± 2.77	471.49 ± 10.66
	15	350.85 ± 9.39	37.07 ± 2.41	387.92 ± 9.69
	30	235.74 ± 7.69	25.29 ± 1.99	261.03 ± 7.94
98.5	10	533.32 ± 11.57	65.03 ± 3.19	598.35 ± 12.00
	15	439.82 ± 10.51	49.32 ± 2.78	489.14 ± 10.87
	30	71.12 ± 8.86	16.65 ± 2.15	87.77 ± 9.12

Tabla 4: valores de ritmo producidos en las diferentes configuraciones del detector y distribuciones de fotones cósmicos. Las simulaciones en las que se ha usado la distribución de fotones cósmicos de media energía se han realizado lanzando 50000 fotones al detector y las otras simulaciones con la distribución de fotones de alta energía con un total de 20000 fotones (esto es debido a la carga computacional que requiere simular fotones de alta energía).

Observando los resultados presentes en la Tabla 4 se puede decir que los ritmos de las diferentes configuraciones con la misma eficiencia varían en función del porcentaje de plomo, ya que éste determina la longitud del detector [Tabla 2]. Por tanto, a mayor porcentaje de plomo menor es la longitud del detector y menor el ritmo.

Se concluye que el detector presenta un numero de cuentas por segundo grande, además de una eficiencia alta [Tabla 4].

El siguiente objetivo del trabajo consiste en describir y estudiar diferentes estrategias de reducción de fondo para reducir el ritmo del detector.

7.3. Estrategias de reducción de fondo.

Ahora, se pretende estudiar diferentes estrategias de reducción de fondo con el fin de obtener el menor ritmo posible dentro de las especificaciones impuestas en nuestro detector. Intentando así bajar el ritmo al menos a 0.1 Hz o valores próximos a cero, como se han mencionado anteriormente.

Las estrategias que se han realizado son: rodear el centelleador con un blindaje o *shielding* de plomo y concebir un sistema de vetos acorde con la tecnología Liquid-O, que será descrita en el apartado 8 de este trabajo.

7.3.1. Blindaje o Shielding.

La primera propuesta consiste en rodear el detector, salvo, por un lado, con un blindaje de plomo, debido a que la parte descubierta será la que este en contacto con el imán de *BabyIAXO*. El criterio del umbral para eliminar todo ruido proveniente de la radioactividad natural está presente. También se ha decidido utilizar el plomo como material del blindaje debido a sus propiedades de aislamiento, que han quedado reflejadas anteriormente en la Figura 11.

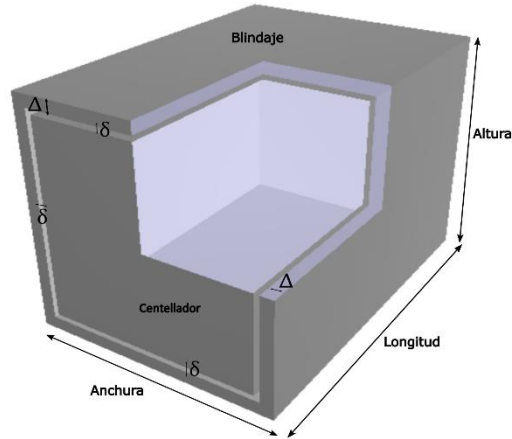


Figura 15: Representación de la geometría utilizada en las simulaciones. Δ es el espesor del blindaje y δ la distancia del centelleador a la pared interna del blindaje.

En este análisis se escoge los centelleadores con un 10% y 30% de plomo para visualizar y estudiar las diferencias de un material considerado más realista frente a otro 'ideal' (la razón por la que este estudio queda acotado para 2 materiales diferentes es debido al coste computacional que conlleva realizar las simulaciones). Las paredes internas del blindaje se encuentran siempre a la misma distancia del detector, $\delta = 2$ cm, por otro lado, Δ es el espesor del blindaje y es el parámetro que se va modificándose de forma simétrica en los diferentes ejes. La longitud del blindaje será igual a la del detector, que dependerá del material. Véase la Figura 16.

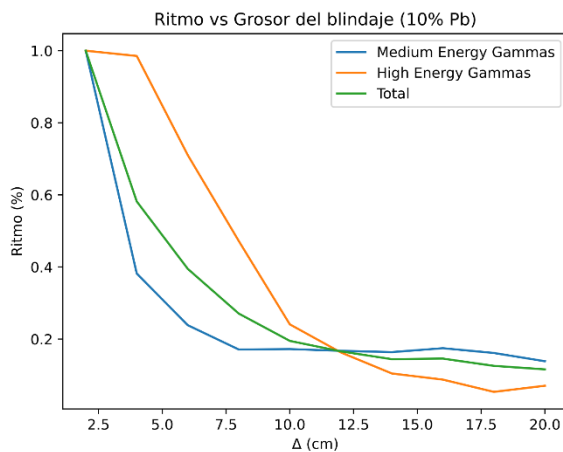


Figura 16: Representación del factor de ritmo (Ritmo (%)*¹) frente a diferentes espesores del blindaje para un centelleador con 10% de plomo diluido. *²

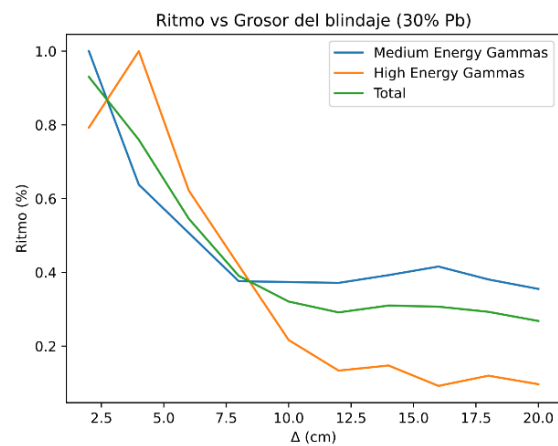


Figura 17: Representación del factor de ritmo (Ritmo (%)*¹) frente a diferentes espesores del blindaje para un centelleador con 30% de plomo diluido. *²

*¹Nota: el factor de ritmo, "Ritmo (%)", entiéndase como el porcentaje de ritmo para cada valor de grosor: $R(\Delta) = f_{ritmo}R(\Delta = 2.5 \text{ cm})$

*²Nota: Los errores estadísticos de las Figuras 16 y 17 se han omitido para una mejor interpretación de datos y visualización de los mismos.

% Pb	Longitud Z (cm)	Espesor Δ (cm)	Ritmo _{Total} (Hz)
10	126.26	2	389.87 \pm 11.07
		4	226.82 \pm 8.44
		6	153.94 \pm 6.95
		8	105.56 \pm 5.75
30	45.45	2	188.49 \pm 7.69
		4	153.94 \pm 6.95
		6	110.58 \pm 5.89
		8	79.17 \pm 4.99

Tabla 5: tabla resumen de las figuras 16 y 17 donde se establecen los valores de los ritmos para cada espesor. Las longitudes de los centelleadores vienen establecidas por la Tabla 2.

Se concluye, teniendo en cuenta las figuras 16 y 17, y con el apoyo de la Tabla 5, que las curvas de ritmo total presentan una dependencia muy similar a las curvas de ritmo para la distribución de fotones de media energía. Esto implica que la mayor fuente de ruido que presentara nuestro experimento son los fotones de media energía, Figura 14.

7.3.2. Sistema de vetos.

La siguiente propuesta de reducción de fondo es implementar un sistema de vetos. En este caso, los vetos son parte del detector. Para ello, en primer lugar, se mantendrá la condición de la energía umbral de 10 MeV sobre todo el detector. Y, por otro lado, se impone dos nuevos cortes sobre los vetos: 1) una energía umbral en el veto y 2) el espesor del veto.

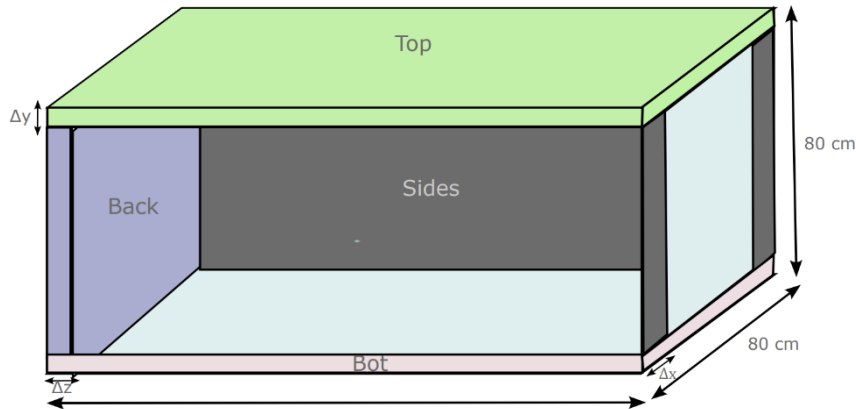


Figura 18: esquema conceptual de la división del centelleador en subvolumenes para cada veto. El volumen restante que no se identifica con ningún veto es la región de interés (RoI).

Establecer una energía umbral en los vetos permite que aquellos fotones que hayan depositado energía en alguno de los vetos y en la región de interés (véase Figura 19 y 20) sean descartados, por tanto, cuanto mayor resulte esta energía umbral menor será el rechazo de los fotones cósmicos que enmascaran la señal. Por otro lado, cuanto mayor sea el tamaño de los vetos más se reducirá el ruido de fondo [Figura 21 y 22], aunque también implique una pérdida de la señal que se pretende detectar. La eficiencia de reducción de fondo se entiende como el porcentaje de rechazo de los fotones que cumplen con los cortes que se acaban de nombrar.

Para este apartado se han realizado 4 simulaciones (2 para cada material, 10% y 30% de plomo): 2 simulaciones lanzando 75000 fotones de media energía y otras 2 lanzando 20000* fotones de alta energía [Figura 14].

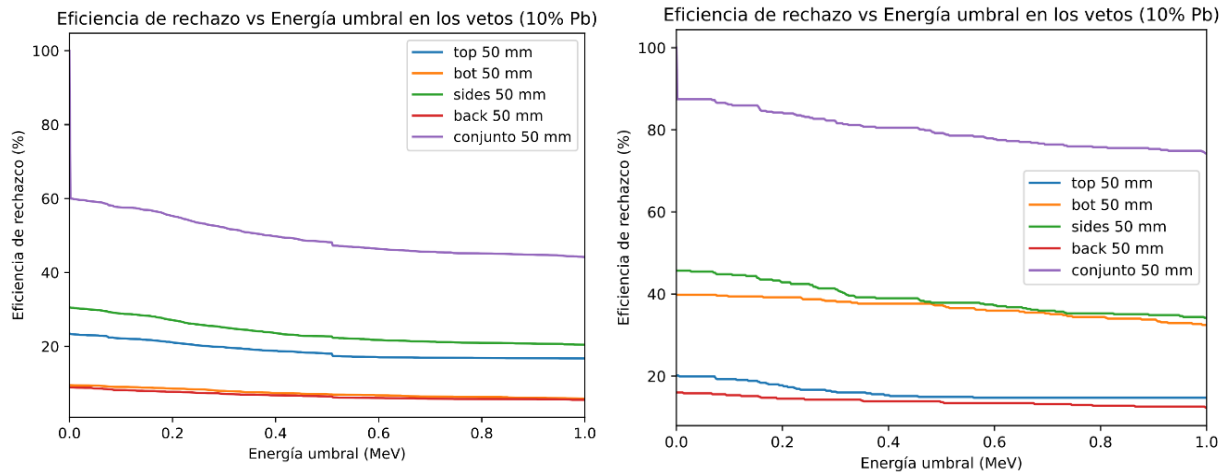


Figura 19: Representación del % de reducción de fondo frente a diferentes valores umbral para las simulaciones con fotones de media energía (izquierda) y alta energía (derecha). *¹

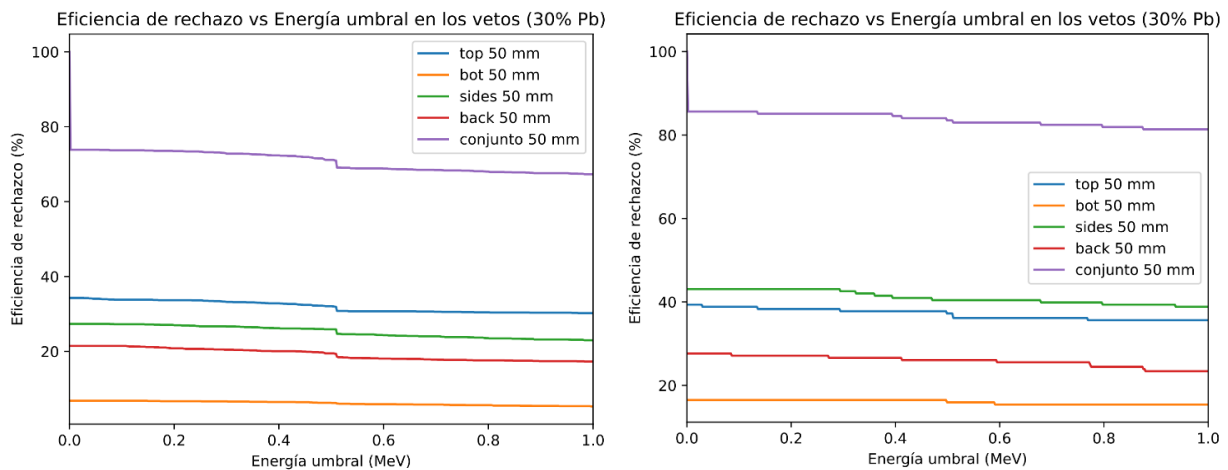
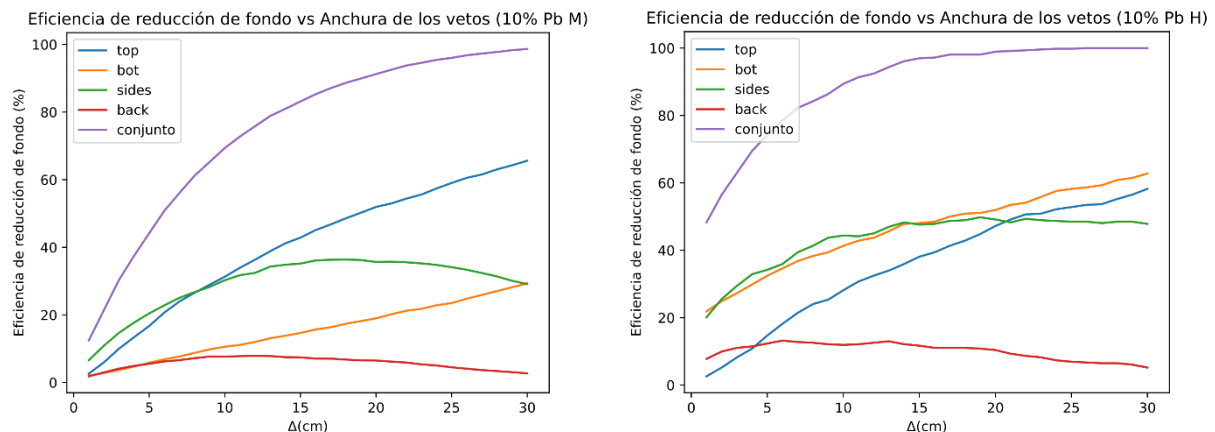


Figura 20: Representación del % de reducción de fondo frente a diferentes valores umbral para las simulaciones con fotones de media energía (izquierda) y alta energía (derecha). Se aprecia en ambas gráficas un escalón en torno a los 511 KeV que resulta ser la masa del electrón. *¹

Las figuras 19 y 20 permiten concluir que el porcentaje de reducción de fondo se mantiene prácticamente constante para una energía umbral del veto de 1 MeV para ambos materiales. Por lo tanto, se continúa el siguiente análisis fijando este parámetro.



*Nota: Se requiere muchos recursos computacionales y tiempo para simular fotones de altas energías.

*¹Nota: Los errores estadísticos de Figuras 19 y 20 son despreciables bajo la suposición de una distribución poissoniana.

*²Nota: Los errores estadísticos de las Figura 21 se han omitido para una mejor interpretación de datos y visualización de los mismos.

Figura 21: representación del % de reducción de fondo frente al espesor del veto para las dos distribuciones de energía de fotones cósmicos: media (izquierda) y alta (derecha). Material centelleador con 10% plomo. *²

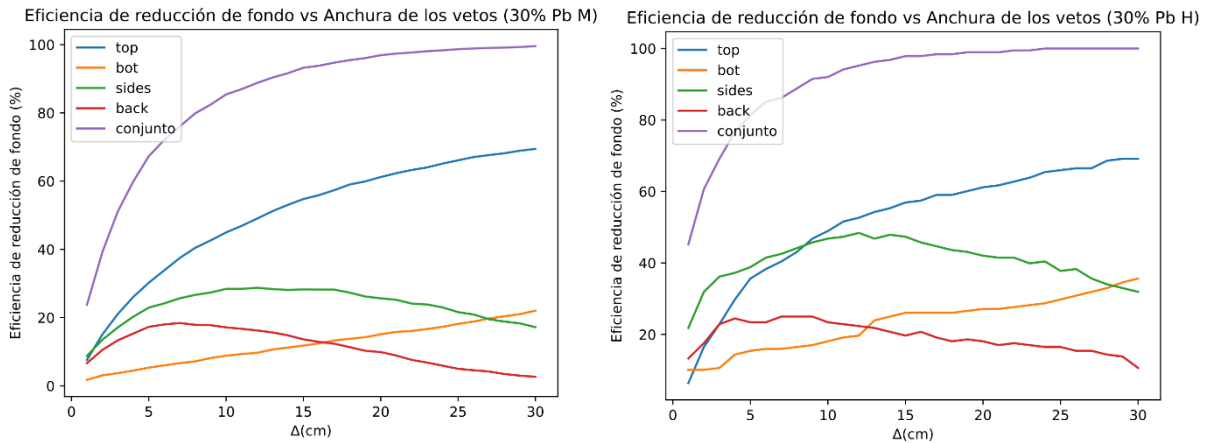


Figura 22: representación del % de reducción de fondo frente al espesor del veto para las dos distribuciones de energía de fotones cósmicos: media (izquierda) y alta (derecha). Material centelleador con 30% plomo. *¹

Al igual que ocurre en las figuras 19 y 20, las figuras 21 y 22 las familias de curvas presentan la misma tendencia para fotones de media y alta energía.

% Pb	Espesor Δ (cm)	% rechazo Top	% rechazo Bot	% rechazo Sides	% rechazo Back	% rechazo Conjunto
10	2	5.96±0.41	2.81±0.28	10.88±0.55	2.98±0.29	21.40±1.49
	4	13.41±0.61	4.72±0.36	17.74±0.71	4.92±0.37	37.51±1.32
	6	20.69±0.76	6.86±0.44	22.83±0.80	6.24±0.42	50.81±1.18
30	2	15.06±0.89	3.09±0.40	13.52±0.85	10.54±0.75	39.22±1.79
	4	26.08±1.18	4.47±0.49	20.28±1.04	15.33±0.90	59.92±1.46
	6	33.85±1.34	6.01±0.56	24.16±1.13	17.98±0.98	72.06±1.22

Tabla 6: tabla resumen de las figuras 21 y 22. Se presentan valores numéricos para observar que veto pesa más sobre todo el conjunto. (Se han tomado los valores obtenidos de las simulaciones con fotones de media energía).

Las figuras 21 y 22, junto a la Tabla 6, indica que el veto con mayor peso es el top, como cabría esperar, ya que en las simulaciones se están lanzando fotones desde una superficie encima del detector de tal forma que las primeras posibles interacciones que tenga los fotones con el detector se darán en dicha región. Esto da lugar a realizar un estudio más profundo sobre nuevas restricciones y cortes que puedan establecerse en el veto top para reducir en una mayor medida el ruido de fondo.

7.3.3. Ejemplo.

Una vez estudiadas las diferentes estrategias de reducción de fondo se da paso a realizar un conjunto de simulaciones que englobarán dichas estrategias. En este ejemplo se ha optado por presentar unas condiciones realistas para su posible desarrollo técnico. Las dimensiones del detector serán: anchura y altura igual a 80 cm, y longitud 126.26 cm.

En primer lugar, se realizan dos simulaciones con el material centelleador con 10% de plomo al descubierto con las dos distribuciones de energía de fotones cósmicos [Figura 14]. Para la distribución de energías entre 10 a 100 MeV se ha realizado lanzando 100000 fotones y para la de altas energías, de 0.1 a 100 GeV, 20000. Se pretende generar un número de eventos suficientemente grande para poseer más estadística, pero, como ocurría anteriormente, es necesario una gran cantidad de recursos computacionales. Se calcula el ritmo con (Fórmula 11), obteniendo:

$Ritmo_{medium}$ (Hz)	$Ritmo_{high}$ (Hz)	$Ritmo_{total}$ (Hz)
604.19±8.71	72.57±3.37	676.76±9.34

Tabla 7: tabla con los valores de ritmo para cada distribución energética de fotones cósmicas y el ritmo total.

*¹Nota: Los errores estadísticos de las Figura 22 se han omitido para una mejor interpretación de datos y visualización de los mismos.

Como cabría esperar la mayor fuente de ruido de fondo son los fotones de media energía, aunque como se ha observado en anteriores estudios el fondo de fotones de alta energía presentan una mayor probabilidad de pasar los cortes de reducción de fondo y dificultar la toma de la señal.

A continuación, se llevan a cabo cuatro simulaciones las cuales se diferencian por la distribución energética de fotones y el blindaje. Las dos primeras presentarán un blindaje de 5 cm de plomo rodeando el detector y las otras dos tendrán un blindaje de 10 cm. Cabe destacar que las simulaciones que presentan la distribución de energía media de fotones cósmicos se han mantenido el número de fotones lanzados a 100000, mientras que para las otras se han tenido que reducir a 10000.

El objetivo principal de estas simulaciones consiste en estudiar el rechazo o reducción de fondo, que dependerá, en este caso, del espesor del blindaje de plomo y del grosor del sistema de vetos.

$$r_{\text{total}} = r(\Delta_B) \cdot r(\Delta_V, E_{\text{th}}^V)_{|\Delta_B} \in (0, 1) \quad (12)$$

Donde $r(\Delta_B)$ es el rechazo debido al blindaje con un grosor Δ_B y $r(\Delta_V, E_{\text{th}}^V)$ el rechazo debido al sistema de vetos con un espesor Δ_V y un corte de energía umbral en los vetos E_{th}^V . El valor ideal de r_{total} sería cercano a la unidad.

Por un lado, realizando un primer análisis se pretende calcular $r(\Delta_B)$ utilizando (Fórmula 11):

$$r(\Delta_B) = 1 - \frac{R(\Delta_B)_{\text{medium}} + R(\Delta_B)_{\text{high}}}{R_0} \quad (13)$$

siendo $R(\Delta_B)_i$ el ritmo correspondiente a un blindaje de grosor Δ_B e i a la distribución energética de fotones, R_0 es el ritmo total recogida de la Tabla 7. Véase los resultados en la Tabla 8.

Por otro lado, el siguiente análisis aporta el valor final de rechazo total, ya que el conjunto de fotones que pueden llegar a interactuar con el detector ha tenido que superar en primer lugar el blindaje de plomo. Los resultados vienen establecidos en la siguiente tabla.

Δ_B (cm)	$r(\Delta_B)$ (%)	Distri. fotones	Δ_V (cm)	$r(\Delta_V, E_{\text{th}}^V)_{ \Delta_B}$ (%)	Ritmo (Hz)
5	73.4	Media	2	11.84	58.92±2.72
			4	17.10	55.40±2.64
			6	21.80	52.26±2.56
			8	25.19	50.00±2.51
			10	28.38	47.86±2.45
		Alta	2	33.43	75.18±4.86
			4	46.24	60.69±4.37
			6	53.20	52.83±4.07
			8	59.05	46.23±3.81
			10	65.18	39.31±3.51
10	88.3	Media	2	10.65	37.94±2.18
			4	14.79	36.18±2.13
			6	17.45	35.05±2.09
			8	19.52	34.17±2.07
			10	23.08	32.66±2.02
		Alta	2	22.61	27.99±2.97
			4	37.39	22.64±2.67
			6	50.43	17.92±2.37
			8	58.26	15.09±2.18
			10	66.95	11.95±1.94

Tabla 8: tabla de valores del % de rechazo o reducción de fondo para las diferentes configuraciones de blindaje y sistema de vetos para un centelleador con 10% de plomo. La última columna representa el ritmo asociado al % de rechazo debido al grosor y energía umbral de los vetos.

Se observa que el rechazo para la distribución de fotones de alta energía presenta un valor más grande que los de media energía. A pesar de ello, el valor de $r(\Delta_V, E_{th}^V)_{|\Delta_B}$ es bastante menor a lo esperado, por lo que los cortes hasta ahora impuestos no han sido lo suficientemente eficientes como para aumentar el rechazo cerca de la unidad.

$$R = R_0 \cdot (1 - r(\Delta_B, \Delta_V, E_{th}^V)) \quad (14)$$

Siendo R el ritmo, R_0 el ritmo del centelleador sin cortes y $r(\Delta_B, \Delta_V, E_{th}^V)$ la reducción de fondo total.

Blindaje/veto (cm)	$r_{total}(\%)$	R (Hz)	Blindaje/veto (cm)	$r_{total}(\%)$	R (Hz)
5/2	80.19 ± 0.87	134.07 ± 6.15	10/2	90.16 ± 0.56	65.92 ± 3.90
5/4	82.85 ± 0.79	116.06 ± 5.59	10/4	91.31 ± 0.52	58.81 ± 3.60
5/6	84.47 ± 0.71	105.10 ± 5.02	10/6	92.17 ± 0.48	52.99 ± 3.32
5/8	85.78 ± 0.70	96.23 ± 4.93	10/8	92.72 ± 0.45	49.27 ± 3.15
5/10	87.12 ± 0.66	87.17 ± 4.61	10/10	93.41 ± 0.42	44.59 ± 2.93

Tabla 9: tabla recopilatorio de resultados donde para cada configuración de las estrategias de reducción de fondo se ha calculado el ritmo final (R) que presentaría el centelleador con 10% de plomo ($x, y = 80$ cm, $z = 126.26$ cm). Se han calculado los errores mediante propagación de errores.

8. Conclusiones.

En este trabajo se ha presentado el axión como una partícula hipotética motivada por cuestiones fundamentales como el problema CP fuerte o el problema de la materia oscura. Esto ha dado pie al desarrollo de estrategias de detección basados en el efecto Primakoff, entre los que se destacan los helioscopios.

El experimento *IAXO* y su prototipo *BabyIAXO*, helioscopio de cuarta generación, pretenden llegar a límites en el espacio parámetros hasta ahora no alcanzados con otros helioscopios o experimentos. Se estima una gran mejora en la sensibilidad del experimento. Por lo tanto, la reducción de fondo es un factor crítico. Cabe destacar que la construcción de *IAXO* está pensada para incorporar equipos nuevos para realizar diferentes experimentos. Por ello, tras la explicación de la física de axiones de supernova y presentar la distribución que presentarían se plantea el estudio de un centelleador para detección de estos axiones.

Para la realización de este trabajo se ha hecho uso del *framework REST-for-physics* que tiene incorporado *ROOT* para hacer las simulaciones en las que se van a basar el análisis.

En primer lugar, se decide utilizar BC408 con un cierto porcentaje de plomo y se concluye que, para pequeños porcentajes de plomo, el centelleador presenta valores altos de eficiencia. La razón por la que se toma pequeños porcentajes de plomo radica en la dificultad técnica de fabricación de este detector. Además, se establece un tamaño determinado, siendo éste lo más pequeño posible manteniendo valores de eficiencia altos, para su posible uso en el experimento *IAXO*.

Una vez determinadas las dimensiones del centelleador se realiza un estudio de reducción de fondo, ya que la ventana de emisión de axiones por una supernova se estima en 10 segundos por lo que se requiere un ruido de fondo prácticamente nulo. El problema principal reside en los fotones cósmicos, ya que para el caso de otras partículas como el muón resultaría fácil identificarlo (viendo la traza que dejan en el detector o por medio de cortes en coincidencia) o el ruido de fondo debido a la radiactividad natural imponiendo un corte (energía umbral) muy restrictivo, en este caso 10 MeV.

Se realiza el estudio de dos estrategias de reducción de fondo. El primero consiste en utilizar un blindaje de plomo y el segundo en utilizar un sistema de vetos que sean parte del propio detector.

En lo referente al blindaje se han realizado un conjunto de simulaciones con diferentes grosores y analizando la cantidad de fotones de diferentes distribuciones que eran capaces de depositar parte de

su energía en el volumen sensible del detector. Una vez realizado, se ha podido estimar el grosor del blindaje teniendo en cuenta, al igual que las dimensiones del centelleador, su posible instalación en *BabyAXO*. Por otro lado, el blindaje no es suficiente para reducir el fondo al valor deseado. Por ello se plantea el estudio de un sistema de vetos que forman parte del propio centelleador. Para ello se divide el detector en un conjunto de subvolúmenes con un cierto espesor y se impone un corte de energía umbral sobre los vetos (desde 0 a 1 MeV). Como resultado de este análisis se concluye que la energía umbral en los vetos mantiene la reducción de fondo prácticamente constante para el valor de 1 MeV. En cuanto al grosor que debería presentar los vetos es un parámetro difícil de determinar puesto que debería tomar un valor suficientemente grande como para reducir el fondo considerablemente y al mismo tiempo presentar una región de interés de tal forma que la posible reducción de señal se compense con la reducción de fondo.

Finalmente, tras realizar un estudio fijando el tamaño y el material del centelleador, así como aplicar las estrategias de reducción de fondo se concluye que los análisis realizados para determinar la eficiencia en función del material y las dimensiones son óptimos. Así como el estudio del blindaje de plomo para diferentes valores de grosor y material centelleador. Por otro lado, la estrategia de reducción de fondo utilizando un sistema de vetos resulta ser una buena opción, pero es necesario un estudio más exhaustivo dejando así futuras líneas de investigación, ya que en este trabajo se ha alcanzado como máximo un valor de rechazo total del 94.99% (Tabla 9), el cual es insuficiente. Una forma de abordar la investigación sería, por ejemplo, imponer nuevos cortes en función de la topología que presenten los fotones que hayan depositado energía en el volumen sensible del detector.

9. Bibliografía.

1. Cheng, H-Y. The Strong CP Problem Revisited. *Phys Rep* [Internet]. 1998 [citado 24 ene 2022];158(1):1-89. Disponible eBaker CA, Doyle DD, Geltenbort P, Green K, Van der Grinten MGD, Harris PG, et al. Improved experimental limit on the electric dipole moment of the neutron. *Phys Rev Lett* [Internet]. 2006 [citado 24 ene 2022];97(13):131801. Disponible en: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.97.131801>
2. Crewther RJ, Di Vecchia P, Veneziano G, Witten E. Chiral estimate of the dipole moment of the neutron in quantum chromodynamics. *Phys Lett* 88B [Internet]. 1980 [citado 24 ene 2022];91B(3,4):487. Disponible en: [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(80\)91025-4](https://doi.org/10.1016/0370-2693(80)91025-4)
3. Pospelov M, Ritz A. Electric dipole moments as probes of new physics. *Annals Phys* [Internet]. 2005 [citado 24 ene 2022];318:119-169. Disponible en: <https://doi.org/10.1016/j.aop.2005.04.002>
4. Baluni V. CP-nonconserving effects in quantum chromodynamics. *Phys Rev D* [Internet]. 1979 [citado 24 ene 2022];19:2227-2230. Disponible en: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.19.2227>
5. Peccei RD, Quinn HR. CP conservation in the presence of instantons. *Phys Rev Lett* [Internet]. 1977 [citado 11 feb 2022];38:1440-1443. Disponible en: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.38.1440>
6. Peccei RD, Quinn HR. Constraints imposed by CP conservation in the presence of pseudoparticles. *Phys Rev D* [Internet]. 1977 [citado 11 feb 2022];16:1791-1797. Disponible en: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.16.1791>
7. Barr SM. Solving the strong CP problem without the Peccei-Quinn Symmetry. *Phys Rev Lett* [Internet]. 1984 [citado 11 feb 2022];53:329-332. Disponible en: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.53.329>
8. Peccei RD, Quinn HR. CP conservation in the presence of pseudoparticles. *Phys Rev Lett* [Internet]. 1977 [citado 11 feb 2022];38:1440-1443. Disponible en: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.38.1440>
9. Margalejo C. Modelo de fondo para IAXO-D0, prototipo del experimento IAXO (International Axion Observatory). Master thesis. Universidad de Zaragoza. 2019.
10. Winberg S. A new light boson? *Phys Rev Lett* [Internet]. 1978 [citado 11 feb 2022];40:223-226. Disponible en: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.40.223>
11. Irastorza IG, Dafni T, Ferrer-Ribas E, Galán J, García JA, Garza JG, et al. The International Axion Observatory IAXO. Letter of intent to the CERN SPSC committee. 2013 [citado 11 feb 2022]. Disponible en: <https://cds.cern.ch/record/1567109/files/SPSC-I-242.pdf>
12. Wilczek F. Problem of strong P and T invariance in the presence of instantons. *Phys Rev Lett* [Internet]. 1978 [citado 11 feb 2022];40:279-282. Disponible en: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.40.279>
13. Zioutas K, Tsagri M, Semertzidis Y, Papaevangelou T, Dafni T, Anastassopoulos V. Axion searches with helioscopes and astrophysical signatures for axion(-like) particles. *Ney J Phys* [Internet]. 2009 [citado 11 feb 2022];11(10):105020. Disponible en: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1367-2630/11/10/105020/pdf>
14. Kim JE. Light pseudoscalars, particle physics and cosmology. *Phys Rep* [Internet]. 1987 [citado 24 mar 2022];150:1-177. Disponible en: [https://doi.org/10.1016/0370-1573\(87\)90017-2](https://doi.org/10.1016/0370-1573(87)90017-2)
15. Irastorza IG, Redondo J. New experimental approaches in the search for axion-like particles, progress in particle and nuclear physics. *Prog Part Nucl Phys* [Internet]. 2018 [citado 24 mar 2022];102:89-159. Disponible en: <https://doi.org/10.1016/j.pnpnp.2018.05.003>
16. Kim JE. Weak-interaction singlet and strong CP invariance. *Phys Rev Lett* [Internet]. 1979 [citado 24 mar 2022];43:103-107. Disponible en: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.43.103>

17. Shifman MA, Vainshtein AI, Zakharov VI. Can confinement ensure natural CP invariance of strong interactions? Nucl Phys B [Internet]. 1980 [citado 24 mar 2022];166:493-506. Disponible en: [https://doi.org/10.1016/0550-3213\(80\)90209-6](https://doi.org/10.1016/0550-3213(80)90209-6)
18. Dine M, Fischler W, Srednicki M. A simple solution to the strong CP problema with a harmless axion. Phys Lett B [Internet]. 1981 [citado 24 mar 2022];104:199-202. Disponible en: [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(81\)90590-6](https://doi.org/10.1016/0370-2693(81)90590-6)
19. Zhitnitsky AR. On posible supresion of the axion hadron interactions. Sov J Nucl Phys [Internet]. 1980 [citado 24 mar 2022];260(31):497-504. Disponible en: <https://www.osti.gov/biblio/7063072>
20. Irastorza IG. An introduction to axions and their detection. SciPost Phys [Internet]. 2021 [citado 24 mar 2022];1:1-45. Disponible en: <https://doi.org/10.21468/SciPostPhysLectNotes.45>
21. Redondo J, Ringwald A. Light shining through walls. Contemp. Phys [Internet]. 2010 [citado 24 mar 2022];52(3):211-236. Disponible en: <https://doi.org/10.1080/00107514.2011.563516>
22. Battesti R, Beard J, Böser S, Bruyant N, Budker D, Crooker SA, et al. High magnetic fields for fundamental physics. Phys Rep [Internet]. 2018 [citado 24 mar 2022];765-766:1-39. Disponible en: <https://doi.org/10.1016/j.physrep.2018.07.005>
23. Sikivie P. Experimental tests of the “invisible” axion. Phys Rev Lett [Internet]. 1983 [citado 24 mar 2022];52:1415-1417. Disponible en: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.51.1415>
24. Dafni T, Iguaz FJ. Axion helioscopes update: the status of CAST and IAXO. PoS Proc Sci [Internet]. 2015 [citado 24 mar 2022];1:1-8. Disponible en: <https://doi.org/10.48550/arXiv.1501.01456>
25. Irastorza IG, Avignone FT, Carmona JM, Dafni T, Dudarev A, Fanourakis G, et al. Towards a new generation axion helioscope. J Cosmol Astropart Phys [Internet]. 2011 [citado 24 mar 2022];2:1-35. Disponible en: <http://doi.org/10.1088/1475-7516/2011/06/013>
26. Semertzidis YK, Graafsma H, Petersen V, Panter M, Reid P, Queitter L, et al. BabyIAXO proposal review report. [Internet]. 2019 [citado 24 mar 2022];1-11. Disponible en: https://prc.desy.de/sites2009/site_prc/content/e38/e290851/e290889/infoboxContent290891/BabyIAXOproposalreview_report_2019_0520_v3.pdf
27. Giannotti M, Ruz J, Vogel JK. IAXO, next-generation of helioscopes. United States: N, p [Internet]. 2017 [citado 24 mar 2022]. Disponible en: <http://doi.org/10.22323/1.282.0195>
28. Abeln A, Antemüller K, Arguedas Cuendis S, Armengaud E, Attié D, Aune S, et al. Conceptual design of BabyIAXO, the intermediate stage towards the International AXion Observatory. J High Energ Phys [Internet]. 2021 [citado 24 mar 2022];(137)1-80. Disponible en: [https://doi.org/10.1007/JHEP05\(2021\)137](https://doi.org/10.1007/JHEP05(2021)137)
29. Obis Aparicio LA, Luzón Marco G, Galán Lacarra J. Estudio de fondo y señal en BabyIAXO, prototipo del experimento IAXO (International AXion Observatory). Trabajo Fin de Master. Universidad de Zaragoza. 2020 [citado 24 mar 2022]. Disponible en: <https://zaguan.unizar.es/record/97628/files/TAZ-TFM-2020-775.pdf>
30. Ge S, Hamaguchi K, Ichimura K, Ishidoshiro K, Kanazawa Y, Kishimoto Y, Nagata N, Zheng J. Supernova-scope for the Direct Search of Supernova Axions. J Cosmol Astropart Phys [Internet]. 2020 [citado 24 mar 2022];1-24. Disponible en: <https://doi.org/10.1088/1475-7516/2020/11/059>
31. Calore F, Carena P, Giannotti M, Jaeckel J, Mirizzi A. Bounds on axion-like particles from the diffuse supernova flux. Phys Rev D [Internet]. 2020 [citado 24 mar 2022];102:1-12. Disponible en: <https://doi.org/10.48550/arXiv.2008.11741>
32. Altenmüller K, Dafni T, Díez-Ibañez D, Galán J, Galindo J, Irastorza IG, et al. REST-for-Physics, a ROOT-based framework for evento oriented data análisis and combined Monte Carlo

- response. *Comput Phys Commun* [Internet]. 2021 [citado 1 jun 2022];273:1-13. Disponible en: <https://doi.org/10.1016/j.cpc.2021.108281>
33. Agostinelli S, Allison J, Amako K, Apostolakis J, Araujo H, Arce P, et al. GEANT4 – a simulation toolkit. *Nucl Instrum Methods Phys Res A: Accel Spectrom Detect Assoc Equip* [Internet]. 2003 [citado 24 mar 2022];506:250-303. Disponible en: [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(03\)01368-8](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01368-8)
34. Saint-Gobain Crystals [Internet]. Ohio; [citado 24 mar 2022]. Página web. Disponible en: <https://www.crystals.saint-gobain.com/radiation-detection-scintillators/plastic-scintillators/bc-400-bc-404-bc-408-bc-412-bc-416>
35. GitHub [Internet]. [San Francisco; [citado 24 mar 2022]. Página web. Disponible en: <https://github.com/rest-for-physics/framework/tree/master/data/distributions>