

Trabajo Fin de Grado

Estudio sobre la producción de axiones en el Sol y su
detección en helioscopios de axiones

Autor

Iñigo González Lizarraga

Directores

Igor García Irastorza

Javier Redondo Martín

FACULTAD DE CIENCIAS
2019

Índice

1. Introducción y objetivos generales	1
2. Introducción teórica	2
2.1. Materia oscura	2
2.1.1. Evidencias observacionales	2
2.2. Problema CP fuerte	2
2.3. ¿Qué son los axiones?	3
2.4. Modelos de axiones y ALPs	3
3. Detección de axiones	5
3.1. Helioscopios	5
3.1.1. IAXO, Baby IAXO	6
4. Solución del problema CP fuerte y acoplos	8
4.1. Solución al problema CP fuerte	8
4.2. Acoplos	9
4.2.1. Acoplo con fotones	9
4.2.2. Otros acoplos	9
5. Producción de axiones solares	10
5.1. Mecanismos de producción	10
5.1.1. Efecto Primakoff	10
5.1.2. Procesos ABC	10
5.2. Espectros de energías	11
6. Oscilaciones axión-fotón	12
6.1. Sistema axión-fotón	12
6.2. Probabilidad de conversión	13
6.2.1. Conversión en gas	13
6.2.2. Conversión en vacío	14
7. Curva de sensibilidad	15
7.1. Plot de exclusión	15
7.1.1. Método de integración en energías	15
7.1.2. Fase I	16
7.1.3. Fase II	16
7.2. Resultados	19
7.2.1. IAXO	19

7.2.2. BabyIAXO	19
8. Conclusiones	22
9. Referencias	23
A. Datos empleados	25

1. Introducción y objetivos generales

El objetivo principal de este trabajo es estudiar más a fondo la materia oscura y su detección, algo que apenas hemos visto en el Grado. Seguramente este interés venga motivado por las diversas conferencias sobre este tema o parecidos, a las que he tenido la oportunidad de asistir dentro del Departamento de Física Teórica de la Universidad de Zaragoza. Agradezco el ambiente educativo que se genera en el mismo, siendo muy cercano y cómodo para el estudiante.

Los objetivos del trabajo son realizar primero un estudio bibliográfico sobre los axiones, abarcando qué son, cómo se producen, cómo interaccionan y cómo se pueden detectar. Después, utilizando esos recursos, emplearlos para realizar un cálculo sobre dos experimentos cuyo fin es detectar axiones solares. Concretando un poco más, el objetivo final del trabajo es reproducir correctamente las fases de vacío de IAXO y BabyIAXO, desarrollando después una segunda fase en cada uno, la fase II. Se tratará de conseguir una fase II alternativa a la actual, ya calculada.

2. Introducción teórica

2.1. Materia oscura

Uno de los problemas de la Física de Partículas y Cosmología a día de hoy es que, aunque existen diversas evidencias observacionales sobre la existencia de materia oscura, el Modelo Estándar de Partículas actual no es capaz de explicar su naturaleza. La materia oscura es un tipo de materia (no bariónica) que conforma el 75 % de la materia del universo, lo que supone un 25 % de densidad de energía del mismo. Se le denomina oscura porque no interacciona significativamente con la radiación electromagnética observable, lo que la hace difícil de detectar.

2.1.1. Evidencias observacionales

En los años 70, Vera Rubin se dedicó a observar la rotación de galaxias, en concreto de la galaxia de Andrómeda. Según la dinámica newtoniana y aproximando las galaxias como circulares, la velocidad de rotación de las galaxias debe decaer con $1/\sqrt{r}$, siendo r la distancia al centro. Sin embargo, según sus resultados [1], la velocidad de rotación se mantiene aproximadamente constante para valores grandes de r . Tras la realización de medidas posteriores [2], la conclusión principal es que existe un tipo de materia que no podemos observar directamente, pero sí notamos sus efectos gravitacionales.

El mismo resultado se obtiene al estudiar los efectos de lente gravitacional producidos por cúmulos de galaxias, o al intentar estimar su masa a partir de su luminosidad.

Por último, otra evidencia de la existencia de este tipo de materia, quizás la más importante, es el estudio del Fondo Cósmico de Microondas (CMB). A partir del mismo, se pueden obtener valores experimentales de las densidades relativas de radiación, curvatura, constante cosmológica y materia. La densidad de materia que se obtiene es mucho mayor que la debida a la bariónica conocida, por lo que la materia ordinaria no es, por si misma, suficiente para explicar la composición del universo.

2.2. Problema CP fuerte

El problema CP fuerte surge al dar solución a otro problema anterior (problema $U(1)_A$) existente en la cromodinámica cuántica (QCD). Éste radica en que existe una ruptura espontánea de simetría $U(1)_A$, que implica la existencia de partículas de masa $m < \sqrt{3} m_\pi$.

En 1976, Hooft propuso una solución a dicho problema, que consistía en considerar que la configuración correcta del vacío de QCD es una superposición de infinitos estados degenerados. Sin embargo, aunque esto provocaría una ruptura anómala de la simetría $U(1)_A$,

genera otro conflicto, el Problema CP Fuerte. Tras la modificación de la teoría, ésta no es invariante bajo transformaciones CP.

Se puede comprobar experimentalmente si se viola la simetría CP midiendo el momento dipolar eléctrico del neutrón (d_n). Un valor de d_n distinto de cero implicaría la violación de la simetría CP, y experimentalmente se mide d_n :

$$|d_n| < 2,9 \cdot 10^{-26} \text{ e cm} \quad (1)$$

Un valor tan pequeño para d_n ([3],[4]) significa que las interacciones fuertes no parecen violar la simetría CP pudiendo hacerlo.

Peccei y Quinn propusieron una solución para este nuevo problema, descrita en la sección 4. En ella, aparece un nuevo tipo de partícula, de baja masa, los axiones.

2.3. ¿Qué son los axiones?

Los axiones son partículas hipotéticas que resolverían los dos problemas fundamentales aún sin respuesta, el problema CP fuerte y la naturaleza de Materia Oscura. Aunque su existencia se justifica solamente con argumentos dentro de la Física de Partículas, ayudaría a resolver problemas cosmológicos, lo que la convierte en una partícula muy interesante.

Se trata de una partícula sin carga eléctrica, y de masa desconocida pero muy pequeña (el rango viable actualmente está comprendido entre 10^{-13} y 1 eV). Es un bosón con espín igual a 0, que interactúa débilmente con la materia bariónica.

Estas partículas se podrían haber producido en grandes cantidades en una etapa temprana del Universo, y continuarían existiendo a día de hoy, por lo que los podríamos detectar. También se seguirían produciendo axiones actualmente en el Sol, lo que ha provocado la creación de diversos experimentos (helioscopios) para detectar axiones solares.

2.4. Modelos de axiones y ALPs

La mayoría de las extensiones del modelo estándar que se hacen para explicar de qué está formada la materia oscura, predicen la existencia de partículas con constantes de acoplo pequeñas, y de baja masa llamadas WISPs (Weakly Interacting Slim Particles) y/o con acoplos del orden de los electrodébiles pero más pesadas denominadas WIMPs (Weakly Interacting Massive Particles). Ambas podrían conformar la totalidad o una porción de la materia oscura fría (Cold Dark Matter) del universo, pudiendo coexistir.

Dentro de las WISPs, tenemos varios ejemplos como los Axiones, Partículas Tipo Axión (ALPs en inglés), *Hidden Photons* o Camaleones. Los dos más destacados son los dos primeros, cuya principal diferencia es la relación entre sus acoplos y la masa. En los axiones, una magnitud viene determinada por la otra (como veremos más adelante), mientras que en los ALPs son en principio parámetros independientes. Ambos presentan de manera genérica acoplo a dos fotones, por lo que las estrategias de detección son muy similares.

Inicialmente se propusieron axiones asociados a una nueva escala de energías $f_a \simeq f_{débil} \simeq 250 GeV$ [5], [6], pero rápidamente se descartaron porque ya deberían haber sido detectados en aceleradores. Esto provocó que se implementasen modelos de axiones de menor masa que casi no interactúan con el Modelo Estándar, con $f_a \gg f_{débil}$. Dentro de éstos, destacan el modelo KSVZ y el DFSZ. En el propuesto por Kim, Shifman, Vainstein y Zakharov (KSVZ) en 1979, el axi3n aparece en un hipotético sector ajeno a las partículas conocidas (un nuevo quark pesado Q y un escalar complejo) resultando sus interacciones meramente hadrónicas. En él, la interacción de los axiones con electrones no aparece a nivel árbol. En un marco más enfocado a Teorías de Gran Unificación (GUTs), Dine, Fischler, Srednicki y Zhitnitski propusieron otro modelo (el DFSZ), en el que los axiones están relacionados con nuevos Higgses acoplados a las partículas del modelo estándar y las interacciones con quarks y electrones aparecen a nivel árbol.

3. Detección de axiones

Como veremos más adelante, en la detección de axiones se utiliza su acoplo a dos fotones, en cuya detección se basan varios principios experimentales. Dependiendo de la fuente de la que provengan las partículas, se tratarán de detectar de distinta manera.

- Existen experimentos en los que los axiones se generan en el mismo laboratorio. En [7], se desarrollan los fundamentos de experimentos llamados LSW (Light Shining through Walls), que tratan de convertir fotones en axiones para que atraviesen un obstáculo opaco para los primeros pero transparente para los axiones, y realizar el proceso inverso tras la pared, volviendo a detectar fotones.
- Para detectar los axiones existentes en un halo de materia oscura de nuestra u otras galaxias, se emplean haloscopios y telescopios, dependiendo del rango de masas de los axiones. Los haloscopios son capaces de detectar axiones de masas muy bajas, del orden del μeV , utilizando la conversión a fotones en una cavidad resonante de microondas. La frecuencia de resonancia de la cavidad (con la que debe coincidir la frecuencia de los fotones para ser detectados), debe de ser sintonizable para poder buscar en distintos valores de m_a . Dentro de los haloscopios, el que mejor sensibilidad ha conseguido hasta la fecha es el ADMX (Axion Dark Matter eXperiment), que ha permitido descartar axiones del rango de masas de $1,9 \leq m_a \leq 3,53 \mu\text{eV}$ [8],[9]. En cuanto a los telescopios, éstos sirven para explorar el rango de mayores masas, $3 \leq m_a \leq 8 \text{ eV}$ según [10].
- Por último, cuando los axiones que se intentan detectar proceden del Sol, se utilizan helioscopios.

Existen más técnicas para buscar axiones, aunque están menos desarrolladas. Para más información consultar [11].

3.1. Helioscopios

Los helioscopios se emplean para detectar axiones solares de energías $\sim 4 \text{ keV}$, que se convierten en fotones de rayos X. Están formados principalmente por un cilindro magnético que apunta al Sol (donde los axiones se convierten en fotones) y un detector de Rayos X, todo montado sobre una plataforma giratoria que permite seguir el movimiento del Sol (véase figura 1).

Los resultados con mayor sensibilidad que se tienen hoy en día fueron proporcionados por CAST (CERN Axion Solar Telescope), experimento que ahora se pretende utilizar como haloscopio. CAST permitió descartar algunos valores de m_a , pero continúan surgiendo

proyectos cuyo objetivo es ampliar tales resultados.

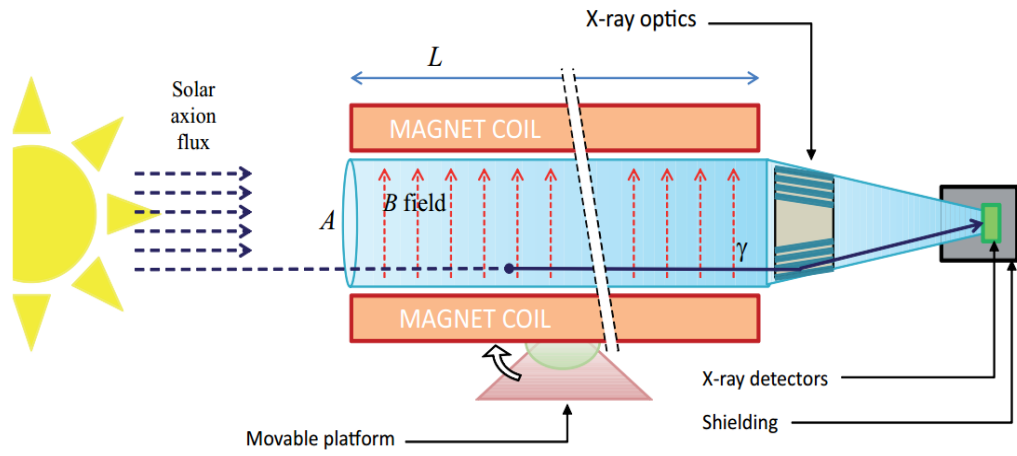


Figura 1: Partes de un Helioscopio. Fuente:[12]

3.1.1. IAXO, Baby IAXO

IAXO (International AXion Observatory) es la siguiente generación de helioscopios, que mejorará la sensibilidad de su precesor CAST hasta en 4 órdenes de magnitud, mejorando diversos elementos.

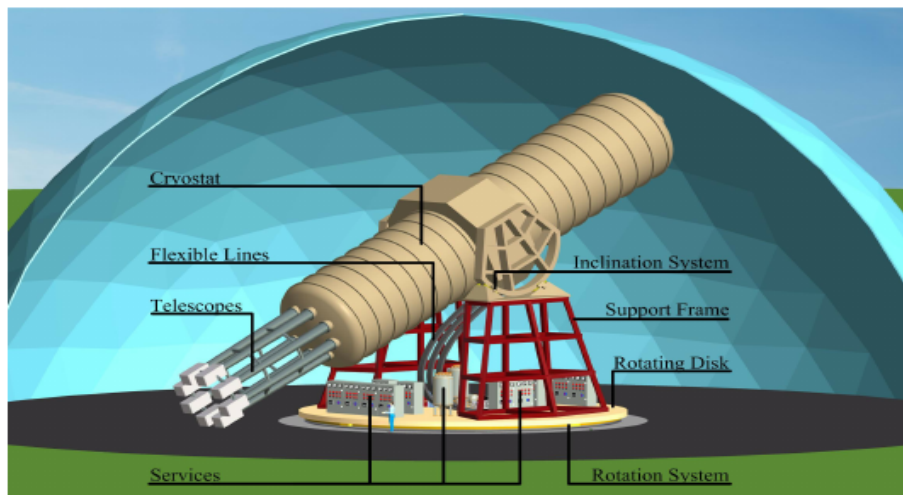


Figura 2: Visión esquemática de IAXO. Fuente:[12]

Aunque el campo magnético del imán ($B=2.5$ T) será menor que en CAST (donde se empleaban 9 T), IAXO dispondrá de una mayor longitud y área transversal total distribuida en ocho cilindros, por lo que la figura de mérito total ($f_M = B^2 L^2 A$) es mayor. Además

se ampliará el tiempo de exposición o de medida, operando durante 3 años en los que llegará a tomar datos durante la mitad del día. Estos dos factores, junto con la mejora de los detectores y de la óptica empleada, permitirán explorar nuevos valores del rango de parámetros dado por $g_{a\gamma} - m_a$.

Las señales de rayos X producidas, focalizan en ocho regiones de menor área que la del imán. Al final de cada cilindro se encuentra un detector de rayos X, detectores gaseosos (con Ar o Xe) que miden una corriente de electrones producidos al ionizarse el medio. Incluyen la tecnología de Micromegas, que separa la región de deriva y la de amplificación con un electrodo metálico agujereado, aumentando la ganancia y la resolución espacial [10].

Otro factor relevante es el fondo, señales en el detector pero que no son debidas a axiones, sino a la interacción de otras partículas que son capaces de dejar señal. Gracias a un mejor veto de muones, se conseguirá reducir como mínimo un orden de magnitud con respecto al de CAST [13].

En cuanto a BabyIAXO, es un prototipo de IAXO a menor escala pero que ofrecerá resultados con mayor sensibilidad que CAST. Dispondrá de 2 cilindros magnéticos en vez de 8, y de la misma longitud que los de CAST (10 m). Actualmente ambos proyectos se encuentran en fase de diseño y financiación, con la esperanza de poder empezar a construir BabyIAXO primero en 2020, y tomar datos en 2024.

4. Solución del problema CP fuerte y acoplos

4.1. Solución al problema CP fuerte

En la densidad lagrangiana que describe el Modelo de Estándar, el término que describe la violación de CP en las interacciones fuertes se puede reducir a:

$$\sim \tilde{\theta} G_{\mu\nu} \tilde{G}_{\mu\nu} \quad (2)$$

donde $\tilde{\theta}$ es una variable relacionada con el estado de vacío de QCD, $G_{\mu\nu}$ el tensor de intensidad de campo gluónico y $\tilde{G}_{\mu\nu}$ su dual. A partir del valor experimental de d_n (ecuación 1), se puede determinar $|\tilde{\theta}| \leq 7 \cdot 10^{-11}$ [4]. El problema CP fuerte radica por tanto en el valor de $\tilde{\theta}$ que, pudiendo tomar valores entre $-\pi$ y π , parece ser prácticamente nulo. Es decir, aunque se podría violar la simetría CP, experimentalmente no se observa.

Peccei y Quinn probaron em 1977 que la existencia de una simetría $U(1)_A$, global, con anomalía de color y que se rompa espontáneamente por debajo de una escala de energías f_a , resolverá el problema CP fuerte. Esta solución pasaba por considerar una extensión del modelo estándar, un mecanismo que, Weinberg y Wilczek comprobaron posteriormente que suponía la existencia de una nueva partícula, el axi3n. Sin embargo, estos axiones tenían asociada una escala de energías f_a del orden de la electrodébil (f_{weak}), y deberían haber sido detectados.

Por debajo de la escala de energías de Peccei-Quinn, la anomalía de la simetría $U(1)_A$ introduce un término $\frac{a}{f_a} \frac{g^2}{32\pi^2} G_{\mu\nu} \tilde{G}_{\mu\nu}$, que se añade al término que viola CP en el modelo estándar:

$$\sim \left(\tilde{\theta} + \frac{a}{f_a} \right) G_{\mu\nu} \tilde{G}_{\mu\nu} \quad (3)$$

donde a es el campo axiónico.

Una redefinición de este campo bajo esa simetría, $a = a' - \tilde{\theta} f_a$, permite reabsorber el término $\tilde{\theta}$, que ya no aparecería en las ecuaciones y por tanto dejaría de tener sentido físico.

El valor esperado en el vacío del axi3n podría violar la simetría CP como $\tilde{\theta}$, sin embargo QCD produce un potencial efectivo:

$$V_{eff}(a) \sim -\chi \cos \left(\theta + \frac{a}{f_a} \right) \quad (4)$$

donde χ es la susceptibilidad topológica de QCD, de valor $\sim (75 \text{ MeV})^4$. El mínimo de este potencial se da cuando $a' = 0$, es decir, cuando $\tilde{\theta} = -\frac{a}{f_a}$. Por lo tanto, el término $\left(\tilde{\theta} + \frac{a}{f_a} \right)$ de la densidad lagrangiana se anulará sea cual sea el valor de $\tilde{\theta}$.

4.2. Acoplos

Los axiones interactúan con diversos tipos de materia. En todos los modelos de axiones existe un acoplo con los fotones y gluones, pero no en todos se produce un acoplo con electrones a nivel árbol (por ejemplo, en el modelo KSVZ el acoplo aparece sólo a un loop).

4.2.1. Acoplo con fotones

La interacción entre fotones y axiones es el fundamento clave en la detección de axiones solares en helioscopios. En términos de densidad lagrangiana, se escribe:

$$L_{a\gamma} = -\frac{1}{4}g_{a\gamma} F_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu} a \quad (5)$$

donde $F_{\mu\nu}$ es el tensor de campo de la interacción electromagnética, $\tilde{F}^{\mu\nu}$ su dual y $g_{a\gamma}$ es la constante de acoplo axi3n-fot3n. Ésta se puede escribir como:

$$g_{a\gamma} = \frac{\alpha_s}{2\pi f_a} \left| \frac{E}{N} - 1,92 \pm 0,08 \right| \quad (6)$$

donde E/N es el cociente entre las anomalías electromagnética y de la simetría de Peccei-Quinn respectivamente, que adquiere un valor distinto en cada modelo de axiones. En nuestro caso, después utilizaremos los valores de $E/N = 0$ para el modelo KSVZ y $E/N = 8/3$ para el DSFZ. Es importante notar que el acoplo es inversamente proporcional a la escala de energías, y por lo tanto proporcional a la masa del axi3n (véase la ecuación 9).

4.2.2. Otros acoplos

Además del acoplo con los fotones, los axiones pueden acoplarse con fermiones y gluones. El acoplo con fermiones viene dado por:

$$L_{af} = \frac{g_{af}}{2m_f} (\tilde{\psi}_f \gamma^\mu \gamma_5 \psi_f) \partial_\mu a \quad (7)$$

donde g_{af} es la constante de acoplo, m_f la masa del fermi3n y ψ_f su campo. Una vez más el acoplo es inversamente proporcional a la escala de energías f_a , con $g_{af} = \frac{C_f m_f}{f_a}$.

Para los gluones encontramos algo similar:

$$L_{ag} = \frac{\alpha_s}{8\pi f_a} a G_{\mu\nu}^a \tilde{G}_a^{\mu\nu} \quad (8)$$

donde α_s es la constante de estructura fina.

Debido al acoplo con gluones, los axiones adquieren masa en un proceso de mixing con los piones. De esa relación se obtiene la contribuci3n -1.92 de la ecuaci3n 6 y la masa del axi3n:

$$m_a = \frac{m_\pi f_\pi}{f_a} \sqrt{\frac{z}{(1+z+w)(1+z)}} \simeq 6 \text{ meV} \frac{10^9 \text{ GeV}}{f_a} \quad (9)$$

5. Producción de axiones solares

Sabiendo cómo se acoplan los axiones a la materia, podemos deducir distintas formas de producción de los mismos. El interior del Sol, donde se producen la mayor cantidad de fotones y axiones, es un plasma débilmente acoplado bien conocido, lo que nos permite realizar cálculos o estimaciones de los distintos flujos de partículas que allí se crean.

5.1. Mecanismos de producción

Existen varios tipos de producción de axiones solares, que los clasificaremos en dos grupos, según el tipo de emisión de estos axiones, pudiendo ser hadrónica o no hadrónica. Hablamos de emisión hadrónica cuando los axiones se producen por efecto Primakoff gracias al acoplo con fotones. Sin embargo, el acoplo de axiones con electrones produce emisiones no hadrónicas, en los denominados procesos ABC.

5.1.1. Efecto Primakoff

Es un proceso por el cual se generan axiones a partir de la interacción de un fotón con una partícula cargada ($\gamma + q \rightarrow a + q$).

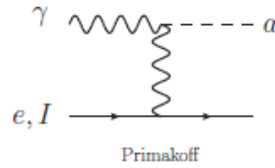


Figura 3: Efecto Primakoff

El espectro de energías con las que se generan estos axiones se asemeja al de un cuerpo negro con una temperatura similar a la del centro del Sol ($T \sim 1,2 \text{ keV}$) descrito por:

$$\frac{d\phi_a}{dE_a} = 6,02 \cdot 10^{10} \left(\frac{g_{a\gamma}}{10^{-10} \text{ GeV}^{-1}} \right)^2 (E_a/\text{keV})^{2,481} e^{-E_a/1,205\text{keV}} [\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{keV}^{-1}] \quad (10)$$

5.1.2. Procesos ABC

Es el nombre con el que se denomina a una serie de procesos, relacionados con modelos no hadrónicos de axiones. Las interacciones son comúnmente estudiadas, pero como mecanismos de producción de fotones como resultado de la interacción con leptones. Son procesos de desexcitación ($I^* \rightarrow I + a$) y recombinación ($e + I \rightarrow I^- + a$) atómicas (A), de Bremsstrahlung electrón-ión ($e + I \rightarrow e + I + a$), Bremsstrahlung electrón-electrón ($e + e \rightarrow e + e + a$) (B) y dispersión Compton ($\gamma + e \rightarrow \gamma + e + a$) (C).

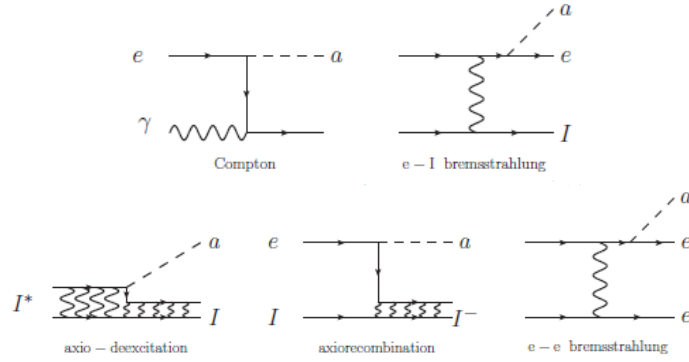


Figura 4: Procesos ABC

5.2. Espectros de energías

Todos los mecanismos de producción mencionados permiten generar axiones detectables en helioscopios. Al comparar el espectro de energías del efecto Primakoff (ecuación 10) con los correspondientes a procesos ABC estudiados en [14], se observa que el espectro total creado por las reacciones ABC tiene un pico en torno a 1-2 keV, a diferencia del Primakoff.

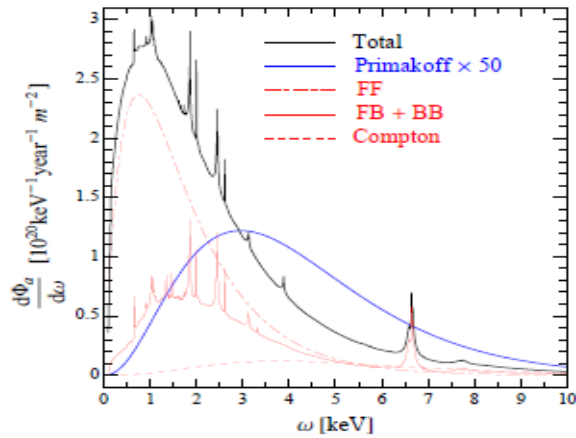


Figura 5: Flujo diferencial de axiones tomado de [14]

Sin embargo, para los cálculos posteriores, emplearemos el espectro de axiones producidos por efecto Primakoff, ya que compararemos los resultados con modelos como el KSVZ, en el que los axiones no se acoplan a electrones a nivel árbol, por lo que en ellos, procesos que involucren electrones son mucho menos probables.

6. Oscilaciones axi3n-fot3n

6.1. Sistema axi3n-fot3n

El sistema axi3n-fot3n ha sido muy estudiado. En este caso consideramos un haz en una regi3n del espacio sometida a un campo magn3tico alto, propag3ndose en el eje z ; que puede ser considerado como una onda plana. Analizamos la interacci3n de dos fotones con una part3cula ligera, neutra y de esp3n 0, como el axi3n. Las ecuaciones del movimiento del sistema son la ecuaci3n de Maxwell para el fot3n y la de Klein Gordon para el axi3n, modificadas por el t3rmino de interacci3n axi3n-fot3n:

$$\begin{cases} \partial_\mu F^{\mu\nu} = J^\nu + g \tilde{F}^{\mu\nu} \partial_\mu a \\ (\partial^2 + m_a^2) a = -\frac{1}{4} g F_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu} \end{cases} \quad (11)$$

Podemos reescribir $\frac{1}{4} g F^{\mu\nu} \tilde{F}_{\mu\nu} a = -g \vec{E} \vec{B} a$, que nos permite asegurar que el campo magn3tico de fondo debe ser transversal para producir el *mixing* entre axi3n y fot3n. En [15], el mismo resultado se obtiene argumentando que la conversi3n de un fot3n libre ($J_z = \pm 1$) a un axi3n ($J_z = 0$) conlleva un cambio en J_z , que no podr3a ser producido por un campo magn3tico longitudinal. Adem3s, el hecho de que la interacci3n sea invariante CP, implica que s3lo el estado paralelo del fot3n ($A_{||}$) se mezcla con el axi3n [15].

Suponiendo las part3culas como relativistas ($\omega \simeq k$) y despreciando t3rminos no lineales (ya que son peque3os cuando el campo externo es grande), con un *ansatz* [16] en el que tomamos:

$$\begin{cases} A_{||}(z, t) = A_{||0} e^{i(\omega t - kz)} \\ a(z, t) = a_0 e^{i(\omega t - kz)} \end{cases} \quad (12)$$

llegamos a la siguiente ecuaci3n del movimiento:

$$\left[\omega - k + \begin{pmatrix} 0 & g \frac{B_T}{2} \\ g \frac{B_T}{2} & -\frac{m_a^2}{2\omega} \end{pmatrix} \right] \begin{pmatrix} A_{||} \\ a \end{pmatrix} (z) = 0 \quad (13)$$

donde B_T es la intensidad del campo magn3tico externo polarizado transversalmente a la direcci3n de propagaci3n de nuestra onda (i.e en el plano x - y). Las soluciones son dos ondas mixtas (ondas planas que contienen $A_{||}$ y a al mismo tiempo), por lo que la soluci3n general de la ecuaci3n 13 bajo estas aproximaciones es:

$$\begin{pmatrix} A_{||} \\ a \end{pmatrix} (t, z) = c_1 \vec{A}_1 e^{ik_1 z} + c_2 \vec{A}_2 e^{ik_2 z} \quad (14)$$

donde c_1, c_2 son coeficientes de normalizaci3n y \vec{A}_1, \vec{A}_2 los autoestados que resultan de la ecuaci3n 13. Los autoestados de propagaci3n A_1 y A_2 ser3n por tanto una mezcla de $A_{||}$ y a , y como su relaci3n de dispersi3n es distinta ($k_1 \neq k_2$), se propagar3n con distinta velocidad de fase. Esto permite que en presencia de un campo magn3tico, el estado total de la onda

mixta cambie conforme ésta se propaga. Así, lo que en un punto del campo magnético es una onda con sólo componente axiónica ($A_{\parallel} = 0$), tras una longitud $z_{osc} = \pi/(k_1 - k_2)$ sea una onda con algo de componente fotónica. Por ejemplo, si $m_a = 0$, los autoestados son $A_1 = (1, 1)$, $A_2 = (-1, 1)$, y la onda se hace totalmente fotónica (la mezcla es máxima). Esto es a lo que en otras partes del trabajo se le denomina convertir un axi3n en un fot3n. En el caso de mezcla pequeña (*weak mixing case*), los autoestados de propagaci3n A_1 y A_2 son:

$$A_1 = A_{\parallel} - \frac{g B_t \omega}{m_a^2} a \simeq A_{\parallel} \quad A_2 = a + \frac{g B_t \omega}{m_a^2} A_{\parallel} \simeq a \quad (15)$$

6.2. Probabilidad de conversi3n

6.2.1. Conversi3n en gas

Para detectar los axiones en los heli3scopos, debemos convertirlos en fotones de rayos X en un campo magn3tico alto. Como hemos visto antes, 3sto solo ser3 posible si el campo es transversal a la direcci3n de propagaci3n del axi3n, es decir, el plano de polarizaci3n del fot3n resultante es paralelo a la direcci3n del campo magn3tico externo.

Un gas en la regi3n de oscilaci3n se puede describir con un 3ndice de refracci3n para el fot3n (una masa efectiva) que es generalmente complejo (la parte real da refracci3n, la imaginaria absorci3n). En t3rminos lineales, modifica las ecuaciones introduciendo un nuevo factor $\omega(1 - n_{\gamma}) = m_{\gamma}^2/2\omega - i\Gamma/2$, donde n_{γ} es el 3ndice de refracci3n complejo del gas:

$$\left[\omega - k + \begin{pmatrix} \frac{m_{\gamma}^2}{2\omega} - i\frac{\Gamma}{2} & g\frac{B_T}{2} \\ g\frac{B_T}{2} & -\frac{m_a^2}{2\omega} \end{pmatrix} \right] \begin{pmatrix} A_{\parallel} \\ a \end{pmatrix} (z) = 0 \quad (16)$$

Podemos deducir la probabilidad de conversi3n en un gas a partir de la ecuaci3n anterior. Cl3sicamente podr3amos calcularla en t3rminos del n3mero de part3culas que atraviesan una superficie, como el cociente entre la potencia final debida a los axiones que atraviesen el plano en $z=L$ y la inicial en $z=0$ donde s3lo tenemos fotones ($P_a(z=L)/P_{\gamma}(z=0)$). Es decir, estamos contando el n3mero de fotones iniciales que se han convertido en axiones tras esa distancia. Realizando esto, se obtiene el mismo resultado que al tratar el problema cu3nticamente [17], y dado que $P_{a \rightarrow \gamma} = P_{\gamma \rightarrow a}$, podemos concluir:

$$P_{a \rightarrow \gamma} = |\langle A_{\parallel}(L) | a(0) \rangle|^2 = \left(\frac{g a_{\gamma}}{2} \right)^2 \frac{B^2}{q^2 + \Gamma^2/4} \left[1 + e^{-\Gamma L} - 2 e^{-\Gamma L/2} \cos(qL) \right] \quad (17)$$

donde q es el momento transferido entre axiones y fotones, dado por

$$q = \left| \frac{m_{\gamma}^2 - m_a^2}{2 E_a} \right| \quad (18)$$

La masa efectiva que adquiere el fot3n por no viajar a la velocidad de la luz en ese medio, se puede escribir como [18]:

$$m_{\gamma}(eV) \simeq 28,77 \sqrt{\frac{Z}{W} \rho \left(\frac{g}{cm^3} \right)} \quad (19)$$

con Z y W el número atómico y el peso atómico respectivamente y ρ la densidad del gas.

6.2.2. Conversión en vacío

Para tratar el caso de la conversión en vacío, debemos de considerar el fotón de masa efectiva nula ($m_\gamma = 0$), y el factor de absorción también despreciable ($\Gamma \simeq 0$). En tales condiciones, la ecuación 17 se puede reducir a:

$$P_{a \rightarrow \gamma} = \left(\frac{g_{a\gamma}}{2} \right)^2 (BL)^2 \left[\frac{\text{sen}(qL/2)}{qL/2} \right]^2 \quad (20)$$

Como se puede apreciar en las gráficas inferiores, la probabilidad en vacío es nula a partir de un cierto valor de la masa. Por lo tanto, si queremos detectar axiones con masas mayores a esa, debemos inyectar gas en el detector.

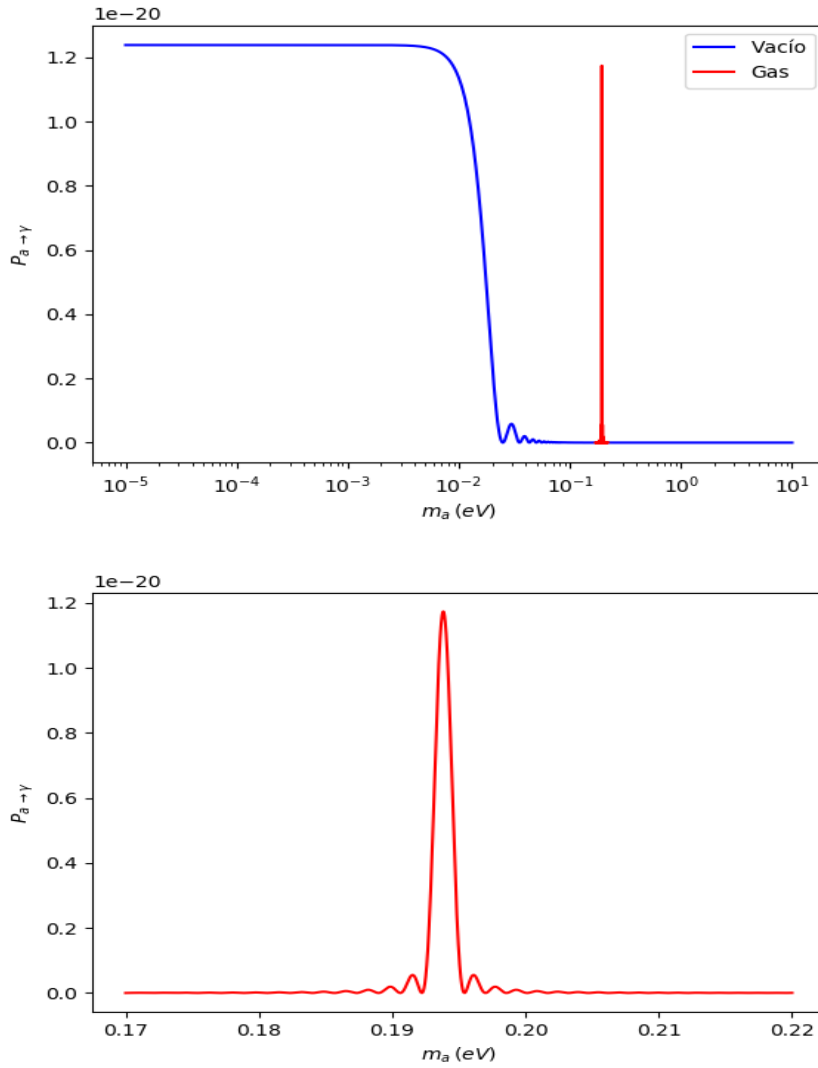


Figura 6: Probabilidad de conversión para axiones de energía $E_a = 5$ keV, con una constante de acoplo de $g_{a\gamma} = 4,5 \cdot 10^{-12} \text{ GeV}^{-1}$ en IAXO. La gráfica inferior se corresponde con la probabilidad de conversión en un gas de densidad $\rho = 9,084 \cdot 10^{-5} \text{ g/cm}^3$.

7. Curva de sensibilidad

7.1. Plot de exclusión

La curva de sensibilidad se define como una curva en el espacio de parámetros $g_{a\gamma}-m_a$ que indica qué valores de ese espacio de acoplos y masas descartaría el experimento en caso de no detectar nada. Es decir, si tras el experimento no se ha podido determinar ninguna señal que permita probar la existencia de axiones, podríamos descartar ese rango de parámetros, y se pasarían a realizar experimentos que exploren otros valores de masas y/o acoplos.

Para construirla, debemos tener en cuenta el espectro en energías de los axiones producidos en el Sol por espectro Primakoff, la probabilidad de conversión, la eficiencia del detector, el fondo y el tiempo de medida.

7.1.1. Método de integración en energías

Éste es un método para tratar la señal, y establecer un criterio para saber cuando podrá ser considerada como válida y cuando no será suficiente para asegurar de que estamos midiendo una señal axiónica. El numero de señal (en cuentas) N_s está definido como:

$$N_s = \int_0^{14} \left(\frac{d\phi_a}{dE} \right)_P P_{a \rightarrow \gamma} \epsilon A_{im} t dE \quad (21)$$

donde $\frac{d\phi_a}{dE}$ es el flujo diferencial producido por efecto Primakoff (ecuación 10), $P_{a \rightarrow \gamma}$ la probabilidad de conversión axiÓN-fotÓN (ecuación 20 para vacío y 17 para gas), ϵ el producto de las eficiencias óptica y del detector, A_{im} el área de la sección del tubo magnético perpendicular a la dirección de propagación de los axiones, y t el tiempo de medida. Los valores utilizados de ϵ , A_{im} y t vienen descritos en el anexo. Se han elegido los límites de integración 0 y 14 keV por la forma del espectro de energías antes visto en la figura 5.

El detector tomará datos continuamente, dedicando la mitad del tiempo a medir apuntando directamente al Sol y la otra mitad midiendo el fondo. Para cada valor de m_a , deberemos comparar esta señal con el fondo, que supondremos plano y con un valor descrito la tabla de datos del anexo.

A la señal recogida en el experimento se le restará la del fondo (aquí considerada plana), por lo que para poder considerarla válida, necesitamos que satisfaga la siguiente condición:

$$N_s \geq 2 \sqrt{N_f} \quad (22)$$

donde N_f el número de cuentas correspondiente al fondo, que se calculará a partir del intervalo de energías elegido, el tiempo de medida y el área de focalización. El hecho de restarle a la señal la del fondo, permite comparar la restante con la incertidumbre del fondo y no con su

valor. Tomando que la señal debe ser superior a dos sigmas de la señal de fondo, encontramos la ecuación 22.

Esta condición nos permitirá calcular, para cada masa, una constante de acoplo $g_{a\gamma}$ mínima. Para ella y valores superiores, la señal que se obtenga podrá ser tratada estadísticamente como una señal válida y discernible del fondo.

7.1.2. Fase I

Se denomina Fase I a la fase inicial de medida, en la que la detección se realiza en vacío. Aplicando el método de integración en energías, para IAXO obtenemos:

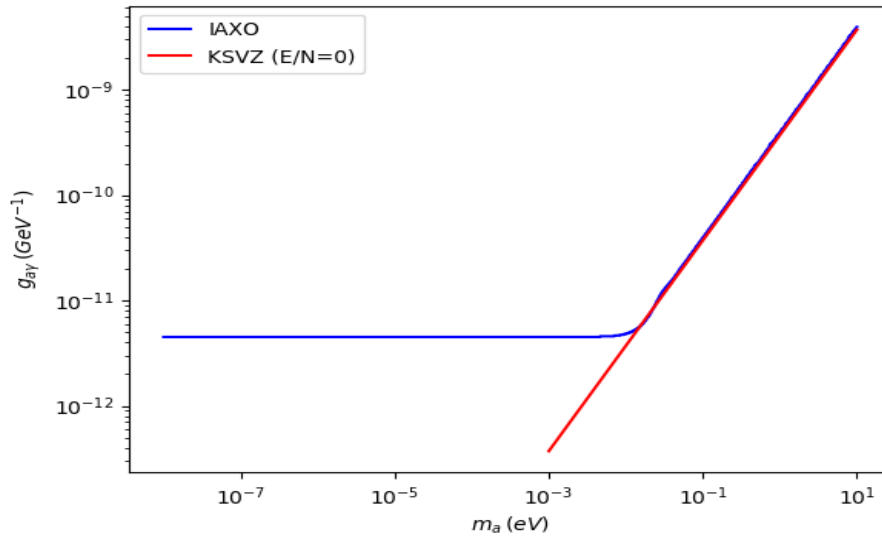


Figura 7: Curva de sensibilidad para la fase I de IAXO

La curva azul representa la curva de sensibilidad de IAXO en la fase I, por lo que señales valores por encima de ella podrán ser tratadas, es decir, si existen axiones con esos valores de masa y acoplo, deberían detectarse.

Dado que el acoplo $g_{a\gamma}$ es proporcional a m_a , (relaciones 6 y 9), los distintos modelos de axiones se corresponderán con rectas en este espacio de parámetros. En este caso, está representada la del modelo KSVZ con $E/N=0$. IAXO llegará en la fase I a poder detectar axiones de este modelo, a diferencia de BabyIAXO.

7.1.3. Fase II

La Fase II es una fase posterior, en la que se introduce gas en el detector, permitiendo obtener así señales para valores de m_a más altos, tal y como se vio en la sección 6.2. Variando

la presión del gas (de 60 mbar a 1 bar aproximadamente), cambiamos su densidad y por lo tanto la masa efectiva del fotón resultante. Si analizamos la probabilidad de conversión en un gas (figura 6) tiene una resonancia cuando el valor de m_a coincide con esa m_f . En el resto de masas, la probabilidad es prácticamente nula. Esto se ve reflejado en la curva de sensibilidad que produce:

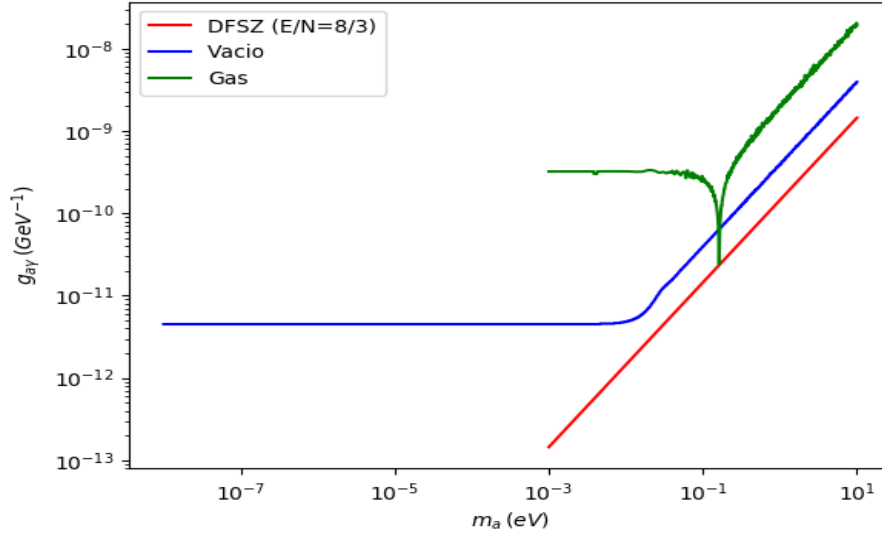


Figura 8: Curva de sensibilidad para la fase II de IAXO, para una presión $P = 395,22$ mbar y un tiempo de medida $t = 20,6$ h.

Con esta fase, podemos explorar nuevas zonas de la gráfica anterior, mejorando el plot de exclusión del experimento. Para una presión (o densidad) fijas, obtenemos una curva como la anterior, pero esa medida nos proporciona un pico muy estrecho. Para tener datos en un rango más amplio de masas, debemos tomar varios y combinarlos estadísticamente, a distintas presiones. Hace falta establecer nuevamente un criterio para elegir las distintas presiones a las que debemos de someter el gas.

En este caso se ha elegido que los picos de resonancia de N_s a dos presiones distintas, se crucen a media altura (véase figura 9). Con este criterio, ya podemos dividir nuestro rango de presiones en el número de puntos deseados, pero éste no puede ser cualquiera porque el tiempo del experimento es limitado. En este caso se ha elegido el tiempo de cada medida igual al necesario para que la curva de sensibilidad en ese valor de m_a llegue al modelo DFSZ ($E/N=8/3$) en el caso de IAXO (a la línea de KSVZ ($E/N=0$) para BabyIAXO). Los tiempos más largos se encuentran a presiones más bajas, puesto que el acoplo $g_{a\gamma}$ es menor.

Calculando así el tiempo correspondiente a cada presión, se debe de cumplir que la suma de todos se ajuste al tiempo de medida total del experimento. Dado que los tiempos a presiones más altas son casi despreciables comparados con los de presiones más bajas, se han tomado presiones desde 1 bar hacia 0 bar hasta que el tiempo se ajuste a los 3 años de medidas que realizará IAXO.

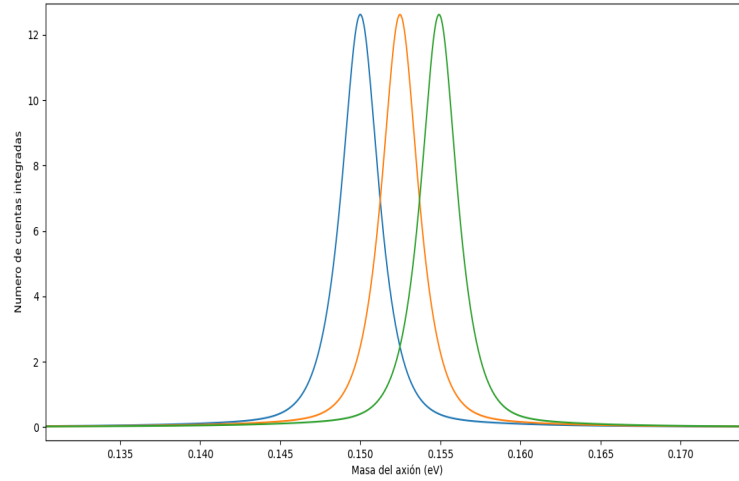


Figura 9: N_s para las presiones $P_1 = 336,76$ mbar, $P_2 = 347,98$ mbar y $P_3 = 359,20$ mbar, en BabyIAXO

Combinando estadísticamente las curvas obtenidas para cada presión (o masa), se obtiene una curva final de la fase dos. En este caso, se ha tomado la envolvente de todas las curvas, asumiendo que el criterio anteriormente mencionado es suficiente para poder combinarlas así. El resultado final de esta fase para IAXO es:

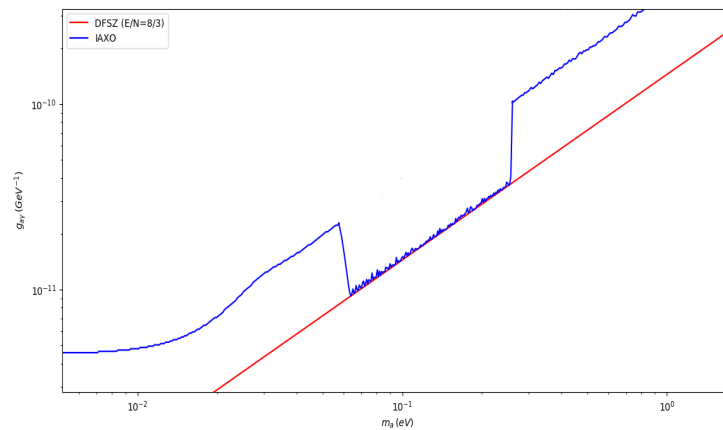


Figura 10: Fase II de IAXO, con un tiempo total de medida de 3.074 años

7.2. Resultados

Una vez realizados los cálculos pertinentes para obtener las curvas en vacío y en gas (Fases I y II respectivamente), se combinan para dar la curva final de sensibilidad.

7.2.1. IAXO

En el caso de IAXO obtenemos una fase II distinta a la encontrada en otras fuentes [19], dado que se ha distribuido de distinta manera el tiempo de la misma, con un objetivo distinto también. En este cálculo, se ha buscado tener un mayor número de puntos en la línea de DFSZ, sin sobrepasarla.

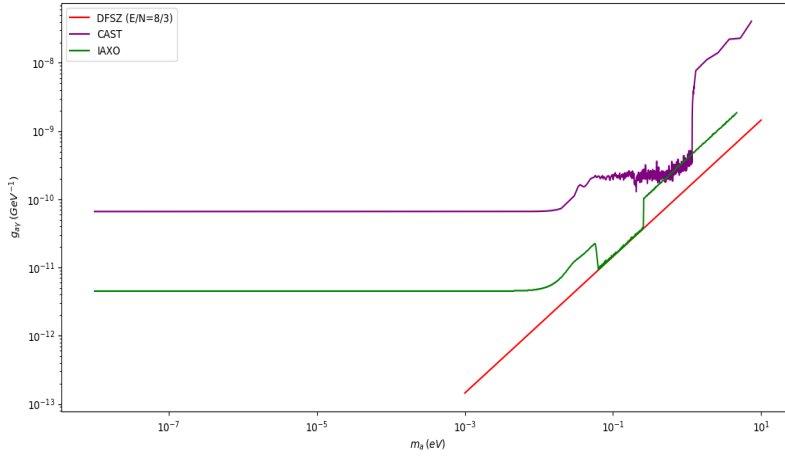


Figura 11: Plots de exclusión de IAXO y CAST

El resultado obtenido en el trabajo abarca un rango de presiones de $61,27 \leq P(\text{mbar}) \leq 1000$, en los que el gas estaría a temperatura ambiente. La curva presentada requiere un tiempo total de medida de 1122 días (3.07 años) para la fase II y de 3 años para la fase de vacío.

Las diferencias en cuanto a los plots de exclusión de CAST e IAXO son notables. Mientras CAST consiguió explorar una pequeña región de masas en el modelo KSVZ, la fase I de IAXO permitirá ampliarla considerablemente. Además, la fase II permitirá sobrepasarla, llegando incluso al modelo DFSZ.

7.2.2. BabyIAXO

En el caso de BabyIAXO, la Fase II no está desarrollada, permitiendo este trabajo aportar una primera aproximación al resultado que se esperaría al hacerlo. Esta vez se ha repetido el mismo procedimiento, buscando que los distintos puntos de la curva lleguen a la línea

correspondiente al modelo KSVZ, sin sobrepasarla. La curva obtenida es:

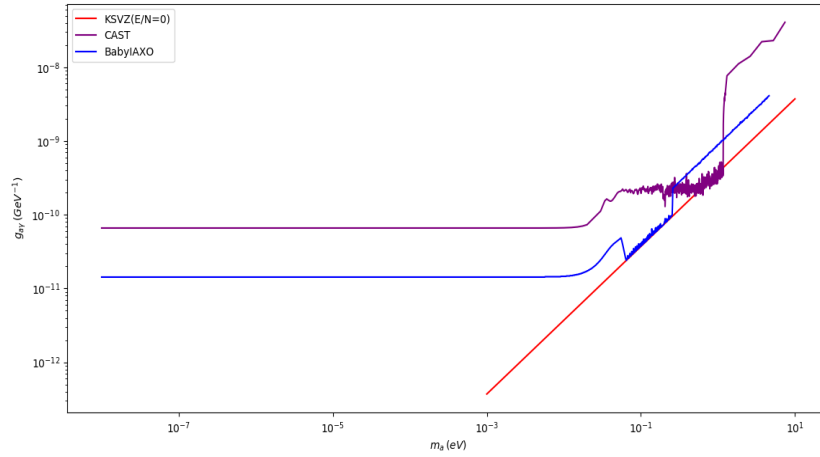


Figura 12: Plots de exclusión de BabyIAXO y CAST

La fase de vacío de BabyIAXO no será capaz de tomar datos en la línea de KSVZ, como ocurría con CAST. Sin embargo, si que se aproxima más, permitiendo alcanzarla en un rango de masas distinto al que exploró CAST.

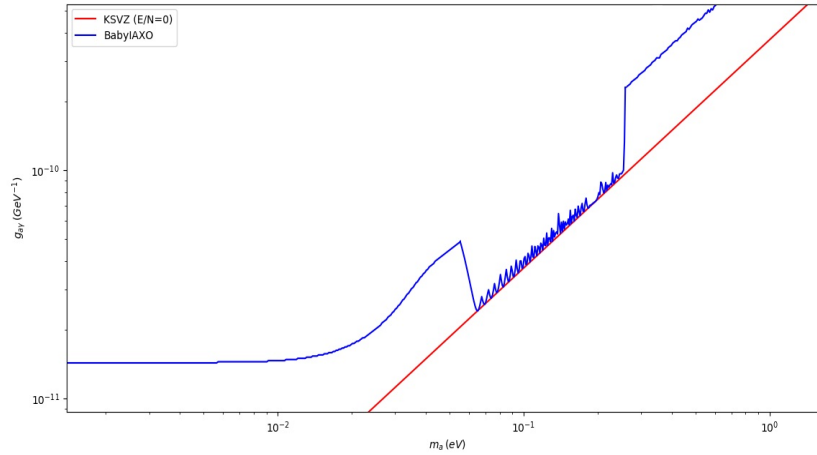


Figura 13: Fase II de BabyIAXO

En este caso, el rango de presiones es de $63,11 \leq P(\text{mbar}) \leq 1000$, con el gas también a temperatura ambiente. El cálculo supone un tiempo total de medida de 1.5 años para la fase de vacío y un tiempo de 570 días (1.56 años) para la fase II. Nuevamente se ha tomado como criterio para desarrollarla obtener el máximo número de puntos posible en la línea de KSVZ sin sobrepasarla.

La fase de vacío de IAXO abarcará todo el rango de parámetros explorado en las fases

I y II de BabyIAXO, pero como éste último se construirá primero, nos podrá aportar información antes.

Por último, podemos comparar las curvas de sensibilidad de los tres experimentos:

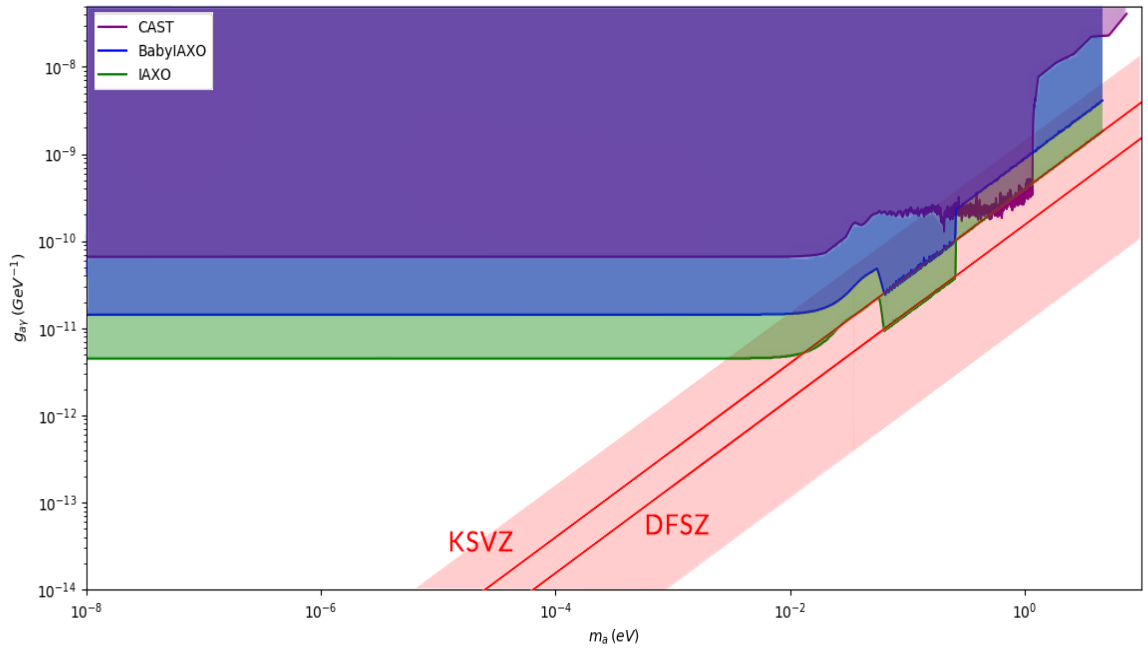


Figura 14: Plot de exclusión de CAST, BabyIAXO e IAXO

8. Conclusiones

Este trabajo me ha permitido ampliar mis conocimientos sobre materia oscura y sobre axiones, pudiendo comprender mejor las diversas conferencias a las que he asistido durante el año. Al estudiar cómo surge la idea la existencia de estas partículas, uno se da cuenta de que es un argumento puramente de Física de Partículas, como solución al problema CP fuerte. Sin embargo, su existencia podría dar solución a otro problema cosmológico independiente, la naturaleza de la materia oscura. Ésto hace al axión un candidato cuanto menos interesante, estando la comunidad científica expectante de los resultados que se puedan conseguir en los experimentos citados, como IAXO. También es notable el hecho de que, aunque existen otros experimentos para detectar WIMPs, unos no descartarían los otros, ya que son compatibles.

Una vez comprendidos algunos de los aspectos claves en axiones, he tratado de emplearlos para realizar un cálculo para estos experimentos. No se conoce las propiedades exactas de los axiones (masa o acoplo), por lo que a la hora de diseñar un experimento, hay que tomar ciertas decisiones sin poder ser completamente justificadas. Sabiendo esto, me he tomado la libertad de proponer una Fase II para IAXO y BabyIAXO distinta a la propuesta actual, intentando maximizar el número de puntos sobre las líneas de KSVZ en el caso de BabyIAXO y de DFSZ en IAXO. A priori, no existe ningún motivo por el que decantarse por una opción u otra, sino que son posibles líneas de trabajo. Los nuevos conocimientos que se obtengan sobre estas partículas determinarán cómo se deberá de invertir el tiempo disponible de manera más eficiente, pudiendo descartarse incluso ambas opciones.

9. Referencias

- [1] V.C.Rubin and Jr W.K.Ford. Rotation of the andromeda nebula from a spectroscopic survey of emission regions. *Astrophys. J.*, 1569:379,1970.
- [2] P.Salucci E.V.Karukes and G.Gentile. The dark matter distribution in the spiral ngc 3198 out to $0.22 r_{vir}$. [arXiv:1503.04049 [astro-ph.GA]],2015.
- [3] C.Baker *et al.* An improved experimental limit on the electric dipole moment of the neutron. [arXiv:hep-ex/0602020],2006.
- [4] Jihn E.Kim and Gianpaolo Carosi. Axions and the strong cp problem. [arXiv:0807.3125 [hep-ph]],2010.
- [5] S.Weinberg. A new light boson? *Phys. Rev. Lett.* 40 223. 28, 31, 34, 1978.
- [6] F. Wilczek. Problem of strong p and t invariance in the presence of instantons. *Phys. Rev.Lett.* 40 279. 28, 31, 34, 1978.
- [7] J. Redondo y A.Ringwald. Light shining through walls. [arXiv:1011.3741 [hep-ph]], 2010.
- [8] Stephen J.Asztalos *et al.* An improved rf cavity search for halo axions. [arXiv:astro-ph/0310042], 2004.
- [9] Stephen J. Asztalos *et al.* Squid-ased microwavebased microwave cavity search for dark-matter axions. [arXiv:0910.5914 [astro-ph.CO]], 2010.
- [10] J.A. García. Solar axion search with micromegas detectors in the cast experiment with ^3he as buffer gas. [arXiv:1506.02601 [astro-ph.SR]], 2015.
- [11] J.Redondo I.G.Irastorza. New experimental approaches in the search for axion-like particles. [arXiv:1801.08127 [hep-ph]], 2018.
- [12] I.G.Irastorza *et al.* Conceptual design of the international axion observatory (iaxo). [arXiv:1401.3233 [physics.ins-det]], 2014.
- [13] I.G.Irastorza. Searches for axions with the international axion observatory iaxo. XLIII International Meeting on Fundamental Physics, Benasque, 16-20 March, 2015.
- [14] J. Redondo. Solar axion flux from the axion-electron coupling. [arXiv: 1310.0823 [hep-ph]], 2013.
- [15] G. Raffelt and L.Stodolsky. Mixing of the photon with low-mass particle. [Phys.Rev. D37 1237 MPI-PAE/PTh-54/87],1988.

- [16] J. Redondo. Can the pvlas particle be compatible with the astrophysical bounds? [arXiv:0807.4329 [hep-ph]], 2007.
- [17] D. E. Morris K. van Bibber, P. M. McIntyre and G. G. Raffelt. Design for a practical laboratory detector for solar axions. [Phys. Rev. D 39, 2089], 1989.
- [18] J. Garcia Garza. Micromegas for the search of solar axions in cast and low-mass wimps in trex-dm. [CERN-THESIS-2015-274,JINST TH 001], 2016.
- [19] I.G.Irastorza *et al.* The international axion observatory iaxo. letter of intent to the cern sps committe. CERN-SPSC-2013-022; SPSC-I-242, 2013.

A. Datos empleados

Para el gas ${}^4\text{He}$, tratado como un gas ideal:

$$T = 298\text{ K} \quad Z = 2.0 \quad W = 4.0026$$

Para los experimentos:

	IAXO	BabyIAXO
L (m)	20	10
B (T)	2.5	2
Eficiencia óptica	0.7	0.5
Eficiencia detector	0.8	0.7
Area imán (m^2)	2.3	$2\pi \cdot 0,35^2$
Area focalización (cm^2)	$8 \cdot 0,15$	$2 \cdot 0,35$
N_f (c/keV/ cm^2 /s)	10^{-8}	10^{-7}
Tiempo de medida fase I (y)	$3 \cdot 0,5$	$1.5 \cdot 0,5$
Tiempo de medida fase II (y)	$3.57 \cdot 0,5$	$1.56 \cdot 0,5$
Rango de presiones (mbar)	de 61.27 a 1000	de 63.11 a 1000