



**Universidad**  
**Zaragoza**

# Trabajo Fin de Grado

Grado en Física

## **Simulaciones de trazado de rayos en ópticas de rayos X**

Autor

Marta Castañeda Rodríguez

Directores

Jaime Ruz Armendáriz

Julia Katharina Vogel

---

FACULTAD DE CIENCIAS  
Zaragoza, año académico 2022-2023

# Índice

<b>1. Motivación y objetivos científicos</b>	<b>1</b>
<b>2. Descripción de la memoria</b>	<b>4</b>
2.1. Espejo concentrador de rayos X . . . . .	6
2.1.1. Principio de Funcionamiento . . . . .	6
2.1.2. Reflectividad . . . . .	7
2.2. Simulación del sistema óptico . . . . .	8
2.2.1. Fuente extensa colimada. Haz de fotones paralelo . . . . .	8
2.2.2. Fuente extensa sin colimar. Haz de fotones divergente . . . . .	10
2.2.3. Cálculo de la distancia focal y tamaño de la imagen generada . . . . .	11
2.2.4. Implementación de la reflectividad de los substratos del espejo . . . . .	14
2.3. Maximización del flujo de fotones para la búsqueda de axiones solares . . . . .	16
2.3.1. Flujo de axiones Solares . . . . .	16
2.3.2. Simulación del espectro de axiones emitidos y reflejados . . . . .	17
2.4. Impacto del uso de concentradores de rayos-X para la búsqueda de axiones solares. Optimización de la señal-ruido . . . . .	18
<b>3. Conclusiones</b>	<b>23</b>
<b>4. Referencias</b>	<b>25</b>
<b>Lista de Figuras</b>	<b>27</b>
<b>Lista de Tablas</b>	<b>30</b>
<b>Anexos</b>	<b>31</b>
<b>A. Registro de rayos-X en el detector</b>	<b>31</b>
<b>B. Registro de señales de axiones en el detector</b>	<b>32</b>
<b>C. Espectro de axiones simulados</b>	<b>33</b>

# 1. Motivación y objetivos científicos

El objetivo fundamental de este proyecto es el diseño de un concentrador de rayos X con el fin de mejorar la relación señal-ruido en un experimento dedicado a la detección de axiones solares.

Los axiones son partículas subatómicas hipotéticas que desempeñan un papel intrigante en el campo de la física de partículas y la cosmología. Su historia se remonta a la década de 1970 cuando se propusieron por primera vez por los físicos teóricos R.D. Peccei y H.R. Quinn para abordar uno de los enigmas más importantes en la física del modelo estándar (SM) [1, 2]: la no violación de la simetría de carga-paridad (CP) en la interacción fuerte, lo que implica una asimetría entre partículas y antipartículas. Los axiones se introdujeron como una solución potencial al problema de la interacción fuerte de la cromodinámica cuántica (QCD), teoría que describe la interacción entre quarks y gluones [3]. Además, los axiones también son considerados como uno de los candidatos más importantes para explicar la composición de la materia oscura [4], una forma invisible de materia que constituye gran parte del contenido total del universo [5]. Una de las principales características de los axiones es su masa ( $m_a$ ), extremadamente pequeña, que se encuentra comprendida en el rango  $(10^{-6}, 10^{-3}) eV$  [6, 7]. La otra, es que poseen una muy baja interacción con la materia ordinaria, lo que les hace ser candidatos óptimos para constituir la materia oscura [8]. En la figura 1 se muestran los límites actuales para la constante de acoplo axión-fotón ( $g_{a\gamma}$ ) en función de la masa del axión, que por el momento es un parámetro libre y no descubierto.

De manera similar a como les sucede a las Partículas Masivas Débilmente Interactuantes (conocidas por su acrónimo del inglés WIMPs) en las teorías supersimétricas [9], los axiones también se vuelven atractivos debido a que no constituyen simplemente una solución improvisada al enigma de la Materia Oscura, sino que, de manera independiente, tanto los WIMPs como los axiones pueden representar la totalidad de la materia oscura [10]. Existen también varios modelos que favorecen la perspectiva de una materia oscura combinada, donde WIMPs y axiones colaboran para conformar la materia oscura en su conjunto [11].

Desde el momento en el que los axiones se postularon, se sugirió que los núcleos de las estrellas podrían generarlos por medio de procesos nucleares y del efecto Primakoff [12]. Esto incluye a nuestro Sol, que supuestamente estaría emitiendo axiones solares que podrían ser detectados en la Tierra mediante experimentos específicamente diseñados para su búsqueda [4, 13]. Aparte de la generación en el núcleo de las estrellas, se han propuesto otros mecanismos de generación de axiones; algunas teorías de gran unificación y supersimetría, sugieren que los axiones se podrían haber creado en ciertas transiciones de fase en el universo temprano [14, 15] pasando a formar parte de la materia oscura del universo.

Este Trabajo de Fin de Grado centra su estudio en los axiones generados en el núcleo

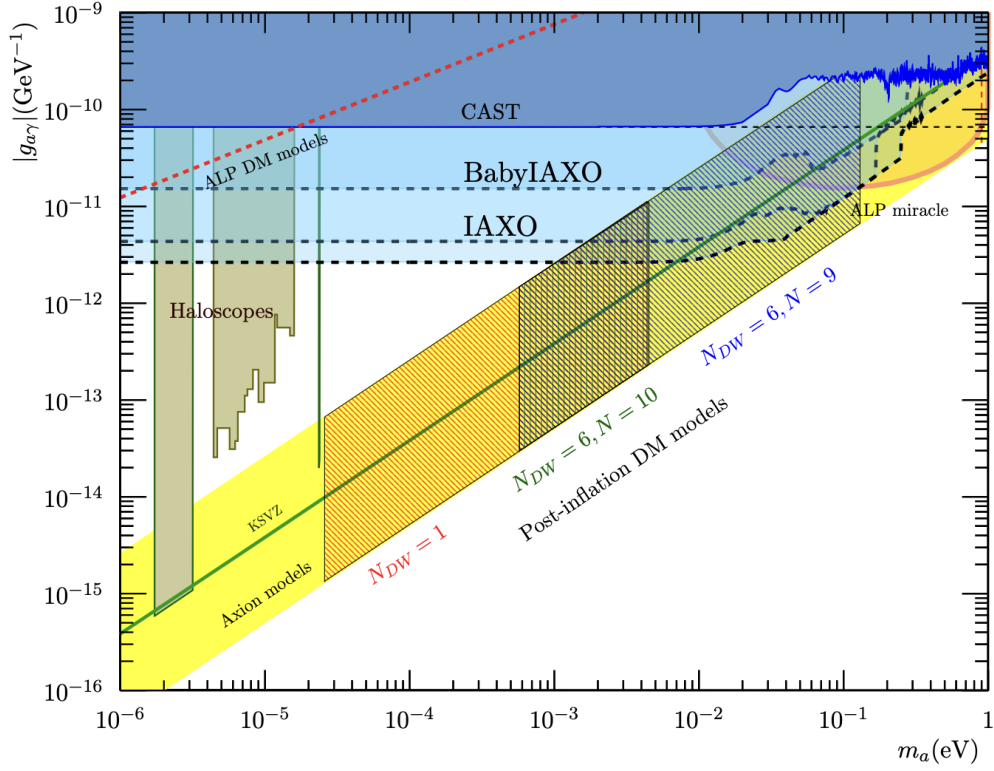


Figura 1: Panorama actual del límite de acoplo del axi3n-fot3n en funci3n de su masa. En azul, los l3mites establecidos por el CERN Axion Solar Telescope (CAST) el helioscopo m3s potente que busca axiones solares. En marr3n, los l3mites establecidos por Axion Dark Matter Experiment (ADMX), el haloscopio de axiones m3s potente. En amarillo, la banda te3rica de axiones capaces de resolver el problema fuerte de QCD. Las diferentes zonas de  $N_{DW}$  corresponden con distintos escenarios post-inflacionarios [7].

solar. En especial, se hace uso de la capacidad de oscilaci3n de los axiones para convertirse en fotones en presencia de campos electromagn3ticos intensos, el proceso Primakoff, una propiedad sumamente interesante y esencial del axi3n que es compartida por todos los modelos de axiones [16]. La transformaci3n inversa, la oscilaci3n fot3n-axi3n, no s3lo es posible sino que adem3s, es equiprobable [13].

Existen diversos enfoques experimentales dedicados a la b3squeda de axiones. En concreto, los “helioscopos” de axiones buscan detectar axiones emitidos por el Sol [7, 17, 18] ya que estos no dependen de la suposici3n de que estos constituyan la Materia Oscura. La emisi3n de axiones desde el n3cleo solar es una predicci3n s3lida fundamentada en principios bien establecidos de la f3sica solar, as3 como en la conversi3n de fotones de plasma en axiones. Otra forma de detectar axiones son los dispositivos llamados “haloscopos”, tambi3n conocidos como cavidades resonantes de microondas. Estos dispositivos est3n dise3ados espec3ficamente para transformar los axiones componentes de materia oscura en fotones detectables por medio de un campo magn3tico [19, 20]. La detecci3n de axiones por estos experimentos supondr3a el descubrimiento de al menos uno de los componentes de la materia oscura del universo.

Para realizar el estudio de axiones solares, los “helioscopos” sitúan un campo magnético de gran intensidad alineado de modo transversal con la línea de incidencia de los axiones. Dentro de este imán se produciría el efecto Primakoff; los axiones oscilan a fotones con una cierta probabilidad que denotaremos como  $\wp_{a\gamma}$  y pueden llegar a ser detectados a la salida del imán.

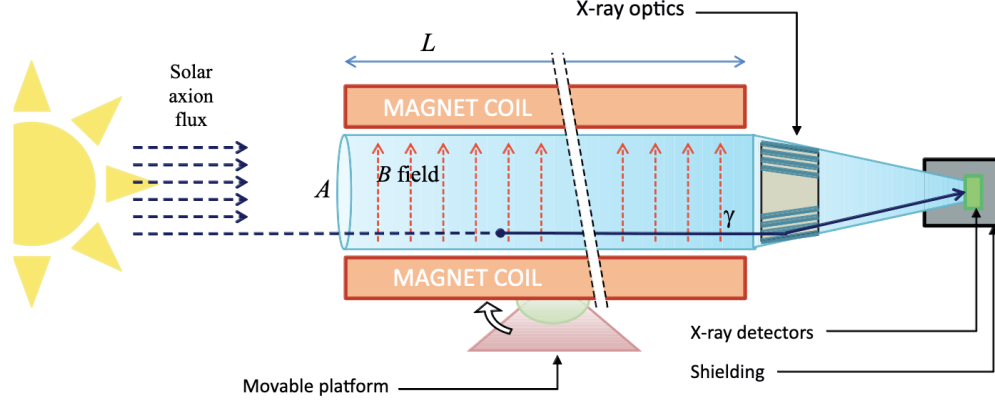


Figura 2: Esquema de producción y detección de axiones solares en un helioscopio que hace uso de un concentrador de rayos X [7].

Para optimizar la detección de axiones solares, concebimos la utilización de un potente imán junto con un concentrador de rayos-X de diseño específico, que se desarrolla en este TFG, y que asegura la captura de la mayor cantidad posible de fotones en un área reducida del detector (ver figura 2). Es importante destacar que el detector también registra otras señales provenientes del entorno: muones atmosféricos, neutrones y fluorescencias de distintos elementos que lo componen, complicando la identificación de la señal de axiones que perseguimos. Esta señal de axiones se encuentra, en consecuencia, enmascarada por el nivel de fondo de nuestro detector. Con el concentrador de rayos X, aglutinamos la señal esperada en un área pequeña del detector y por tanto maximizamos la relación señal-ruido del experimento.

Por simplicidad, durante el desarrollo de este TFG, asumiremos que la probabilidad de oscilación axión-fotón ( $\wp_{a\gamma}$ ) es constante, independiente de la energía del axión ( $E_a$ ), lo que es correcto, dado que  $\wp_{a\gamma}$  depende solamente de la masa del axión ( $m_a$ ), que a día de hoy es desconocida, y del medio en el que se produce la conversión [13], que consideraremos siempre vacío en nuestro caso. Este TFG diseña un concentrador de 5 capas tronco-cónicas para maximizar el flujo de fotones provenientes de la conversión axión-fotón minimizando el área donde se registra dicha señal. En el desarrollo del concentrador, se han examinado fuentes extensas colimadas y divergentes para la caracterización de los espejos monocapa, con objeto

de garantizar la fidelidad de nuestros resultados. Su aplicación final al estudio de axiones solares, utiliza una fuente extensa colimada para explorar la disposición estratégica de los componentes de nuestro sistema óptico y así potenciar la relación señal-ruido, incuyendo una descripción cuantitativa de la ubicación, tamaño y forma del espectro de fotones esperado en el detector.

## 2. Descripción de la memoria

Como mencionamos en la introducción, el objetivo fundamental de este TFG es el diseño y optimización de un concentrador de rayos X con el fin de maximizar la búsqueda y detección de axiones solares. Para ello, se ha desarrollado un código PYTHON que hace uso de las librerías MATPLOTLIB, NUMPY, PANDAS y RANDOM capaz de simular el sistema óptico sobre el cual hemos basado nuestro estudio. Con este código, se han determinado los parámetros óptimos del concentrador de rayos X, con cuyos valores maximizamos la eficiencia en la detección de axiones solares.

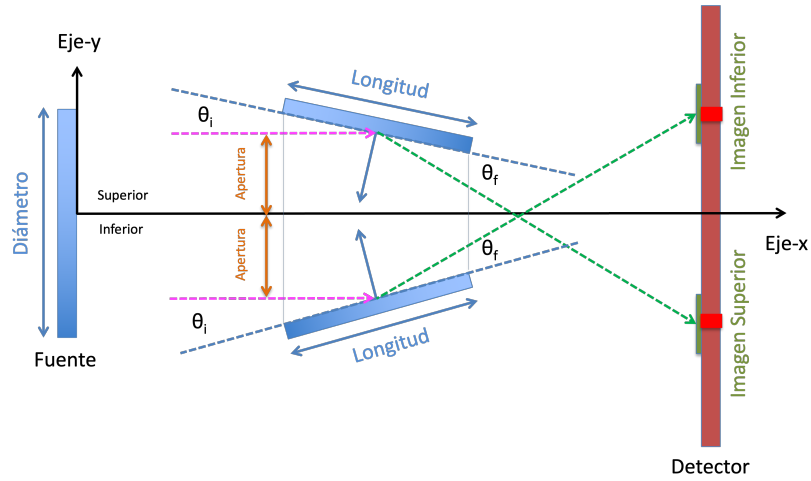


Figura 3: Esquema del sistema óptico monocapa propuesto para el desarrollo de un concentrador de rayos-X.

En primer lugar, el código desarrollado implementa un concentrador de rayos X monocapa, con el que se evalúa geoméricamente el flujo nominal de rayos. En este paso, proponemos una fuente extensa de 55 mm de diámetro (apertura típica de imanes dipolos usados en aceleradores), frente a la que situamos un tronco cónico de 300 mm de longitud cuyo diámetro superior corresponde con el tamaño de la fuente (55 mm) y al que dotamos de un ángulo de incidencia nominal  $\theta_i$ , uno de los parámetros que son objeto de estudio de nuestras simulaciones. Para evaluar las cualidades del concentrador monocapa en función de  $\theta_i$ , se dispone un plano de detección capaz de desplazarse en el eje X. Este detector lo usamos para determinar la imagen generada a diferentes distancias entre detector y colimador, permitiendo localizar el “foco” del concentrador; la distancia a la que la imagen generada se aglutina con

el mínimo tamaño. En la figura 3 se ilustra la configuración geométrica del concentrador monocapa, la fuente, el detector y se referencia el ángulo de incidencia nominal  $\theta_i$ .

Con el fin de establecer el diseño óptimo de nuestro concentrador, es esencial identificar el punto focal que maximiza el flujo de fotones en el detector. Este proceso, aparte de implicar la exploración de diversas configuraciones geométricas y distancias entre la fuente, los espejos y el detector, necesita introducir el concepto de probabilidad de reflexión total en la superficie del concentrador monocapa. Para ello, se ha recurrido a la base de datos de CXRO [21], donde se han estudiado diversos materiales capaces de reflejar eficientemente rayos X de bajas energías. En particular, este TFG ha elegido el oro como material usado para el revestimiento de cada concentrador monocapa, y se ha dotado al código desarrollado de una base de datos que contiene los valores de la probabilidad de reflexión, una probabilidad que depende no sólo del ángulo de incidencia del rayo X, sino también de su energía (ver apartado 2.1.2 para una descripción detallada de este paso). Aparte del oro, existen otros materiales que podrían haber sido utilizados como recubrimiento, en particular el iridio y el platino, que poseen valores de reflectividad muy interesantes, materiales que se estudiarán en futuras colaboraciones.

El código PYTHON creado utiliza la información de la base de datos de reflectividad y aplica sus valores a cada uno de los rayos simulados. La energía de cada rayo en nuestra simulación se determina mediante un método montecarlo que escanea el espectro de energías de la fuente ajustando el intervalo de energías obtenido por el método montecarlo al intervalo de energías de la base de datos de la reflectividad del oro. Así mismo, el método utilizado para asignar la energía de cada rayo utiliza un pesado probabilístico que reproduce con fidelidad la forma e intensidad del espectro de axiones solares esperado a nivel de mar en la Tierra, espectro que definiremos con detalle en el apartado 2.3.1 de la memoria de este TFG.

En esta memoria, también se ha incluido el estudio del impacto de la naturaleza de la fuente. Más en concreto, se diferencia entre una fuente extensa colimada (ver apartado 2.2.1) y una fuente extensa divergente (ver apartado 2.2.2). Para la aplicación final de esta tecnología, se desarrolla un concentrador multicapa para una fuente extensa colimada (ver apartado 2.4), ya que la distancia entre el Sol y la tierra, junto con la apertura de nuestro colimador minimiza la divergencia de los rayos que entran en nuestro sistema óptico.

Nuestro código representa visualmente los rayos de luz en nuestro sistema óptico, en el que se reproducen los elementos geométricos descritos: fuente de luz, espejos y detector. Además, genera histogramas bidimensionales que se utilizan para determinar la forma e intensidad de la imagen generada en el detector antes y después de aplicar la base de datos de reflectividad. También representa en histogramas los espectros de los fotones generados en nuestra fuente, junto con el espectro admitido por el concentrador monocapa debido al campo de visión del mismo y el espectro de los fotones reflejados en nuestro detector.

Para el desarrollo de nuestro programa de simulaciones, se ha diseñado un sistema

óptico que incorpora dos espejos planos opuestos que se encuentran centrados respecto a la fuente emisora. Nuestro programa interroga la emisión a lo largo del diámetro de la fuente proyectando rayos colimados o divergentes (emisión  $2\pi$ ) en función de la naturaleza de la fuente. La emanación de estos rayos se realiza para un intervalo espacial determinado: cada  $10\text{ }\mu\text{m}$  a lo largo de la muestra en el caso de una fuente colimada y cada  $500\text{ }\mu\text{m}$  para el caso de la fuente no colimada. En el caso de emisión divergente, para cada punto de interrogación emitimos una distribución de 270 rayos comprendidos entre  $-\pi$  y  $+\pi$ . De este modo, somos capaces de evaluar por medio de una simulación relativamente “ligera” la naturaleza de las reflexiones hacia nuestro detector, distancia óptima del detector, primera aproximación del diámetro de la imagen generada y pesado con los valores de la base de datos de reflectividad. Una vez determinados dichos parámetros, procedemos a una simulación de revolución “total”, donde elegimos por medio de un método montecarlo los valores del ángulo azimutal simulado.

## 2.1. Espejo concentrador de rayos X

### 2.1.1. Principio de Funcionamiento

El éxito de nuestro estudio necesita de la comprensión de los principios fundamentales que rigen la reflexión y la difracción de rayos X en estos dispositivos. En este contexto, hay dos leyes esenciales, la Ley de Reflexión propuesta por Snell y la Ley de Bragg, ambas desempeñando papeles cruciales en la manipulación de la luz y la optimización de dispositivos ópticos. La ley de reflexión, formalizada por Willebrord Snell van Royen en 1621, establece que el ángulo de incidencia de un rayo de luz es igual al ángulo de reflexión, ambos medidos respecto a la normal a la superficie del espejo:

$$\theta_{\text{incidencia}} = \theta_{\text{reflexion}}. \quad (1)$$

Es relevante señalar que comúnmente el ángulo de incidencia se define con respecto a la normal. Sin embargo, en nuestro proyecto, este ángulo de incidencia  $\theta_i$  está directamente vinculado al plano de inclinación de los espejos. Esta elección tiene que ver con la naturaleza de la reflexión para rayos X, que siguen la Ley de Bragg, estableciendo una relación cuantitativa entre la longitud de onda de la radiación electromagnética incidente ( $\lambda$ ) sobre un cristal y los ángulos  $\theta_i$  bajo los cuales se produce la difracción constructiva. Matemáticamente, la Ley de Bragg se expresa como:

$$n\lambda = 2d\sin(\theta_i), \quad (2)$$

donde  $d$ , denota la distancia entre los planos en la red cristalina y  $n$ , es un número entero que indica el orden de interferencia.

La calidad de un espejo se distingue por su pulimento (nivel de rugosidad) y capacidad reflectante. En este trabajo, tomamos la aproximación de contar con una superficie completamente plana, sin rugosidad, aunque en realidad los procesos de deposición de capas



de oro y otros materiales se aproximan a valores de rugosidad comprendidos entre  $5 - 10\text{\AA}$ . Futuras extensiones de nuestro programa podría incluir el uso de espejos curvos, definidos por superficies cuadráticas, lo que nos permitiría el estudio de telescopios y microscopios de rayos X.

En esta memoria nos centramos en el estudio de un sistema basado en el dibujo de la figura 3 compuesta de 5 espejos tronco-cónicos de revolución cuasi-concéntricos.

### 2.1.2. Reflectividad

La reflexión en nuestro sistema sigue el patrón de reflexión especular, donde los rayos de luz incidentes se reflejan de manera organizada, dando lugar a la formación de imágenes nítidas. En contraste con la reflexión difusa, donde los rayos se reflejan en múltiples direcciones. La aplicación práctica de la reflexión en los espejos cobra especial relevancia para el diseño de telescopios y microscopios, donde los espejos desempeñan un papel esencial en la focalización de la luz. En la longitud de onda de los rayos X, la Ley de Bragg guía la elección de materiales y la orientación precisa de nuestros espejos, permitiéndonos así maximizar la eficiencia del sistema por medio del alineado de los ángulos de difracción con la radiación incidente.

Llamaremos reflectividad a la capacidad de un material o superficie para reflejar la luz. Eficiencia de reflexión de luz en comparación con la cantidad de luz incidente sobre esa superficie. La reflectividad se expresa a menudo como un porcentaje y depende de la energía del fotón incidente, que se relaciona con la longitud de onda por medio de la ley de DeBroglie,

$$E = hc/\lambda, \quad (3)$$

donde  $\lambda$  es la longitud de onda del fotón incidente,  $E$  es su energía y  $h$  y  $c$  son la constante de Plank y la velocidad de la luz en el vacío respectivamente.

Como ya se ha comentado con anterioridad, para el desarrollo de nuestro prototipo se ha utilizado una deposición de oro en los troncos cónicos de nuestro concentrados. En concreto, láminas de oro de 30 nm de espesor depositadas sobre un sustrato de óxido de silicio de  $500\text{ }\mu\text{m}$ . Esta elección se basa en las ventajas que surgen de la alta reflectividad del oro y las propiedades ópticas inherentes del sistema. Por ejemplo, la significativa reflectividad del oro en el espectro visible de la luz, lo que permite alinear nuestro sistema con respecto de la fuente con relativa facilidad. Adicionalmente, el empleo de una capa delgada de oro contribuye a mitigar la absorción de fotones por parte del material. Esta reducción de la absorción resulta fundamental para maximizar la reflexión de fotones en el espejo.

Hemos obtenido los valores de reflectividad de nuestras láminas de oro de la base de datos CXRO [21], seleccionado específicamente energías comprendidas en el rango de 0,5 a 12 keV y usando una separación de 0,5 keV entre cada valor. Para cada energía, hemos obtenido los valores de reflectividad en función del ángulo de incidencia para un rango de 0 a 15 grados

con una precisión de  $0,16^\circ$ .

Si nos fijamos en la figura 4, se observa cómo la reflectividad disminuye a medida que el ángulo aumenta, aproximándose rápidamente a 0 para valores de ángulos mayores a  $15^\circ$ . Cada color denota un fotón con una energía específica. En concreto, representamos la evolución de la reflectividad en función del ángulo para fotones de energías 0,5 keV (azul), 1,0 keV (verde), 2,0 keV (amarillo), 4,0 keV (cian), 6,0 keV (magenta) y 12,0 keV (rojo). Además de la disminución en la reflectividad con el ángulo, se puede apreciar que a medida que la energía de los fotones aumenta, la reflectividad también exhibe valores decrecientes.

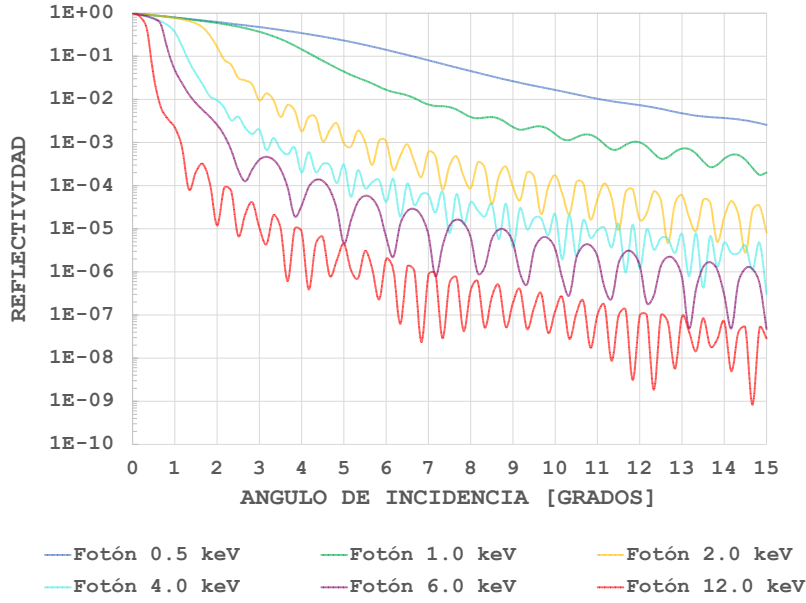


Figura 4: Representación valores reflectividad para diferentes energías

En nuestra simulación, asignamos a cada rayo de luz emitido una energía única, generada aleatoriamente por medio de un método montecarlo descrito anteriormente. Este método reproduce con fidelidad el espectro de axiones solares que interactúan con la lámina de oro y nos permite examinar el impacto del diseño característico de cada lámina del concentrador ( $\theta_i$ ) para su uso en la búsqueda de axiones solares.

## 2.2. Simulación del sistema óptico

### 2.2.1. Fuente extensa colimada. Haz de fotones paralelo

El primer componente programado es el trazado de rayos de una fuente extensa colimada; una fuente de luz en la que los rayos de luz emitidos son paralelos entre sí y no se dispersan a medida que se alejan de la fuente. En el marco de esta investigación, se ha diseñado un programa que incorpora una fuente con dimensiones de 55 mm de diámetro con emisión superficial. Estos rayos paralelos son dirigidos hacia un concentrador posicionado a una distancia de 150 mm (borde del concentrador más cercano a la fuente). Nuestro sistema

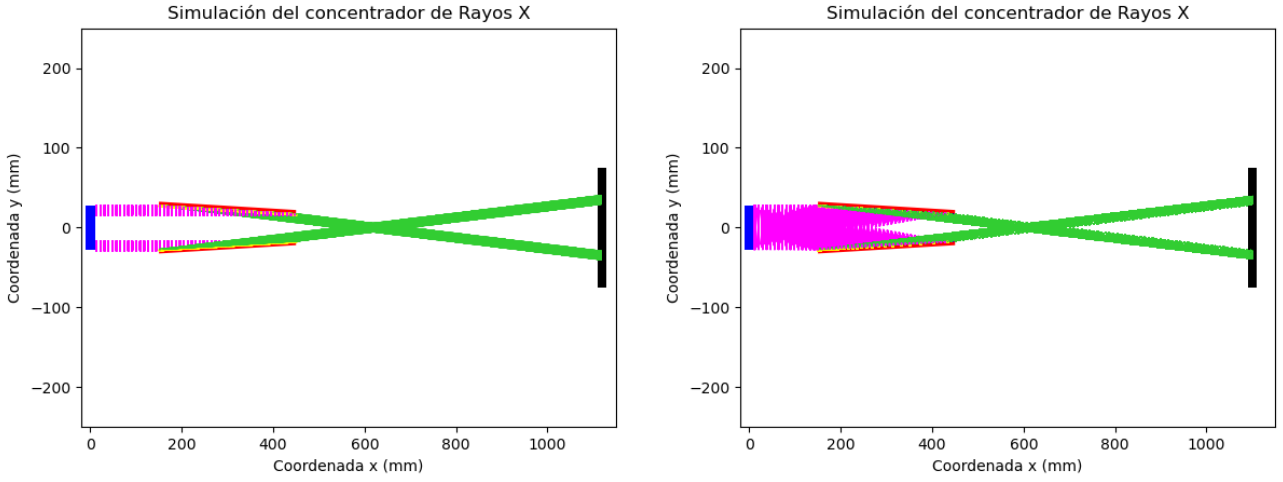


Figura 5: Simulación de trazado de rayos-X para una fuente extensa colimada (izquierda) y para una fuente extensa divergente (derecha) para un ángulo de incidencia de  $2^\circ$ . Detector situado en una distancia extra-focal de 500 mm.

incorpora dos espejos planos, cada uno con una longitud de 300 mm y con un diámetro de 55 mm a la entrada a los que se dota de una inclinación  $\theta_i$ . Uno de los espejos se ubica en la parte superior del sistema, mientras que el otro se coloca en la parte inferior, tal y como se ha mostrado en el diagrama de la figura 3. Primeramente, les hemos asignado un ángulo de inclinación  $\theta_{i,superior} = -2^\circ$  y  $\theta_{i,inferior} = +2^\circ$  para determinar la distancia focal mínima de nuestra simulación. Ángulos mayores de inclinación son incompatibles con las dimensiones de nuestro sistema, ya que el foco se forma o muy cercano al cono reflector, o incluso en su interior. Posteriormente, modificamos gradualmente el valor de  $\theta_{i,superior}$  y  $\theta_{i,inferior}$  con intervalos iguales pero en sentidos opuestos de  $0,25^\circ$  con el fin de encontrar el ángulo de inclinación óptimo (aquel en el que el flujo nominal de rayos es máximo). Durante este proceso estamos interesado únicamente en la relación geométrica del sistema-rayo y se asume una eficiencia nominal de reflexión del 100 %, independientemente de la energía del rayo simulado.

Además de diseñar los objetos, es crucial definir la configuración mediante la cual los rayos emanan de nuestra fuente y la trayectoria que siguen. Dada la naturaleza colimada de nuestra fuente, hemos generado un total de 990.000 eventos distribuidos aleatoriamente en la coordenada azimutal del nuestro concentrador. Para cada coordenada azimutal enviamos un total de 5500 rayos distribuidos en nuestra fuente en intervalos verticales de  $10 \mu\text{m}$ . La cantidad de eventos enviados se considera apropiada, ya que las simulaciones realizadas con rayos paralelos ofrecen suficiente estadística para el estudio del flujo nominal y posterior estudio de la reflexión en nuestro concentrador de rayos X.

El proceso de la simulación genera automáticamente las intersecciones de los rayos incidentes con los planos de los espejos y produce los rayos reflejados a la salida, generando

a su vez la intersección de éstos con el plano del detector.

En el caso de que el rayo no tenga intersección con alguno de los planos del espejo, se desestima su contribución. En la figura 5 pueden observarse los elementos considerados para la simulación de una de las coordenadas azimutales del concentrador: en azul, la fuente emisora de rayos, en rojo los dos planos de los espejos y en negro nuestro plano de detección. La imagen izquierda de esta figura corresponde con el caso de una fuente extensa colimada incidiendo sobre planos en ángulo de  $2^\circ$ . Representamos los rayos incidentes en color magenta, mientras que los reflejados se dibujan de color verde. Se ha optado mostrar esta configuración en la memoria para destacar la importancia de la determinación del plano focal del concentrador que minimiza la anchura de la imagen generada.

Una vez concluida la configuración de todos los componentes del sistema y verificado la visualización precisa de los rayos, se procede a la generación de un gráfico de impacto en el detector, cuyo propósito es ilustrar la intensidad recibida en cada punto del plano del detector. Esta imagen se genera para cada uno de los elementos tronco-cónicos de revolución que forman el sistema óptico final. La imagen de la izquierda de la figura 6 ilustra la intensidad de los rayos recibidos en el plano del detector para un ángulo de incidencia de  $2^\circ$ .

### **2.2.2. Fuente extensa sin colimar. Haz de fotones divergente**

Siguiendo el mismo proceso de modelación descrito en el apartado anterior, procedemos al desarrollo de un segundo programa que, en esta ocasión, utiliza una fuente extensa divergente. Esto implica que los rayos de luz son emitidos en un ángulo sólido de  $2\pi$ . La emanación de estos rayos se realiza para un intervalo espacial de  $500 \mu\text{m}$  para y en cada punto de interrogación emitimos una distribución de 270 rayos comprendidos entre  $-\pi$  y  $+\pi$ , lo que hace un total de 5.346.000 de rayos por coordenada azimutal del nuestro concentrador.

Al igual que en el caso anterior, se generan las representaciones gráficas de los elementos ópticos del sistema, que son idénticos a los utilizados en la configuración previa, manteniendo las mismas dimensiones de los elementos. Se simulan los rayos divergentes desde la fuente hacia nuestro concentrador y se obtienen los puntos de intersección entre los rayos emitidos y los planos del tronco cónico. En cada iteración de este bucle, se calculan las trayectorias de los rayos de luz asociados a la posición y ángulo específico de emisión.

Una vez establecidos los rayos que intersectan con los planos del concentrador, se procede con el cálculo de los ángulos de incidencia y reflexión de dichos rayos y se generan las representaciones gráficas para analizar los resultados obtenidos en el estudio. Ver la imagen de la derecha de la figura 5 para la representación de los rayos incidentes divergentes en color magenta y los rayos reflejados por el concentrador en color verde. La imagen de la derecha de la figura 6 representa los impactos de los rayos reflejados de una fuente divergente en nuestro detector. En ambos casos, el ángulo de incidencia nominal es el de  $2^\circ$ .

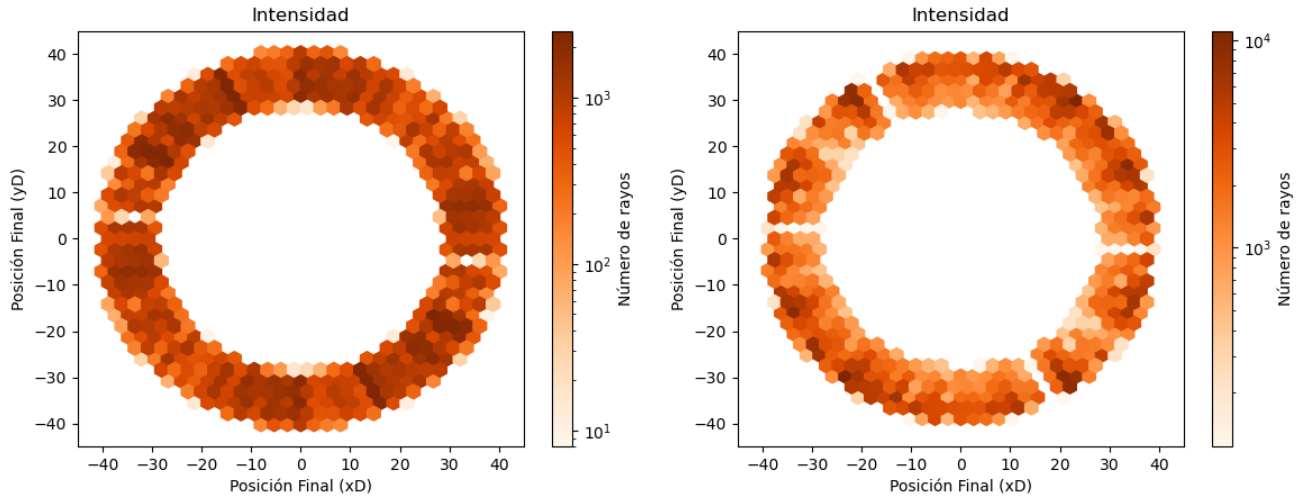


Figura 6: Registro de señales en nuestro detector situado a una distancia extra-focal de 500 mm. Imágenes obtenidas para un ángulo de incidencia de  $2^\circ$  con una fuente extensa colimada (izquierda) y para una fuente extensa divergente (derecha).

### 2.2.3. Cálculo de la distancia focal y tamaño de la imagen generada

Como se ha mencionado anteriormente, para alcanzar el objetivo fundamental de este estudio es necesario determinar el punto focal de la reflexión. Es decir, la ubicación en la cual la luz reflejada se ha concentrado de manera óptima, convergiendo para maximizar la intensidad lumínica y al mismo tiempo minimizando el tamaño de la imagen en el detector. La determinación de este punto focal desempeña un papel crucial en la optimización de la captación de luz y, por ende, la eficiencia del sistema. Su identificación nos permite dirigir de la manera más efectiva la energía lumínica proveniente de la fuente extensa hacia el detector.

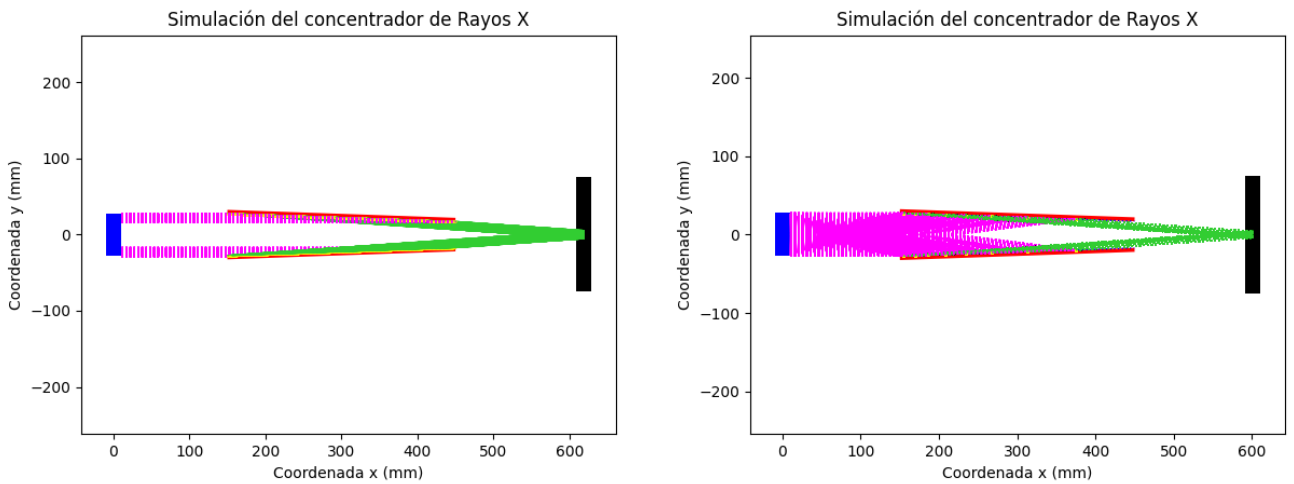


Figura 7: Simulación de trazado de rayos X para una fuente extensa colimada (imagen izquierda) y para una fuente extensa divergente (imagen derecha). Imágenes generadas para un ángulo de incidencia nominal de  $2^\circ$ .

Para lograrlo, se ha desarrollado un código paralelo que realiza la búsqueda de la posición del foco para cada configuración angular del concentrador monocapa, aquella en la que el diámetro de la imagen posea una anchura mínima. Se ajustan los ángulos de inclinación de los espejos en incrementos de  $0,25^\circ$ , desde  $0^\circ$  hasta llegar a los  $2^\circ$ . Nuestras simulaciones encuentran la posición ideal del detector que maximiza el flujo de fotones y minimiza el tamaño de la imagen generada (Tabla 1). Este proceso se ha realizado tanto para la fuente extensa colimada como para la fuente extensa divergente.

Espejos	Fuente Colimada		Fuente sin colimar	
Ángulo ( $^\circ$ )	Detector (mm)	Anchura (mm)	Detector (mm)	Anchura (mm)
0,25	3376	1,30	3360	0,97
0,5	1801	2,60	1781	1,84
0,75	1249	5,25	1277	3,87
1,0	1013	5,20	1009	4,84
1,25	855	6,50	848	5,69
1,5	750	7,80	739	6,42
1,75	675	9,10	660	7,13
2,0	619	10,42	601	7,70

Tabla 1: Valores obtenidos para la distancia focal óptima y anchura de la imagen generada para el concentrador de rayos-X. Régimen de simulación comprendido entre  $0,25^\circ$  y  $2^\circ$ .

Como se puede observar, la posición de colocación del detector difiere ligeramente entre una fuente colimada y una no colimada y, aunque estas posiciones no presentan una separación significativa, no son idénticas. Esta disparidad se atribuye al comportamiento de los rayos de luz cuando interactúan con el sistema óptico, lo que nos indica la necesidad de comprender la naturaleza intrínseca de la fuente, su distancia y tamaño de los espejos para poder tomar decisiones informadas sobre la posición del foco. En la figura 7 se pueden observar las diferencias entre una fuente extensa colimada (izquierda) y divergente (derecha).

En el caso de una fuente extensa colimada, todos los rayos de luz que ingresan al sistema óptico son paralelos entre sí y comparten el mismo ángulo de incidencia, característica que implica que después de atravesar los espejos, los rayos de luz reflejados convergen de manera paralela hacia un plano focal específico. Mientras que al utilizar una fuente extensa no colimada, los rayos de luz inciden en los espejos con ángulos ligeramente distintos, haciendo que los rayos reflejados no sean paralelos entre sí, lo que conlleva un plano focal distinto que para una fuente colimada. Una fuente colimada permite seleccionar el ángulo óptimo de incidencia en función de la energía de los fotones incidentes, mientras que para una fuente divergente la elección del ángulo óptimo no es trivial y viene dictado, además de por la energía del rayo incidente por el tamaño de la fuente extensa. En la figura 8 se pueden observar diferencias notables en la forma de las imágenes generadas para los planos focales con una fuente colimada (izquierda) y sin colimar (derecha).

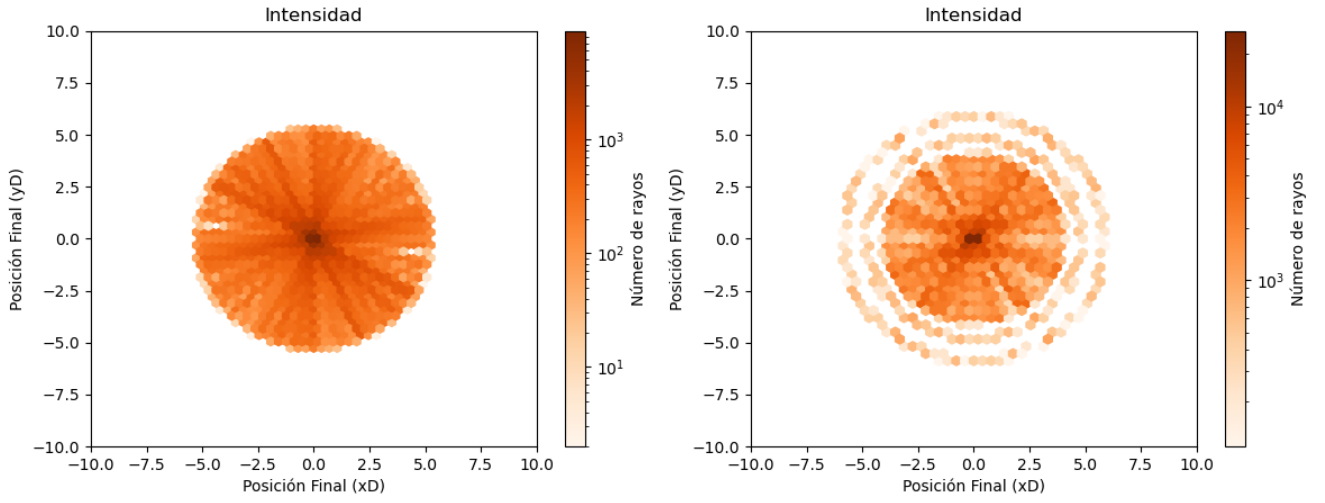


Figura 8: Foco de la fuente colimada (izquierda) y sin colimar (derecha) para un ángulo de incidencia de  $2^\circ$ .

La figura 9 muestra la evolución del tamaño de la imagen reflejada en el detector en función del ángulo de incidencia nominal del concentrador monocapa. En el Anexo A mostramos la colección de imágenes focales obtenidas en nuestro detector para ángulos nominales de incidencia comprendidos entre 0 y  $2^\circ$  con una fuente extensa colimada.

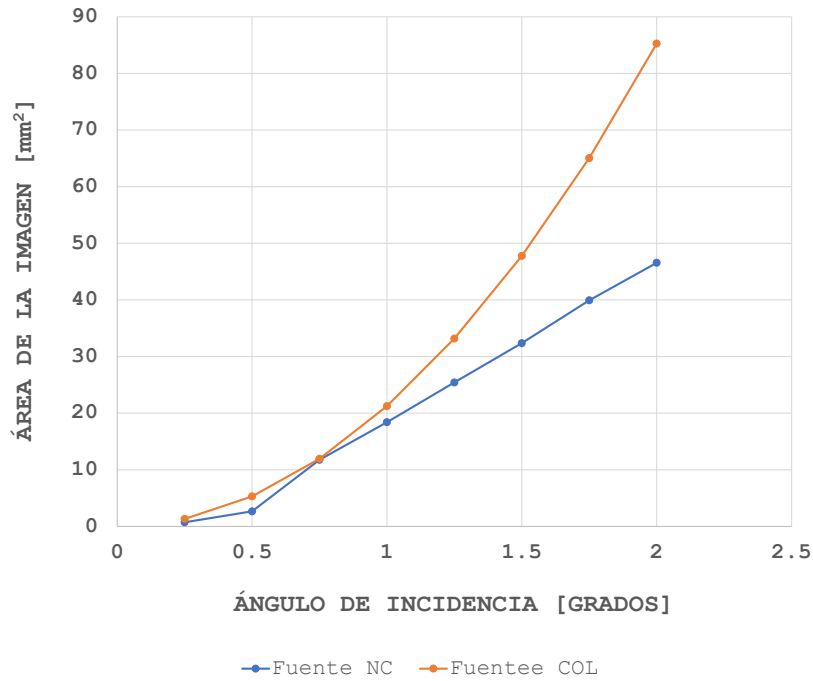


Figura 9: Histograma para la representación del tamaño de la imagen generada en función del ángulo de incidencia nominal del concentrador monocapa de rayos X. En azul para una fuente extensa no colimada y en naranja para una fuente extensa colimada.

#### 2.2.4. Implementación de la reflectividad de los substratos del espejo

En este apartado procedemos a la inclusión de la física de rayos X para nuestros espejos. Para ello usamos una lámina de oro de 30 nm depositada sobre un cristal de óxido de silicio. Tras la inclusión de los datos de reflectividad en el código, de acuerdo con la base de datos de CXRO [21] creamos una función en el código PYTHON cuyo objetivo principal es el análisis de la distribución de fotones que llegan a nuestro detector. Este análisis incluye la probabilidad de reflexión en función del ángulo de incidencia y energía del fotón reflejado y genera un gráfico de intensidades ponderadas en dos dimensiones (2D), donde las coordenadas x e y, representan la posición de impacto de los fotones reflejados por el concentrador en el detector y la intensidad en cada bin de nuestras gráficas se representa por la tonalidad del color.

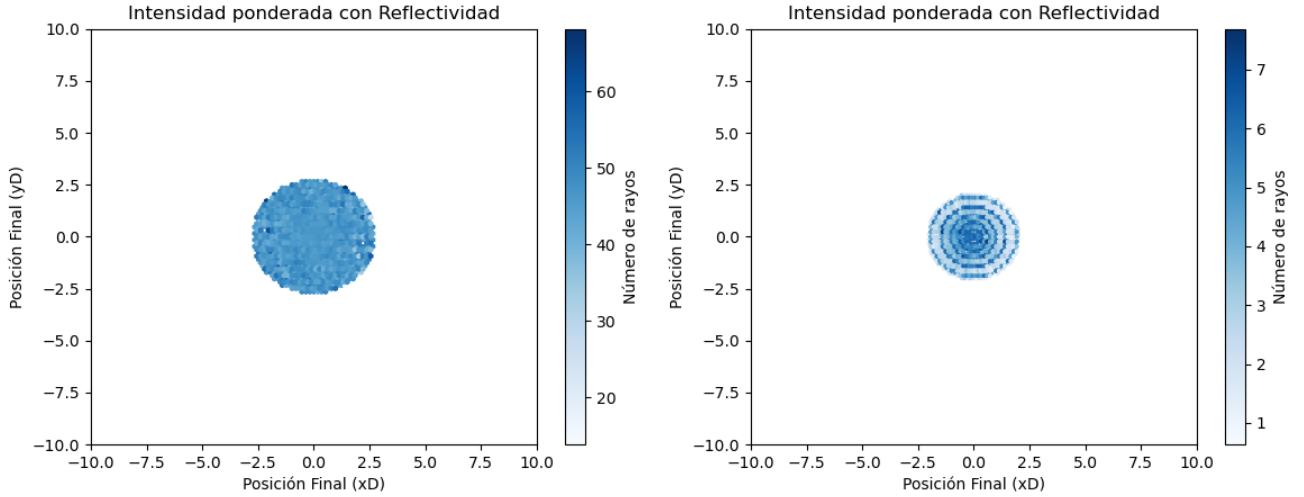


Figura 10: Representación de la imagen generada por axiones solares en el foco del espejo. Ambas figuras corresponden a un ángulo de incidencia nominal de  $0,75^\circ$  para fuente extensa colimada (izquierda) y para una fuente extensa divergente (derecha).

En la figura 10 se puede observar el tamaño e intensidad de la imagen focal generada en nuestro detector para una fuente extensa colimada (izquierda) y divergente (derecha) para un ángulo de incidencia nominal de  $0,75^\circ$ . Este enfoque permitirá explorar cómo la reflectividad varía en función del ángulo de incidencia.

Para obtener información que nos permita maximizar el flujo de fotones para en nuestra búsqueda de axiones solares, es crucial reconocer que el Sol, en realidad, emite rayos en todas las direcciones, una fuente extensa divergente. Sin embargo, para los propósitos de nuestro estudio, hemos adoptado una aproximación que considera al Sol como una fuente colimada, dado que la distancia entre el Sol y la Tierra es de  $149,6 \times 10^6$  km, posee un radio ( $R_\odot$ ) de 696.340 km y tal y como se explica en el apartado 2.3.1 de esta memoria, el 86 % del flujo de axiones solares proviene del núcleo solar que posee una dimensión de  $0,2R_\odot$  lo que limita el



ángulo máximo de divergencia a  $0,05^\circ$ , compatible con una fuente colimada y simplificando considerablemente nuestro análisis, especialmente en tiempo de computación.

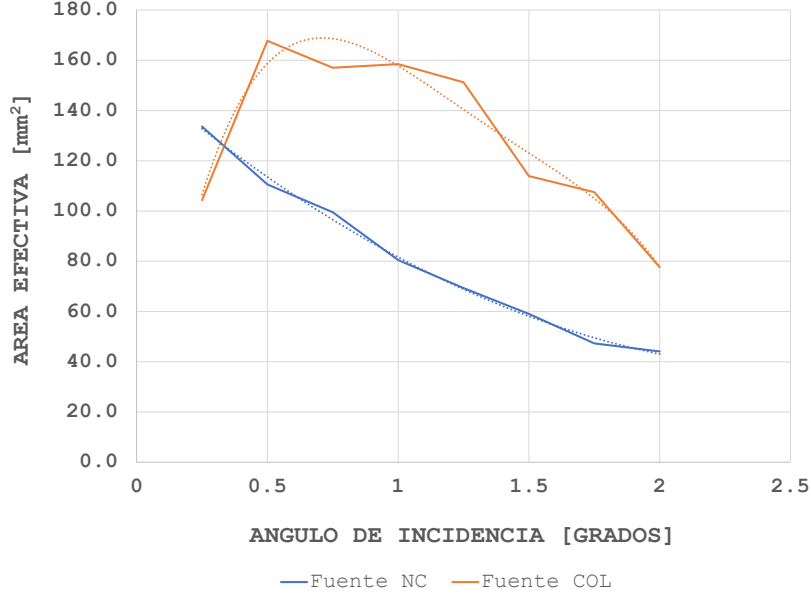


Figura 11: Flujo nominal pesado con los valores específicos de reflectividad para una fuente extensa colimada (naranja) y sin colimar (azul). Gráfica obtenida para uno de los elementos tronco-cónicos de nuestro sistema óptico.

Al examinar la gráfica de la figura 11, hemos aproximado por medio de un ajuste polinomial de cuarto grado el area efectiva del concentrador monocapa de rayos X para una fuente colimada:

$$A_{eff}(\theta_i) = -79,994 \theta_i^4 + 430,71 \theta_i^3 - 859,61 \theta_i^2 + 683,75 \theta_i - 17,072 \text{ [mm}^2\text{]}. \quad (4)$$

Ajuste que sugiere que el ángulo  $\theta_i$  más efectivo para los espejos con una fuente extensa colimada es  $\sim 0,75^\circ$ . El ajuste mostrado tiene un valor de  $R^2 = 0,94$ . Intuimos el ajuste mencionado sufre por el hecho de que estamos realizando un barrido secuencial de nuestra fuente extensa de rayos X en lugar de elegir aleatoriamente el punto de partida de los rayos colimados. Es de remarcar que al considerar la reflectividad en el caso de una fuente no colimada, la eficiencia disminuye gradualmente con el ángulo nominal de incidencia  $\theta_i$ , sin evidencia de máximos o mínimos discernibles.

Si comparamos en las gráficas de intensidad obtenidas en la figura 10 con las del flujo nominal de rayos de la figura 8 se puede observar cómo existe una diferencia significativa en el número de fotones que llegan a nuestro detector. Por lo tanto, es crucial considerar este factor para realizar un estudio realista.

El Anexo B muestra la colección de imágenes focales de intensidad obtenidas en nuestro

detector para ángulos nominales de incidencia comprendidos entre 0 y 2° usando una fuente extensa colimada. Estas imágenes están pesadas con los valores de la base de datos de reflectividad teniendo en cuenta la energía de cada rayo simulado.

## 2.3. Maximización del flujo de fotones para la búsqueda de axiones solares

### 2.3.1. Flujo de axiones Solares

La determinación del flujo de axiones desde el Sol hasta la Tierra implica considerar diversos factores, entre los que se destacan la temperatura y la densidad en el entorno solar. Este flujo se origina a partir de la conversión de fotones térmicos en axiones, mediada por campos eléctricos fluctuantes y campos magnéticos presentes en el plasma solar.

La obtención de la ecuación del flujo de axiones se sustenta en el análisis del modelo solar de Bahcall y Pinsonneault [22]. Este modelo, proporciona información detallada sobre la temperatura, densidad y composición química en distintas capas del Sol. Valores que se utilizan para realizar cálculos teóricos que describen la generación de axiones a través del efecto Primakoff, donde los fotones térmicos se transforman en axiones en presencia de campos eléctricos y magnéticos fluctuantes del plasma solar. Los parámetros que se usan para determinar el flujo de axiones son los siguientes:

$$\begin{aligned}\Phi_a &= g_{10}^2 3,75 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}, \\ L_a &= g_{10}^2 1,85 \times 10^{-3} L_\odot, \\ \langle E \rangle &= 4,20 \text{ keV}.\end{aligned}\tag{5}$$

donde  $g_{10} = \frac{g_{a\gamma}}{10^{-10}} \text{ GeV}^{-1}$ . Para poder detectar los axiones, resulta crucial investigar la probabilidad de que estas partículas hipotéticas logren escapar del Sol después de su generación, ya que la detección depende directamente de este factor. El modelo solar de Bahcall y Pinsonneault [22] permite calcular el camino libre medio de los axiones en el interior solar, centrándose en la tasa de conversión fotón-axión. El análisis revela que, incluso en el escenario más extremo para ser reabsorbidos en el Sol, los axiones necesitarían un acoplamiento axión-fotón más de  $10^7$  veces mayor que el límite actual de la constante de acoplo  $g_{a\gamma} \lesssim 0,66 \times 10^{-10} \text{ GeV}^{-1}$  [23]. Considerando el radio solar  $R_\odot$  y la luminosidad  $L_\odot = 3,8418 \times 10^{33} \text{ erg s}^{-1}$ , se puede expresar el espectro de flujo de axiones provenientes del Sol como:

$$\frac{d\Phi_a}{dE} = 6,02 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ keV}^{-1} g_{10}^2 E^{2,481} e^{-\frac{E}{1,205}}\tag{6}$$

La Figura 12 muestra que el flujo total de axiones depende también del campo de visión del instrumento óptico. En nuestra investigación, asumimos que nuestro concentrador es capaz de visualizar la totalidad del Sol. Además, es de remarcar que las energías del espectro de axiones esperado son compatibles con el rango de energía utilizado para obtener las curvas de reflectividad del apartado 2.2.4 de esta memoria.

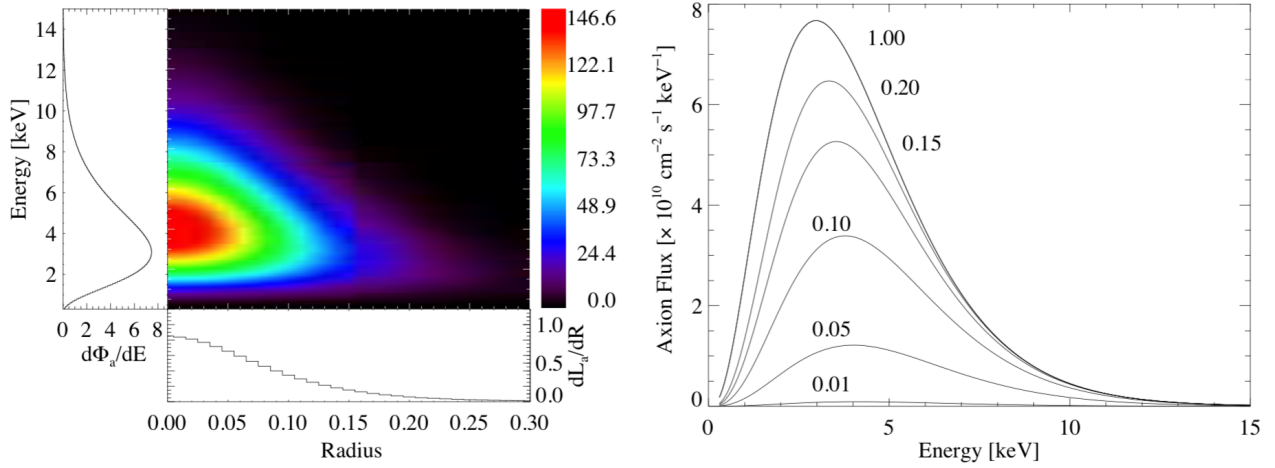


Figura 12: Izquierda: Luminosidad superficial de axiones solares en función de la energía y el radio  $r$  en el disco solar. El flujo se expresa en unidades de axiones  $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{keV}^{-1}$  por unidad de área superficial en el disco solar. También se muestra la distribución radial de la tasa de pérdida de energía de axiones del Sol ( $dL_a/dR$ ), así como la distribución de energía del flujo de axiones solares ( $d\Phi_a/dE$ ). Derecha: Espectro diferencial de axiones solares, derivado mediante la integración del modelo mostrado a la izquierda hasta diferentes valores de  $r$  en unidades del radio solar  $R_\odot$ . El pico del espectro se desplaza hacia energías más bajas si el radio de integración se mueve hacia el borde externo del disco solar [18].

### 2.3.2. Simulación del espectro de axiones emitidos y reflejados

El programa de simulación creado para este TFG es capaz de generar de forma aleatoria y mediante un pesado probabilístico el espectro de axiones solares esperados a nivel de mar. A cada rayo simulado se le asigna una energía específica del espectro de axiones y se calcula el ángulo de incidencia con el concentrador monocapa para después evaluar por medio de la base de datos de la reflectividad, la proporción de axiones generados que efectivamente llegan al detector; en nuestro caso fotones dado que consideramos una probabilidad de conversión del 100 %.

El estudio de los fotones reflejados nos permite comprender la forma e intensidad del espectro detectado. La gráfica de la figura 13 describe el espectro de axiones emitido por una fuente solar (azul), la parte del espectro original que sufre interacciones con el elemento de nuestro sistema óptico, teniendo en cuenta la geometría y naturaleza específica de la fuente (naranja) y el espectro final de los fotones reflejados al detector (magenta). Comparando la gráfica obtenida en la figura 13 con la teórica expresada en la figura 12, observamos que nuestra simulación reproduce correctamente los valores teóricos establecidos.

En este paso, somos capaces de calcular la eficiencia total del sistema óptico en función del ángulo de incidencia nominal  $\theta_i$ , lo que nos permite elegir la mejor configuración angular para cada monocapa. En el histograma resultante, el eje x representa la energía en keV, mientras que el eje y indica la frecuencia de ocurrencia de los axiones simulados. Los resultados obtenidos son esenciales para comprender la naturaleza de los eventos simulados.

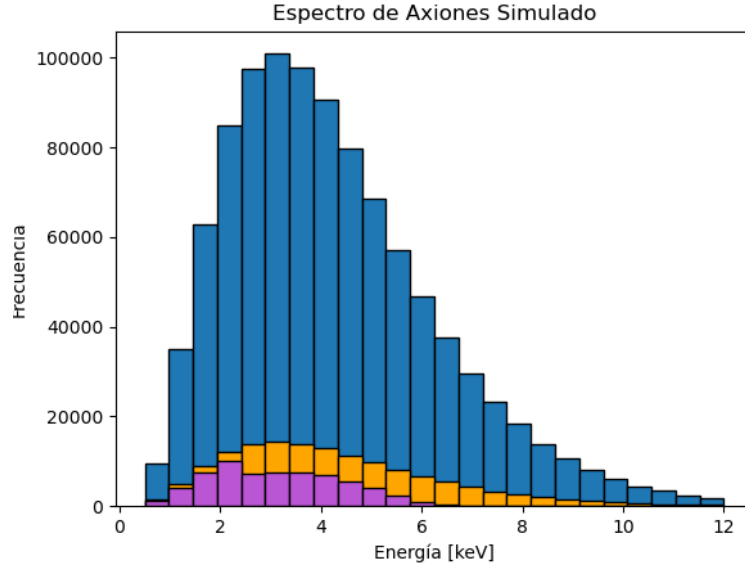


Figura 13: Espectro de axiones emitidos y reflejados para un ángulo de incidencia de  $0,75^\circ$ .

Se puede observar cómo la relación entre el ángulo y la energía se manifiesta como una inversa proporcionalidad en nuestro estudio, lo que se corresponde con la ley de Bragg expuesta en la ecuación 2 de esta memoria. A medida que incrementamos el ángulo, se observa una disminución correspondiente en la energía necesaria para que los fotones se reflejen, fenómeno que se hace evidente cuando analizamos el espectro de axiones captado por nuestro detector. Cuanto mayor es el ángulo, mayor es el desplazamiento hacia menores energías del espectro reflejado, indicando una pérdida de eficiencia en los valores más elevados de energía (ver Anexo C). Este aspecto reviste gran importancia, ya que al diseñar un nuestro sistema óptico para maximizar la eficiencia para axiones solares, hemos de tener en cuenta el impacto del ángulo de cada capa en el espectro final reflejado.

En particular, nuestras simulaciones obtienen una eficiencia total de reflexión del 6,7% para una monocapa del concentrador de rayos X con un ángulo de incidencia nominal de  $0,75^\circ$ . No obstante, desde el punto de vista del campo de visión de la monocapa, que es sólo sensible al espectro representado en color naranja, la eficiencia de reflexión corresponde con un 35%, lo que nos da alas a pensar que el uso de un concentrador multicapa podría aumentar considerablemente la eficiencia total de nuestro sistema óptico.

#### 2.4. Impacto del uso de concentradores de rayos-X para la búsqueda de axiones solares. Optimización de la señal-ruido

Como ya se ha comentado en la introducción, en el contexto de la detección de axiones solares, maximizar el coeficiente señal-ruido es un objetivo fundamental para mejorar la sensibilidad y la capacidad de discernir la señal de interés del ruido de fondo natural de nuestro detector. Este coeficiente se define como la relación entre la señal detectada, asociada

a eventos relevantes como la conversión de axiones en fotones, y el ruido de fondo, que consiste en eventos no deseados o interferencias.

Este TFG busca potenciar la señal-ruido de un helioscopo de axiones por medio de la focalización la señal esperada en un área mínima de nuestro detector, lo que implica diseñar y ajustar cuidadosamente los componentes del sistema óptico y la geometría experimental. Este proceso ha consistido en la determinación del número total de capas tronco-cónicas factibles en nuestro sistema y la selección precisa de cada uno de los ángulos de inclinación de los elementos del sistema. Las simulaciones realizadas buscan la optimización de estos parámetros para alcanzar el equilibrio óptimo. En particular, proponemos un total de 5 capas tronco-cónicas de  $500\text{ }\mu\text{m}$  de espesor recubiertas con  $30\text{ nm}$  oro y espaciadas entre sí de tal manera que la reflexión de los fotones incidentes de cada capa sea capaz de salir del concentrador sin chocar con el resto de las capas del concentrador. La figura 14 muestra el diseño del concentrador tronco-cónico de 5 capas propuesto.

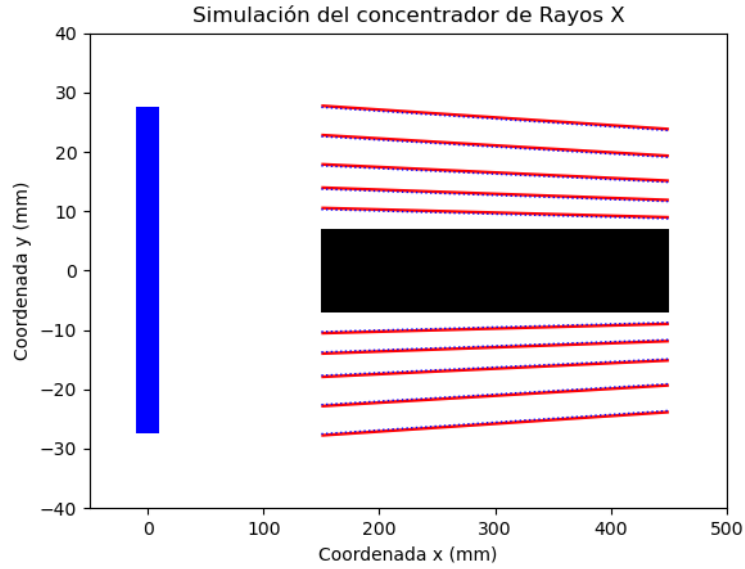


Figura 14: Sección transversal del concentrador de rayos X tronco-cónico de cinco capas propuesto para potenciar el coeficiente de la señal-ruido en un experimento de búsqueda de axiones solares. El rectángulo azul representa la fuente colimada, cuya distancia respecto de la óptica es irrelevante, dado que se considera una fuente extensa colimada (sin divergencia). El rectángulo negro representa el soporte mecánico de los elementos tronco-cónicos de la óptica. Este soporte, también actúa como blindaje de los rayos de luz que no sufren reflexión. En rojo la sección de los espejos tronco-cónicos recubiertos de oro del sistema óptico propuesto.

Nuestro diseño sugiere el uso de un ángulo de  $0,75^\circ$  para la capa reflectora externa. Los ángulos de incidencia de las capas interiores van disminuyendo en función a la distancia radial de cada capa. Esto tiene como objeto generar un sólo punto focal al que contribuyen las reflexiones de cada capa del concentrador y al mismo tiempo formar una imagen focal común para todas ellas. Con esta configuración de capas, se genera el concentrador de rayos-X

representado en la figura 15 y se verifica la geometría de los rayos-X a la entrada y salida del concentrador. Las especificaciones de este concentrador se pueden ver en la tabla 2.

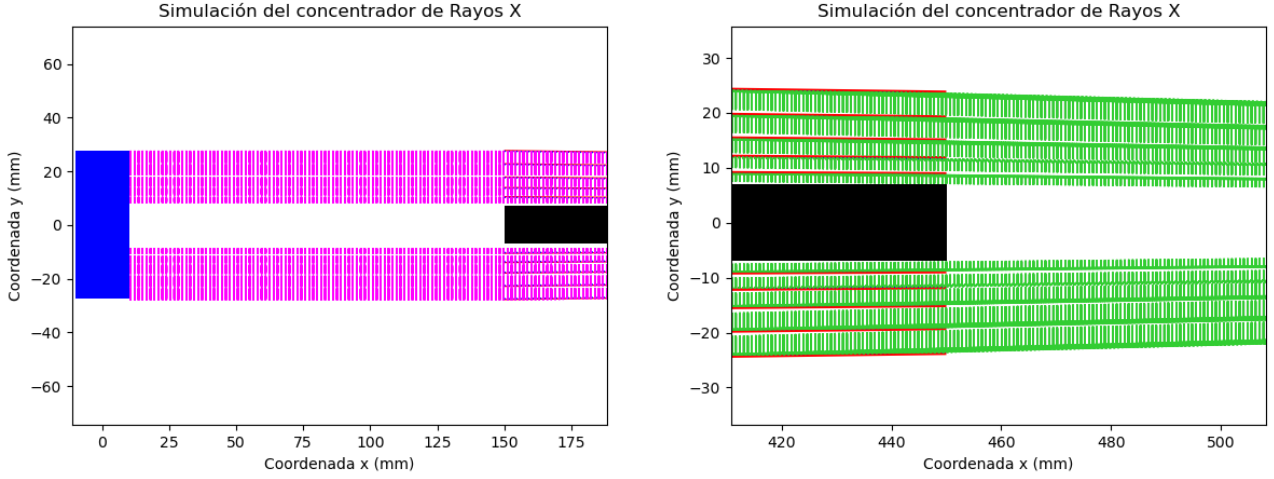


Figura 15: Prototipo de concentrador de cinco capas para la búsqueda de axiones solares. En magenta, entrada de rayos desde una fuente extensa colimanda (izquierda). En verde, verificación de rayos reflejados a la salida del concentrador (derecha).

Las simulaciones realizadas para el concentrador de 5 capas corresponden a las de una fuente extensa colimada (situada en el infinito). Este es el caso que comprende a los axiones solares, ya que nuestra fuente se encuentra situada a 149.6 millones de kilómetros. La anchura total del concentrador se ha elegido de tal modo que coincida con la apertura típica de los imanes del acelerador de partículas del CERN, ya que el experimento CERN Axion Solar Telescope (CAST) hace uso de un imán de apertura parecida para la búsqueda de axiones solares. Del mismo modo, la longitud del concentrador de rayos-X es compatible con la longitud de substratos de cristal utilizados para la construcción de telescopios de rayos-X (por ejemplo, XMM [24] y NuSTAR [25]).

El uso de este concentrador de 5 capas consigue potenciar la señal de axiones en nuestro detector, ya que focaliza el flujo nominal de axiones que pasa a través de un área de  $A_{\text{Source}} = 22,22 \text{ cm}^2$  (área de la fuente cubierta entre las capas 1 y 5;  $r_{\text{in}} = 7 \text{ mm}$ ,  $r_{\text{out}} = 27,5 \text{ mm}$ ) en un punto focal circular de radio  $r_{\text{focal}} = 3 \text{ mm}$ ; un área de  $A_{\text{foco}} = 0,28 \text{ cm}^2$ .

Número de capa	Distancia radial (mm)	Ángulo de incidencia ( $^{\circ}$ )
1	27,5	0,75
2	22,57	0,67
3	17,65	0,53
4	13,72	0,4
5	10,30	0,3

Tabla 2: Tabla de valores para la posición y ángulos de incidencia de cada una de las capas del concentrador.

La figura 16 muestra la gráfica de intensidad nominal de rayos que intersectan con alguna de las capas de nuestro concentrador y que se propagan geoméricamente hasta al detector.

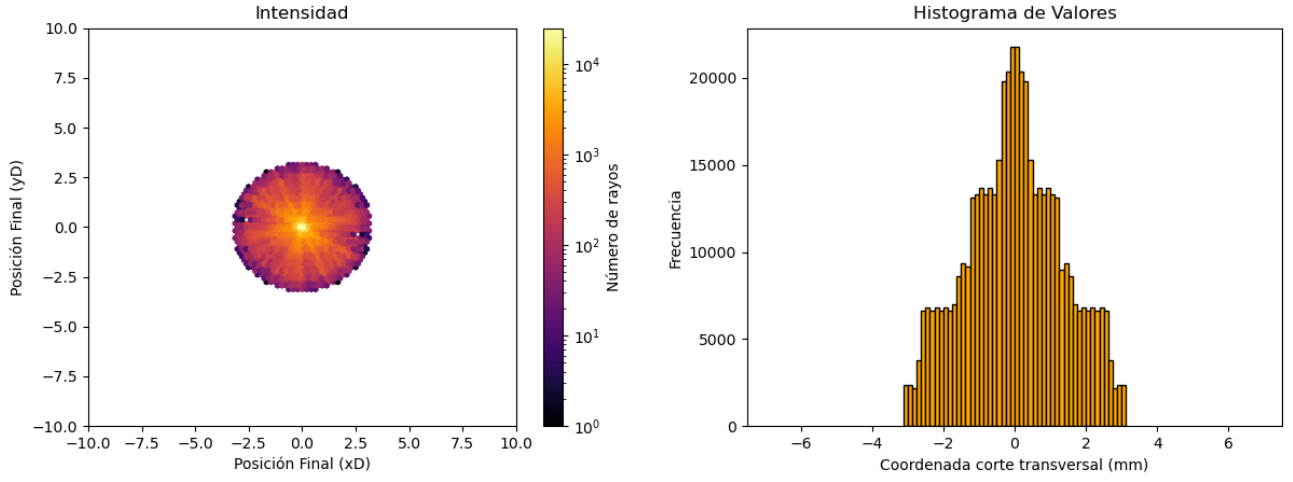


Figura 16: Gráfica de intensidad nominal (izquierda), junto con histograma de rayos recibidos en el plano focal del detector (derecha).

Se ha cuantificado una eficiencia total del 23,3% para reflejar el espectro de axiones solares que, junto con el tamaño del foco generado, potencia el coeficiente señal-ruido del experimento un factor 18. La figura 17 muestra la intensidad de la señal en nuestro detector para el concentrador de 5 capas propuesto tras aplicar la probabilidad de reflexión en función de la energía del fotón incidente y su ángulo.

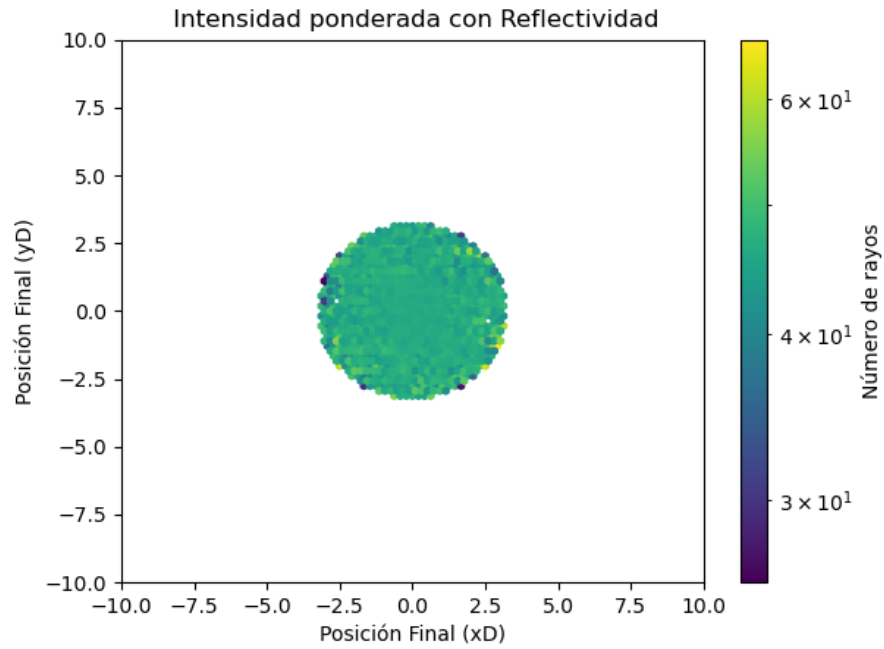


Figura 17: Distribución focal de rayos X provenientes de axiones solares en el detector tras aplicar los valores de reflectividad asociados a la energía y ángulo de incidencia.

La eficiencia del concentrador de 5 capas es resultado de la optimización de los ángulos de incidencia de cada capa, así como de la separación entre cada una de ellas para evitar las obstrucción de los rayos reflejados for los sustratos de capas internas. En la figura 18 se muestra el resultado final los flujos de axiones solares que consiguen entrar en el sistema óptico propuesto (histograma azul), junto con el flujo de axiones solares que consiguen sufrir reflexión en alguna de las capas que forman el concentrador (histograma naranja) y el flujo final de axiones reflejados en nuestro detector (histograma morado). Histogramas pesados con la probabilidad de reflexión en función de la energía y ángulo de incidencia de cada trazo.

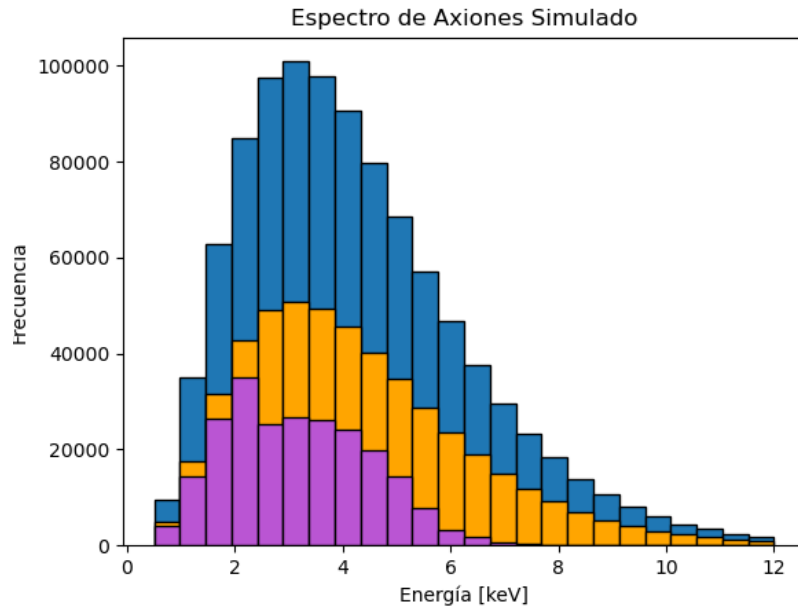


Figura 18: Distribución de axiones solares a la entrada de nuestro concentrador (azul), axiones solares capaces de sufrir reflexión en alguna de las capas del concentrador (naranja) y axiones solares focalizados en un círculo de radio 3 mm en nuestro detector.



### 3. Conclusiones

En este TFG se ha estudiado con profundidad el desafío de utilizar un concentrador de rayos X, para la búsqueda y detección de axiones solares. Con el propósito general de comprender y optimizar este proceso, se ha implementado un código PYTHON desde cero que ha permitido simular la propagación de rayos de luz provenientes de fuentes extensas colimadas y divergentes. Este estudio tiene como objetivo principal diseñar la configuración de un sistema óptico multicapa que optimiza la captura de los fotones de rayos X producidos en experimentos de búsqueda de axiones solares.

Se obtienen parámetros de diseño óptimos para los elementos tronco-cónicos individuales, tanto para el caso de un fuente extensa colimada (ver sección 2.2.1) como para el caso de una fuente extensa divergente (ver sección 2.2.2). Se estudia detenidamente la naturaleza de la reflexión en cada elemento óptico para ambas fuentes, y se analiza su efecto en la trayectoria de los rayos, proporcionando información de vital importancia para la toma de decisiones en el diseño experimental final. En particular, se obtienen sistemáticamente valores de distancia focal y el tamaño de la imagen generada en el detector para elementos tronco-cónicos individuales a los que se dota de ángulos de incidencia nominal diferentes para cada fuente. El detector debe ubicarse en la distancia focal (ver sección 2.2.3) adecuada, lugar en el cual la luz reflejada se concentra de forma eficiente, convergiendo para aumentar al máximo la intensidad lumínica mientras que se reduce simultáneamente las dimensiones de la imagen registrada en el detector.

Se consideran parámetros de la fuente para un experimento de axiones solares. Entre otros, distancia entre la Tierra y el Sol (149.6 millones de kilómetros), radio solar (696.340 km), la apertura típica de imanes utilizados en helioscopos solares (55 mm), junto con la naturaleza de la emisión de axiones (ver sección 2.3.1) y se llega a la conclusión de que el sistema final a diseñar puede usar la aproximación de una fuente extensa colimada. En este caso particular, se establece que el ángulo de inclinación más eficiente para los espejos tronco-cónicos recubiertos con oro es de  $0,75^\circ$  (ver sección 2.2.4). Esta elección es fundamental en para maximizar la captación de la radiación de rayos X incidente. Aunque en nuestro estudio, se optó por utilizar una lámina de oro de 30 nm como material reflectante, es importante destacar que en investigaciones futuras se podría replicar el mismo procedimiento con otros materiales, como el iridio o el platino, que también exhiben propiedades reflectivas sumamente interesantes.

El diseño final del concentrador de rayos X multicapa se presenta en la sección 2.4 de esta memoria y consigue potenciar el coeficiente señal-ruido significativamente, un factor 18. Este enfoque estratificado de nuestro sistema óptico es capaz de abarcar una mayor área de la fuente, incrementando así la eficiencia del sistema de manera progresiva. La implementación de capas adicionales en el concentrador se presenta como una estrategia escalonada para

potenciar la capacidad de captura de fotones y requiere de la optimización del ángulo de incidencia nominal de cada capa para asegurar que todas las capas comparten el mismo foco. Cada capa adicional contribuye a incrementar la eficiencia del sistema, lo cual reviste de gran importancia en la detección de axiones solares, ya que maximizar el flujo de fotones implica mejorar la sensibilidad del experimento, ya sea para la identificación de señales de axiones o para la obtención de límites de exclusión en ausencia de señal.

Para futuros estudios proponemos explorar la viabilidad de diseñar un sistema de mayor tamaño (diámetro) para un concentrador de rayos X destinado a la detección de axiones solares. Aumentar el tamaño del concentrador permitirá la inclusión del flujo de fotones, lo que haría aumentar el numerador del cociente señal-ruido. Sin embargo, es importante tener en cuenta que este aumento de tamaño necesitará del uso de superficies cuadráticas para cada monocapa del concentrador. Esta estrategia, implica el diseño de ópticas Kirkpatrick-Baez (KB) o de telescopios tipo Wolter para focalizar la señal de un modo efectivo. Por ejemplo, el conjunto de hiperboloide y parabolide son utilizados en la actualidad en misiones de la ESA como XMM [24] y de la NASA como CHANDRA [26].

Para fomentar la colaboración y el aprendizaje colectivo, se han compartido los códigos en un repositorio público de GITHUB [27], proporcionando acceso gratuito y flexibilidad para adaptarlos a las necesidades individuales de cada usuario. Este recurso se espera contribuya al avance del conocimiento en el campo aplicación de elementos ópticos para su uso en la búsqueda de axiones solares.

Indudablemente, la experiencia más gratificante durante la ejecución de este Trabajo de Fin de Grado ha residido en la oportunidad de aplicar los conocimientos y habilidades adquiridos a lo largo de toda mi formación en el grado de Física.

## 4. Referencias

- [1] R. D. Peccei and H. R. Quinn. Constraints imposed by cp conservation in the presence of pseudoparticles. *Phys. Rev. D*, 16:1791, 1977.
- [2] R. D. Peccei. The strong cp problem and axions. *Preprint*, 2006. hep-ph/0607268.
- [3] Hai-Yang Cheng. The strong cp problem revisited. *Physics Reports*, 158(1):1–89, 1988.
- [4] P. Sikivie. Experimental tests of the invisible axion. *Phys. Rev. Lett.*, 51:1415, 1983. [Erratum *ibid.* 52 (1984) 695] [INSPIRE].
- [5] R. L. Workman and Others. Review of Particle Physics. *PTEP*, 2022:083C01, 2022.
- [6] G. G. Raffelt. Astrophysical axion bounds. 28 Nov 2006.
- [7] E. Armengaud et al. Physics potential of the international axion observatory (iaxo). *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2019(06):047, jun 2019.
- [8] Paola Arias, Davide Cadamuro, Mark Goodsell, Joerg Jaeckel, Javier Redondo, and Andreas Ringwald. Wispy cold dark matter. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2012(06):013, jun 2012.
- [9] Roland E Allen. Saving supersymmetry and dark matter wimps,Äa new kind of dark matter candidate with well-defined mass and couplings. *Physica Scripta*, 94(1):014010, dec 2018.
- [10] K. J. Bae, H. Baer, and A. Lessa. Implications of mixed axion/neutralino dark matter for the cosmic frontier: a snowmass whitepaper. 2013.
- [11] Suman Chatterjee, Anirban Das, Tousik Samui, and Manibrata Sen. Mixed wimp-axion dark matter. *Phys. Rev. D*, 100:115050, Dec 2019.
- [12] H. Primakoff. Photo-production of neutral mesons in nuclear electric fields and the mean life of the neutral meson. *Phys. Rev.*, 81:899, 1951.
- [13] K. van Bibber, P. M. McIntyre, D. E. Morris, and G. G. Raffelt. Design for a practical laboratory detector for solar axions. *Phys. Rev. D*, 39:2089, 1989.
- [14] P. Sikivie. Axion cosmology. *Lect. Notes Phys.*, 741:19, 2008. [INSPIRE].
- [15] O. Wantz and E. P. S. Shellard. Axion cosmology revisited. *Phys. Rev. D*, 82:123508, 2010. [INSPIRE].
- [16] CAST Collaboration. Cast constraints on the axion-electron coupling. *Cosmology and Astroparticle Physics*, 2013.

- [17] R. Ohta, Y. Akimoto, Y. Inoue, M. Minowa, T. Mizumoto, S. Moriyama, T. Namba, Y. Takasu, and A. Yamamoto. The tokyo axion helioscope. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 670:73–78, 2012.
- [18] CAST Collaboration. An improved limit on the axion-photon coupling from the cast experiment. *Astrophysics*, 3:24, 2007.
- [19] N. Crisosto, P. Sikivie, N. S. Sullivan, D. B. Tanner, J. Yang, and G. Rybka. Admx slic: Results from a superconducting lc circuit investigating cold axions. *Phys. Rev. Lett.*, 124:241101, Jun 2020.
- [20] Palken D.A. Kenany S.A. et al. Backes, K.M. A quantum enhanced search for dark matter axions. *Nature*, 590:238–242, 2021.
- [21] Cxro webpage. [https://henke.lbl.gov/optical\\_constants/](https://henke.lbl.gov/optical_constants/).
- [22] J. N. Bahcall, W. F. Huebner, S. H. Lubow, P. D. Parker, and R. K. Ulrich. Standard solar models and the uncertainties in predicted capture rates of solar neutrinos. *Rev. Mod. Phys.*, 54:767, 1982. <http://www.sns.ias.edu/jnb/SNdata/sndata.html>.
- [23] CAST Collaboration. New cast limit on the axion–photon interaction. *Astrophysics*, 13, 2017. <http://www.nature.com/naturephysics>.
- [24] Xmm webpage. [https://www.esa.int/ScienceExploration/SpaceScience/XMM – Newtonoverview](https://www.esa.int/ScienceExploration/SpaceScience/XMM_-_Newtonoverview).
- [25] F. A. Harrison and et al. The nuclear spectroscopic telescope array (nustar) high-energy x-ray mission. *Astrophys. J.*, 770:103, 2013. [INSPIRE].
- [26] Chandra webpage. <https://www.nasa.gov/mission/chandra-x-ray-observatory/>.
- [27] Github.
- [28] B. Aschenbach. X-ray telescopes. *Rep. Prog. Phys.*, 48:579, 1985.
- [29] A. Abeln et al. Conceptual design of babyiaxo, the intermediate stage towards the international axion observatory. *J. High Energ. Phys.*, 2021:137, 2021.
- [30] A. C. Jakobsen. *X-ray optics in new instruments for astro-and astroparticle physics*. PhD thesis, DTU, 2015.
- [31] P. L. Henriksen. *Commissioning and qualification of the Low-Energy X-Ray Reflectometer and its utilization in development of X-ray mirror coatings for astronomical instrumentation*. PhD thesis, DTU, 2021.

## Lista de Figuras

1.	Panorama actual del límite de acoplo del axión-fotón en función de su masa. En azul, los límites establecidos por el CERN Axion Solar Telescope (CAST) el helioscopo más potente que busca axiones solares. En marrón, los límites establecidos por Axion Dark MAtter Experiment (ADMX), el haloscopio de axiones más potente. En amarillo, la banda teórica de axiones capaces de resolver el problema fuerte de QCD. Las diferentes zonas de $N_{DW}$ corresponden con distintos escenarios post-inflacionarios [7]. . . . .	2
2.	Esquema de producción y detección de axiones solares en un helioscopo que hace uso de un concentrador de rayos X [7]. . . . .	3
3.	Esquema del sistema óptico monocapa propuesto para el desarrollo de un concentrador de rayos-X. . . . .	4
4.	Representación valores reflectividad para diferentes energías . . . . .	8
5.	Simulación de trazado de rayos-X para una fuente extensa colimada (izquierda) y para una fuente extensa divergente (derecha) para un ángulo de incidencia de $2^\circ$ . Detector situado en una distancia extra-focal de 500 mm. . . . .	9
6.	Registro de señales en nuestro detector situado a una distancia extra-focal de 500 mm. Imágenes obtenidas para un ángulo de incidencia de $2^\circ$ con una fuente extensa colimada (izquierda) y para una fuente extensa divergente (derecha). . . . .	11
7.	Simulación de trazado de rayos X para una fuente extensa colimada (imagen izquierda) y para una fuente extensa divergente (imagen derecha). Imágenes generadas para un ángulo de incidencia nominal de $2^\circ$ . . . . .	11
8.	Foco de la fuente colimada (izquierda) y sin colimar (derecha) para un ángulo de incidencia de $2^\circ$ . . . . .	13
9.	Histograma para la representación del tamaño de la imagen generada en función del ángulo de incidencia nominal del concentrador monocapa de rayos X. En azul para una fuente extensa no colimada y en naranja para una fuente extensa colimada. . . . .	13
10.	Representación de la imagen generada por axiones solares en el foco del espejo. Ambas figuras corresponden a un ángulo de incidencia nominal de $0,75^\circ$ para fuente extensa colimada (izquierda) y para una fuente extensa divergente (derecha). . . . .	14
11.	Flujo nominal pesado con los valores específicos de reflectividad para una fuente extensa colimada (naranja) y sin colimar (azul). Gráfica obtenida para uno de los elementos tronco-cónicos de nuestro sistema óptico. . . . .	15

12.	Izquierda: Luminosidad superficial de axiones solares en función de la energía y el radio $r$ en el disco solar. El flujo se expresa en unidades de axiones $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{keV}^{-1}$ por unidad de área superficial en el disco solar. También se muestra la distribución radial de la tasa de pérdida de energía de axiones del Sol ( $dL_a/dR$ ), así como la distribución de energía del flujo de axiones solares ( $d\Phi_a/dE$ ). Derecha: Espectro diferencial de axiones solares, derivado mediante la integración del modelo mostrado a la izquierda hasta diferentes valores de $r$ en unidades del radio solar $R_\odot$ . El pico del espectro se desplaza hacia energías más bajas si el radio de integración se mueve hacia el borde externo del disco solar [18]. . . . .	17
13.	Espectro de axiones emitidos y reflejados para un ángulo de incidencia de $0,75^\circ$ .	18
14.	Sección transversal del concentrador de rayos X tronco-cónico de cinco capas propuesto para potenciar el coeficiente de la señal-ruido en un experimento de búsqueda de axiones solares. El rectángulo azul representa la fuente colimada, cuya distancia respecto de la óptica es irrelevante, dado que se considera una fuente extensa colimada (sin divergencia). El rectángulo negro representa el soporte mecánico de los elementos tronco-cónicos de la óptica. Este soporte, también actúa como blindaje de los rayos de luz que no sufren reflexión. En rojo la sección de los espejos tronco-cónicos recubiertos de oro del sistema óptico propuesto. . . . .	19
15.	Prototipo de concentrador de cinco capas para la búsqueda de axiones solares. En magenta, entrada de rayos desde una fuente extensa colimada (izquierda). En verde, verificación de rayos reflejados a la salida del concentrador (derecha).	20
16.	Gráfica de intensidad nominal (izquierda), junto con histograma de rayos recibidos en el plano focal del detector (derecha). . . . .	21
17.	Distribución focal de rayos X provenientes de axiones solares en el detector tras aplicar los valores de reflectividad asociados a la energía y ángulo de incidencia.	21
18.	Distribución de axiones solares a la entrada de nuestro concentrador (azul), axiones solares capaces de sufrir reflexión en alguna de las capas del concentrador (naranja) y axiones solares focalizados en un círculo de radio 3 mm en nuestro detector. . . . .	22
19.	Imágenes generadas por axiones solares en el foco para un espejo monocapa con una fuente extensa colimada. Gráficas para ángulos de incidencia de $0.25^\circ$ , $0.5^\circ$ , $0.75^\circ$ , $1^\circ$ , $1.25^\circ$ , $1.5^\circ$ , $1.75^\circ$ y $2^\circ$ . El tamaño de la imagen aumenta en función del ángulo, ordenado de izquierda a derecha y de arriba a abajo. . .	31

20. Imágenes generadas por axiones solares en el foco para un espejo monocapa con una fuente extensa colimada. Gráficas pesadas con reflectividad para ángulos de incidencia de  $0.25^\circ$ ,  $0.5^\circ$ ,  $0.75^\circ$ ,  $1^\circ$ ,  $1.25^\circ$ ,  $1.5^\circ$ ,  $1.75^\circ$  y  $2^\circ$ . El tamaño de la imagen aumenta en función del ángulo, ordenado de izquierda a derecha y de arriba a abajo. . . . . 32
21. Espectros de axiones solares simulados desde la fuente (azul), que entran en nuestro colimador (naranja) y reflejados en el detector (magenta). Gráficos fuente extensa colimada y para ángulos de inclinación de los espejos  $0.25^\circ$ ,  $0.5^\circ$ ,  $0.75^\circ$ ,  $1^\circ$ ,  $1.25^\circ$ ,  $1.5^\circ$ ,  $1.75^\circ$  y  $2^\circ$ . Ángulos ordenados de izquierda a derecha y de arriba a abajo. . . . . 33

## Lista de Tablas

1. Valores obtenidos para la distancia focal óptima y anchura de la imagen generada para el concentrador de rayos-X. Régimen de simulación comprendido entre  $0,25^\circ$  y  $2^\circ$ . . . . . 12
2. Tabla de valores para la posición y ángulos de incidencia de cada una de las capas del concentrador. . . . . 20



# Anexos

## A. Registro de rayos-X en el detector

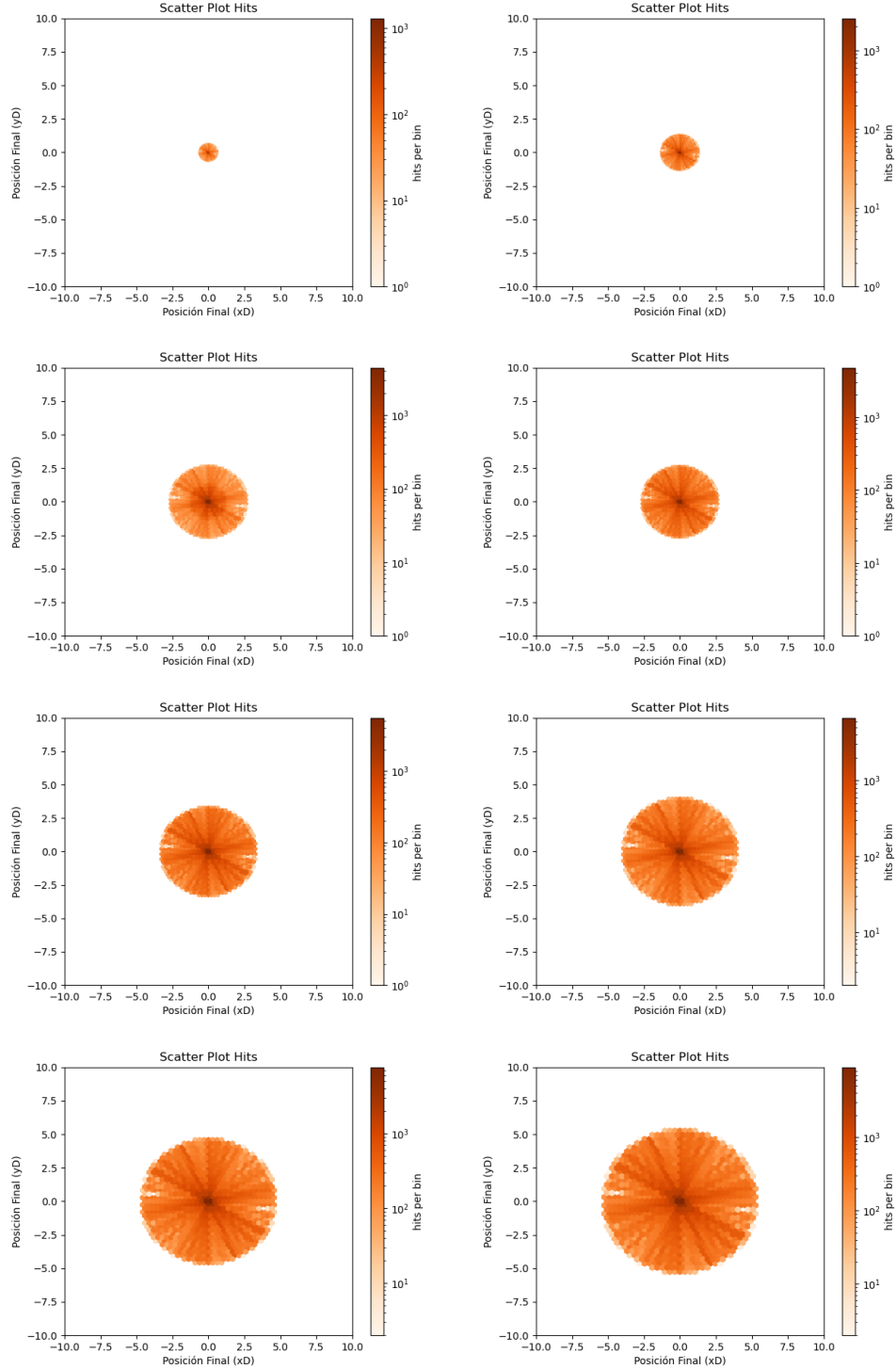


Figura 19: Imágenes generadas por axiones solares en el foco para un espejo monocapa con una fuente extensa colimada. Gráficas para ángulos de incidencia de  $0.25^\circ$ ,  $0.5^\circ$ ,  $0.75^\circ$ ,  $1^\circ$ ,  $1.25^\circ$ ,  $1.5^\circ$ ,  $1.75^\circ$  y  $2^\circ$ . El tamaño de la imagen aumenta en función del ángulo, ordenado de izquierda a derecha y de arriba a abajo.

## B. Registro de señales de axiones en el detector

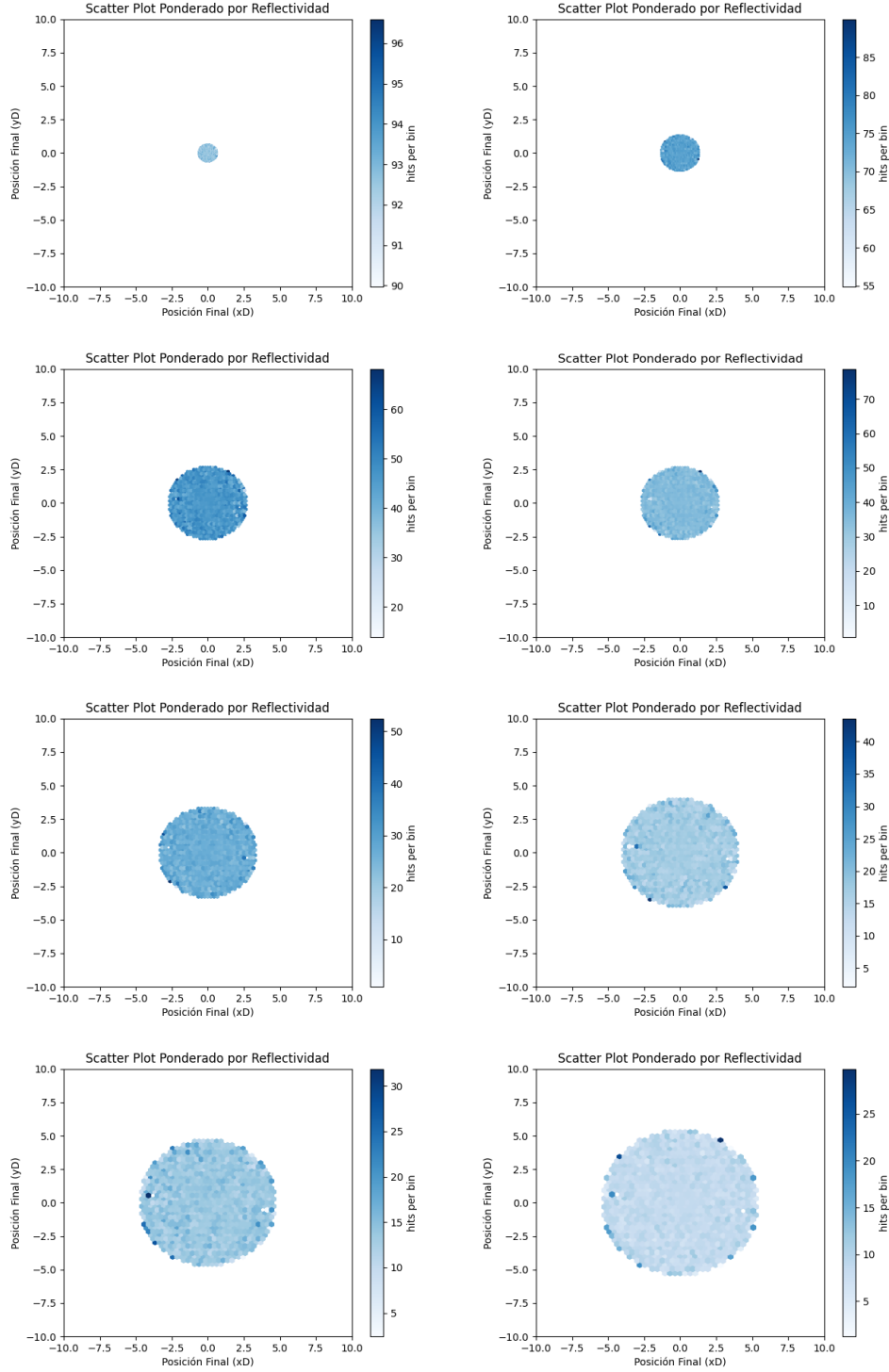


Figura 20: Imágenes generadas por axiones solares en el foco para un espejo monocapa con una fuente extensa colimada. Gráficas pesadas con reflectividad para ángulos de incidencia de  $0.25^\circ$ ,  $0.5^\circ$ ,  $0.75^\circ$ ,  $1^\circ$ ,  $1.25^\circ$ ,  $1.5^\circ$ ,  $1.75^\circ$  y  $2^\circ$ . El tamaño de la imagen aumenta en función del ángulo, ordenado de izquierda a derecha y de arriba a abajo.

## C. Espectro de axiones simulados

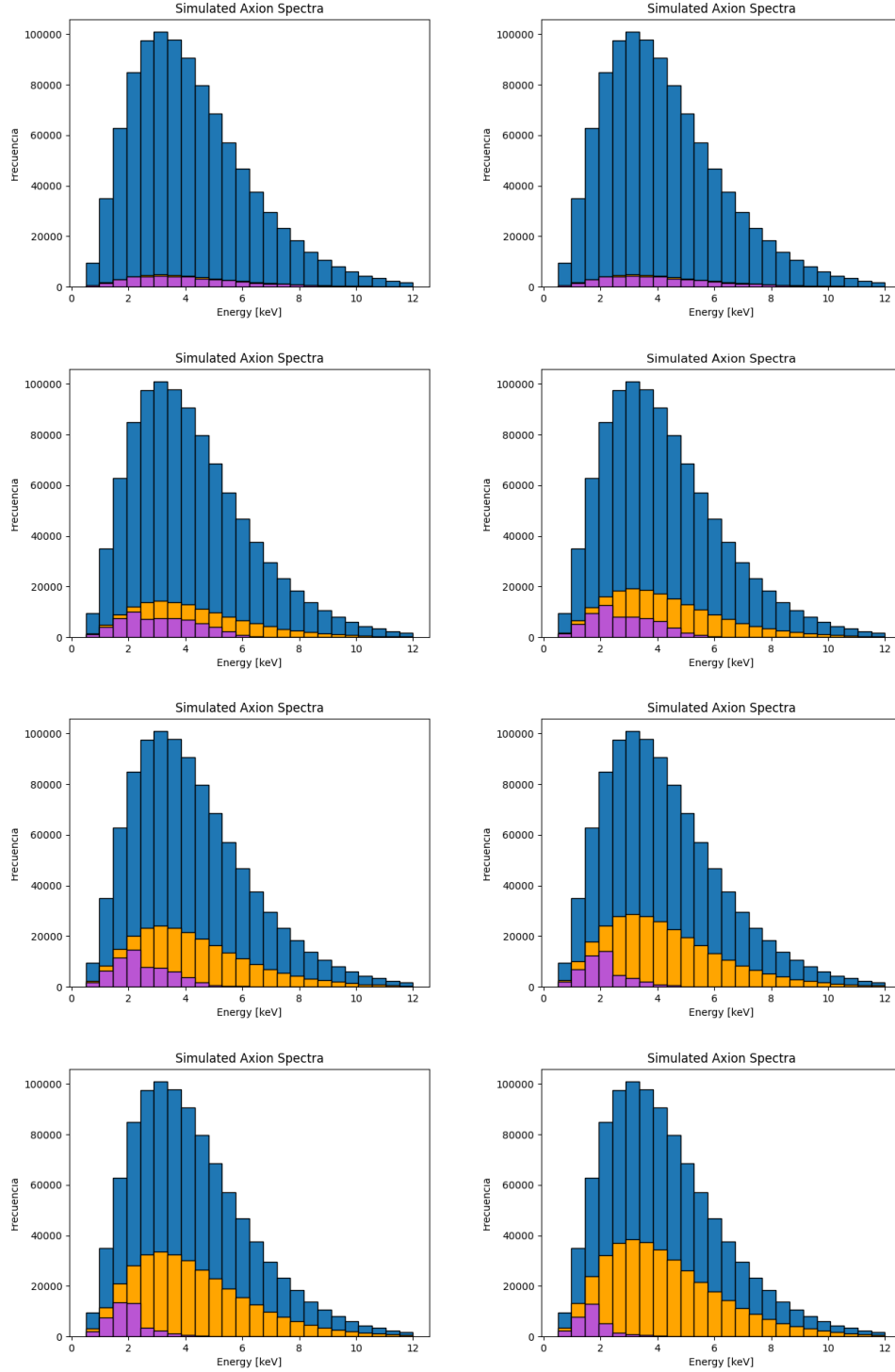


Figura 21: Espectros de axiones solares simulados desde la fuente (azul), que entran en nuestro colimador (naranja) y reflejados en el detector (magenta). Gráficos fuente extensa colimada y para ángulos de inclinación de los espejos  $0.25^\circ$ ,  $0.5^\circ$ ,  $0.75^\circ$ ,  $1^\circ$ ,  $1.25^\circ$ ,  $1.5^\circ$ ,  $1.75^\circ$  y  $2^\circ$ . Ángulos ordenados de izquierda a derecha y de arriba a abajo.