



TRABAJO DE FIN DE GRADO  
GRADO EN FÍSICA

# Búsqueda de axiones solares en los datos del experimento ANAIS-112

Autora:

Marta Pellicer Navarro

Directoras:

María Lucía Martínez Pérez

María Luisa Sarsa Sarsa

Departamento de Física Teórica

Facultad de Ciencias

Universidad de Zaragoza

Curso 2019/2020



*Agradecer a mis directoras del TFG su dedicación, paciencia y buenos consejos,  
y a mis padres, que me ayudan más de lo que ellos creen.*

## Resumen

ANAIS-112 es un experimento de detección directa de Materia Oscura localizado en el Laboratorio Subterráneo de Canfranc (LSC) con 112,5 kg de NaI(Tl) en fase de toma de datos. El objetivo de ANAIS-112 es confirmar o refutar el controvertido resultado del experimento DAMA/LIBRA: la observación con alto significado estadístico de una modulación en su ritmo de detección compatible con la esperada para WIMPs (Weakly Interacting Massive Particles) del halo galáctico. Sin embargo, hay otros procesos poco probables que pueden ser analizados a partir de los datos que proporciona el propio experimento. En este trabajo se propone analizar la posible señal que producirían axiones solares en los detectores de ANAIS-112. Axiones de 14,4 keV de energía se producen en el núcleo solar en la transición M1 del  $^{57}\text{Fe}$ . Estos axiones se podrían detectar por efecto axio-eléctrico en ANAIS. La no observación de esta señal a esta energía permite obtener una cota al producto de las constantes de acoplo axiÓN-electrÓN y axiÓN-fotÓN, que será el objetivo último de la presente memoria.

Se ha realizado para ello una búsqueda bibliográfica sobre los axiones en general y sobre los axiones solares en particular, estudiando los mecanismos de acoplo a la materia convencional, mecanismos de producción en el Sol y posible detección en la Tierra. Asimismo, haciendo uso del software de análisis ROOT, se han analizado los datos recogidos por el experimento ANAIS por debajo de 50 keV de energía, para dar una cota al producto de las constantes de acoplo axiÓN-electrÓN y axiÓN-fotÓN anteriormente mencionada. Finalmente, comparamos nuestro resultado con el obtenido por otros experimentos.

Previo al comienzo de la memoria, cabe destacar que el software de análisis ROOT ha sido de una gran utilidad para el procedimiento de análisis de los datos de ANAIS-112 que hemos realizado. De las múltiples herramientas que ofrece, en el desarrollo del trabajo se han empleado las siguientes [1]: la librería matemática y las herramientas para crear histogramas y gráficos (con barras de error) y ajustarlos a funciones definidas por el usuario. Los códigos empleados se muestran en el anexo.

# Índice

<b>1. Introducción</b>	<b>1</b>
<b>2. Procedimiento</b>	<b>3</b>
2.1. Calibración en resolución de los módulos de ANAIS-112 en la región de interés .	5
2.2. Obtención del área correspondiente al pico centrado en 14,4 keV . . . . .	13
<b>3. Resultados</b>	<b>16</b>
3.1. Cálculo del límite superior para $\Phi_{14,4\text{ keV}}\sigma_{Ae}$ . . . . .	17
3.2. Cálculo del límite superior para $g_{Ae} \times g_{AN}^{eff}$ . . . . .	18
3.3. Resultados y comparación con otros experimentos . . . . .	19
<b>4. Conclusiones</b>	<b>21</b>
<b>5. ANEXO</b>	<b>22</b>
5.1. Código de programación en ROOT . . . . .	22
<b>Referencias</b>	<b>43</b>



# 1. Introducción

El Universo observable constituye una parte muy pequeña de lo que es en realidad, aproximadamente el 5% del Universo conocido, esto es debido a que solamente es posible ver tanto directamente, como mediante el uso de instrumentos mucho más sensibles que el ojo humano, aquella materia que emite o absorbe radiación electromagnética denominada materia convencional o materia bariónica (formada fundamentalmente por protones y neutrones). Existen dos tipos de materia bariónica, por un lado, las estrellas, las nubes de gas y polvo y los cúmulos de galaxias constituyen la materia bariónica visible; por otro lado, los agujeros negros y planetas de gran tamaño pueden ser considerados como materia bariónica no visible [2], [3].

El Universo restante, estaría formado en un 68% por Energía Oscura, responsable de la expansión acelerada del Universo, y en un 27% por otro tipo de materia no bariónica e invisible y cuya interacción con el resto de materia convencional debe ser principalmente gravitatoria denominada Materia Oscura. Entre los candidatos a ser o formar parte de dicha Materia Oscura destacan dos: los WIMPs (Weakly Interacting Massive Particles), partículas hipotéticas que interaccionarían gravitatoriamente y también débilmente con la materia convencional y los axiones, también partículas hipotéticas, en las cuales se centra el presente trabajo y cuyas características se explicarán a continuación ([2], [3], [4, p.1]).

La hipótesis de la existencia de una nueva partícula denominada axión, es consecuencia de la ampliamente aceptada teoría de la cromodinámica cuántica (QCD) que describe la interacción fuerte entre partículas y en la que aparece el denominado “problema CP fuerte”. La teoría QCD predice la violación de esta simetría en la interacción fuerte que, sin embargo, no se observa experimentalmente. Entre las consecuencias observables de esta violación, estaría por ejemplo la aparición de un momento dipolar eléctrico en los neutrones, el predicho es del orden de  $10^{-16} e \cdot cm$  mientras que las observaciones experimentales dan un límite superior  $|d_n| \leq 2,9 \cdot 10^{-26} e \cdot cm$  [5, p.1]. Si la teoría conservase la simetría CP, sería invariante bajo la combinación de las transformaciones de conjugación de carga (C), es decir, cambio de partículas por antipartículas y viceversa, y paridad (P).

Para solucionar este problema, se propuso la teoría de Peccei-Quinn (1977) por la cual se tiene en cuenta en el Lagrangiano que describe la QCD un parámetro,  $\theta_{QCD}$ , que, permite introducir la violación de la simetría CP, y conlleva la existencia de una nueva partícula, el axión. Asimismo, de existir, esta nueva partícula sería candidata a Materia Oscura ya que es neutra, estable e interacciona débilmente con la materia [5, p.1]. Han sido planteados distintos modelos de axión, cuya diferencia fundamental es la manera en la que se acoplan a la materia convencional. Existen tres mecanismos de acoplamiento posibles: (1) acoplamiento axión-fotón ( $g_{A\gamma}$ ), (2) acoplamiento axión-nucleón ( $g_{AN}$ ) y (3) acoplamiento axión-electrón ( $g_{Ae}$ ) [6, p.2].

Estos axiones, en caso de existir, tendrían importantes efectos como por ejemplo en astrofísica, afectando a la evolución estelar. Los axiones se podrían producir en el interior de las estrellas y supondrían, al interaccionar débilmente con la materia bariónica, un mecanismo muy eficiente de enfriamiento estelar. Algunas de las mejores cotas experimentales a la existencia del axión se derivan del estudio de las enanas blancas ([6, p.2], [7], [10, p.2]). Por estas razones, se puede esperar que el Sol sea una fuente de axiones cuya detección podría ser planteada en la Tierra. A estos axiones los denominaremos axiones solares, y serán el objeto de estudio de la presente memoria.

Por otro lado, los axiones también se habrían podido producir en el Universo primitivo, contribuyendo a su vez en parte a la Materia Oscura del Universo [6, p.2]. Estos axiones, a los que denominaremos axiones galácticos, participarían en los procesos de formación de estructuras en el Universo y formarían halos en torno a las galaxias en general, y la Vía Láctea en particular,

por lo que también se podría plantear su detección.

En la presente memoria, nos vamos a centrar en el estudio de los axiones solares y su posible detección mediante detectores de estado sólido.

En el Sol, los axiones se pueden producir mediante tres mecanismos principales:

- Transición M1 de desexcitación del primer nivel excitado del núcleo de  $^{57}\text{Fe}$  excitado térmicamente. El  $^{57}\text{Fe}$ , que es un isótopo estable que se produce por fusión, se encuentra en el núcleo del Sol y presenta una abundancia de un 2,12 %, lo que supone una densidad de  $(9,0 \pm 1,2 \times 10^{19} \text{cm}^3)$  de  $^{57}\text{Fe}$  en el núcleo solar ([5, p.2], [6, p.2], [9]).
- Primakoff, mecanismo por el cual un fotón podría convertirse en un axi3n mediante la aplicación de un campo magnético intenso [8].
- Reacciones ABC [10] entre las que se incluyen:
  1. Interacción Compton, en la dispersión de un fot3n con un electr3n se produciría un axi3n.
  2. Bremsstrahlung, en la interacci3n de un electr3n con un i3n (o de un electr3n con un electr3n at3mico) en lugar de emitirse un fot3n como en el Bremsstrahlung convencional, se emitiría un axi3n.
  3. Axio-desexcitaci3n, fen3meno por el cual un estado excitado de un i3n emitiría un axi3n en lugar de un fot3n durante el proceso de desexcitaci3n.
  4. Axio-recombinaci3n, fen3meno por el cual un i3n y un electr3n se recombinarían emitiendo un axi3n.

En esta memoria no estudiamos los mecanismos de producci3n Primakoff y reacciones ABC mencionadas anteriormente, si no que estudiaremos los axiones producidos en la transici3n M1 del  $^{57}\text{Fe}$ , que son monoenergéticos, con 14,4 keV de energía.

Los axiones solares podrían ser detectados mediante detectores cristalinos haciendo uso de dos mecanismos distintos:

1. Mediante efecto axio-eléctrico [5, p.3], similar al efecto fotoeléctrico, por el cual el axi3n al incidir sobre un átomo arrancarí3a de este un electr3n que podría ser detectado, tanto de forma directa, como a trav3s de la posterior desexcitaci3n del átomo resultante mediante cascadas de rayos X y electrones Auger. En este caso, la energía total depositada en un detector cristalino del que con alta probabilidad no escapan ni los electrones ni los rayos X serí3a la energía total del axi3n incidente.
2. Mediante efecto Primakoff por el cual el axi3n se convertiría en un fot3n en presencia de un campo magnético generado por el propio átomo y, que debido a la periodicidad de la estructura cristalina de los detectores, produciría una amplificaci3n de la seál cuando los axiones llegan con un ángulo relativo a los ejes de la estructura cristalina [6, p.3].

En el análisis de los datos realizado en el apartado 2, buscamos la seál que producirían por efecto axio-eléctrico los axiones solares monoenergéticos generados en la transici3n M1 producida por la desexcitaci3n del  $^{57}\text{Fe}$ , cuyo primer estado excitado se encuentra a 14,4 keV. Estos axiones, serían absorbidos mediante efecto axio-eléctrico produciendo un pico en 14,4 keV fácil de identificar, al contrario de los otros tipos de axiones solares ya que éstos tienen una distribuci3n continua en energías difícil de discernir del fondo radiactivo.

El flujo de axiones producido mediante este mecanismo depende del acoplamiento axi3n-nucle3n,



donde la constante de acoplamiento asociada ( $g_{AN}$ ) describiría la intensidad de la interacción entre el axión y el núcleo atómico, más concretamente con protones y neutrones.

El número de axiones solares que interaccionarían con los detectores de NaI(Tl) del experimento ANAIS-112 por efecto axio-eléctrico depende del acoplamiento axión-electrón cuya constante de acoplo asociada ( $g_{Ae}$ ) mediría la intensidad de la interacción entre el axión incidente y el electrón producido mediante este efecto.

Como hemos mencionado anteriormente, usaremos para nuestro análisis los datos recogidos durante un periodo de 670,3 días por el experimento de detección de Materia Oscura ANAIS-112. Este experimento, fue instalado en 2017 en el Laboratorio Subterráneo de Canfranc (LSC) haciendo uso de 112,5 kg de NaI(Tl) con el objetivo de confirmar o refutar el resultado del experimento DAMA-LIBRA localizado en el Laboratorio Nacional de Gran Sasso (Italia): la observación con alto significado estadístico de una modulación en su ritmo de detección compatible con la esperada para WIMPs del halo galáctico [11, p.1].

ANAIS-112 usa nueve módulos de NaI(Tl) y se encuentra blindado con 10 cm de plomo arqueológico, 20 cm de plomo de baja actividad, una caja anti-radón que evita que penetre en el blindaje y se pueda desintegrar cerca de los cristales de NaI al ser un recipiente hermético con sobrepresión de nitrógeno gas, un sistema de veto de muones y un moderador de neutrones formado por una combinación de tanques de agua y bloques de polietileno, además del blindaje natural que proporcionan los 1400 m de roca que tiene sobre sí la instalación [11, p.2].

Cada módulo de ANAIS-112 consiste en un cristal de 12,5 kg de NaI(Tl) acoplado a dos fotomultiplicadores [11, p.2]. El NaI(Tl) es un material centelleador y cuando la radiación deja energía en el cristal, parte del depósito energético se convierte en luz. Esta luz o centelleo es convertido en señal eléctrica en los dos fotomultiplicadores, siendo el sistema sensible a depósitos energéticos iguales o superiores a 1 keV.

El sistema de veto de muones está formado por 16 centelleadores plásticos de diferentes formas que rodean todo el dispositivo ANAIS con el objetivo de reconocer las señales debidas a muones en el espectro de fondo radiactivo ya que su variación estacional podría afectar al análisis de la modulación anual de la materia oscura. De esta manera, gracias al sistema DAQ (Data Acquisition), se podrían descartar por coincidencia los sucesos debidos a muones en los detectores que rodean el experimento ANAIS [11, p.4].

El proceso de toma de datos comenzó el 3 de agosto de 2017 por lo que en este momento se han acumulado casi tres años de datos [11, p.5]. Sin embargo, en el presente trabajo se analizarán solamente los dos primeros años de datos pretratados y previamente calibrados en energía con el objetivo de analizar la posible señal que producirían axiones solares en los cristales de ANAIS-112.

## 2. Procedimiento

El objetivo de este apartado es estudiar la posible presencia en los datos de ANAIS-112 de depósitos energéticos de 14,4 keV que se corresponderían con la conversión de axiones solares en fotones. Para ello, se debe buscar la presencia de un pico en el espectro de energía de cada uno de los nueve módulos del experimento ANAIS-112. Estos depósitos energéticos que realizarían los axiones solares se añaden a los que producen otras contribuciones que denominamos fondo radiactivo y no es posible distinguir unos de otros, salvo por la diferente forma espectral. La señal de estos axiones, es monoenergética y debería producir un pico aproximadamente gaussiano, centrado en 14,4 keV y con la resolución que corresponde a cada detector a dicha energía, mientras que los fondos radiactivos en esta región son en su mayor parte continuos, pudiendo ser aproximados por una función polinómica (ver más adelante).

En primer lugar, se precisará tener correctamente calibrados cada uno de los nueve módulos de ANAIS-112 tanto en energía como en resolución. En el presente trabajo se va a realizar la calibración en resolución ya que los datos empleados ya habían sido calibrados en energía, es decir, ya se había asociado previamente a cada suceso su correspondiente energía a través del uso de fuentes de radiación conocidas.

Comprender el fondo radiactivo en la región de interés, en torno a la energía de 14,4 keV, es fundamental para decidir la función de ajuste que elegiremos.

El fondo radiactivo de ANAIS-112 [12] tiene su origen en diversas fuentes entre las que dominan los isótopos que se encuentran dentro del cristal de NaI,

- En los cristales de NaI, vamos a encontrar homogéneamente distribuidos  $^{40}\text{K}$ , que es una contaminación del cristal aun cuando en el proceso de fabricación se tratan de purificar al máximo [11, p.2] y  $^{22}\text{Na}$ , producido por la interacción de los rayos cósmicos con los átomos de cristal cuando están en la superficie [11, p.10]. Ambos isótopos se pueden desintegrar por captura electrónica, CE, ( $^A_Z X + e^- \rightarrow ^A_{Z-1} Y + \nu_e$ ) que conlleva la correspondiente emisión de rayos X/electrones Auger del núcleo hijo en el proceso de la desexcitación atómica, y que también contribuyen de forma significativa al fondo radiactivo de ANAIS-112, aunque no en la región de interés para el ajuste. Sin embargo, los analizaremos, por otros motivos en el apartado 2.1.

- $^{210}\text{Pb}$ , con una vida media de 22,3 años, se desintegra  $\beta^-$  ( $^A_Z X \rightarrow ^A_{Z+1} Y + e^- + \bar{\nu}_e$ ) el 80,2 % a  $^{210}\text{Bi}^*$  y el 19,8 % a  $^{210}\text{Bi}$  en su estado fundamental; en la desexcitación del  $^{210}\text{Bi}^*$  se emite un gamma de 46,54 keV de energía [13]. Esta desexcitación tiene lugar en un alto porcentaje de los casos por conversión interna, es decir, en muchas ocasiones en lugar del gamma se produce un electrón con la energía mencionada.

Los electrones y fotones que se producen en la desintegración del  $^{210}\text{Pb}$  generan depósitos energéticos de energías entre 0 y 63 keV que afectan significativamente a la región de interés, sobre todo cuando el  $^{210}\text{Pb}$  se encuentra en la superficie del cristal y el gamma puede escapar.

En este trabajo nos va a afectar de forma particular la presencia de  $^{210}\text{Pb}$  muy cerca del cristal, en el recubrimiento reflectante de teflón. Cuando la desintegración del  $^{210}\text{Pb}$  ocurre fuera del cristal, observaremos depósitos energéticos producidos por los fotones y los rayos X emitidos, en particular, los rayos X del Bi tras su desexcitación por conversión interna, cuyas energías varían entre 10 y 16 keV.

- $^3\text{H}$ , con una vida media de 12,3 años, se desintegra  $\beta^-$  con probabilidad del 100 % al estado fundamental del  $^3\text{He}$  emitiendo una energía de 18,591 keV; el 57 % de los electrones emitidos se encuentran fuera del rango objeto de análisis (1-7 keV). Pero el 43 % de electrones emitidos restante, se encuentran por encima de 7 keV produciendo así un continuo de depósitos energéticos en la región de interés para el ajuste [14].

En el modelo de fondo de ANAIS-112 se considera que el tritio tiene su origen en procesos de espalación debidos a los rayos cósmicos durante el tiempo que los cristales pasaron en la superficie y se encuentra homogéneamente distribuido en todo el cristal. Por este motivo, los electrones liberados en la desintegración beta no pueden escapar y dejan toda su energía en el cristal [12, p.12].

De este modo, cuando tengamos calibrados en resolución los nueve detectores (apartado 2.1), se planteará la realización del ajuste del fondo (apartado 2.2) en la región de 8 a 20 keV. La función de ajuste, que tiene en cuenta el fondo radiactivo anteriormente detallado, será una función polinómica de grado dos más la señal de axiones buscada: una función gaussiana centrada

en 14,4 keV y con la resolución correspondiente a dicha energía que habremos evaluado previamente para cada detector. Como explicaremos más adelante (apartado 2.2), hará falta añadir una modelización de los rayos X del Bi para tener en cuenta adecuadamente la desintegración del  $^{210}\text{Pb}$  en el teflón, que afecta a tres de los detectores de forma importante.

El objetivo será hallar para cada uno de los nueve detectores el valor del área del pico centrado en 14,4 keV que resulta de los ajustes. El resultado obtenido para el área permitirá poner límites a la presencia de interacciones de axiones solares en los módulos del experimento ANAIS-112 (apartado 3).

## 2.1. Calibración en resolución de los módulos de ANAIS-112 en la región de interés

La calibración del experimento ANAIS-112 se realiza simultáneamente en los nueve módulos que componen el experimento durante 3-4h con una fuente externa de  $^{109}\text{Cd}$ , cada dos semanas [11, p.5].

En el espectro registrado en los detectores de ANAIS-112 por debajo de 40 keV, debido a la resolución, se observan dos fotopicos correspondientes a energías promedio de 11,9 keV y 22,6 keV.

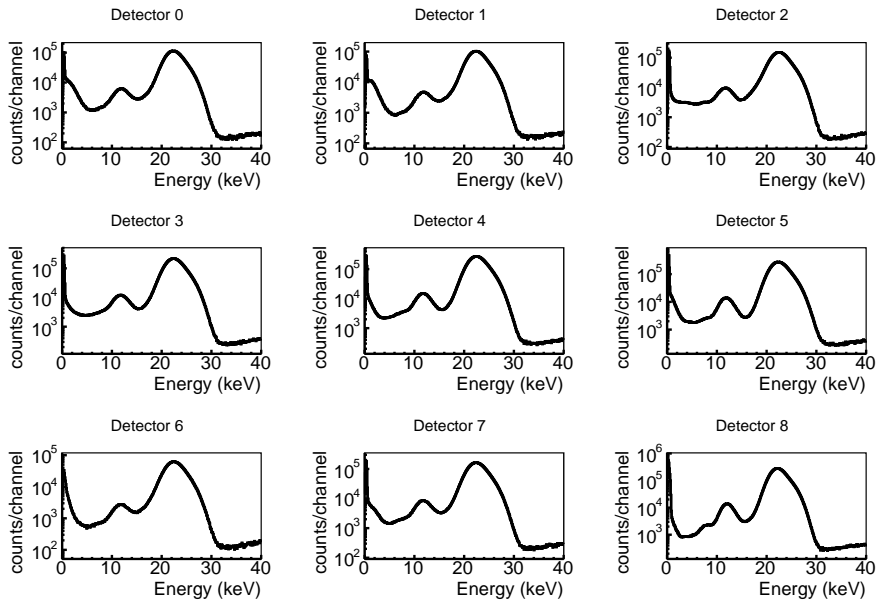


Figura 1: espectro obtenido en la calibración con  $^{109}\text{Cd}$  donde se observan 2 fotopicos correspondientes a las energías promedio de 11,9 keV y 22,6 keV, en escala logarítmica. Esta calibración se corresponde con la suma de todas las calibraciones realizadas durante los 670,3 días de toma de datos.

El pico que se puede observar en la Figura 1 en 22,6 keV tiene su origen en la suma de varios rayos X que siguen a la desintegración de  $^{109}\text{Cd}$  por CE y el pico centrado en 11,9 keV, es debido al recubrimiento plástico de la fuente de  $^{109}\text{Cd}$  que contiene Br, siendo, la energía 11,9 keV el promedio de las energías correspondientes a los rayos X emitidos por el Br tras absorber por efecto fotoeléctrico los rayos X del  $^{109}\text{Cd}$ .

Asimismo, utilizaremos para modelizar mejor la resolución en energía de los detectores dos picos de sucesos localizados en las energías 0,9 keV y 3,2 keV asociados a las contaminaciones de

$^{22}\text{Na}$  y  $^{40}\text{K}$  respectivamente, que se encuentran distribuidas homogéneamente en cada uno de los detectores, aunque con diferente actividad, como hemos mencionado anteriormente. Estos picos se corresponden con la energía de ligadura de las capas K del Ne y el Ar, ya que es absorbida toda la energía liberada en el proceso de CE (a diferencia de lo que sucede en el caso del  $^{109}\text{Cd}$ ) al encontrarse los isótopos dentro del material centelleador.

Estos sucesos son seleccionados por coincidencia [11, p.11] verificando así que proceden de los dos isótopos anteriormente mencionados. Para ilustrar el proceso de selección de estos sucesos se debe prestar atención a los esquemas de desintegración de estos dos isótopos que se encuentran representados en las referencias [15] y [16].

- El  $^{40}\text{K}$  se desintegra  $\beta^-$  al nivel fundamental de  $^{40}\text{Ca}$  el 89,25 % de las veces y se puede desintegrar por CE al  $^{40}\text{Ar}^*$  en un 10,55 % o directamente al estado fundamental del  $^{40}\text{Ar}$  en un 0,2 %. La desexcitación gamma del  $^{40}\text{Ar}^*$  en  $^{40}\text{Ar}$  emite fotones de 1461 keV de energía [15].
- Análogamente, el  $^{22}\text{Na}$  se puede desintegrar por CE (9,5 %) y  $\beta^+$  (90,5 %) en un estado excitado del  $^{22}\text{Ne}$  que, al no ser estable, se desintegrará al estado fundamental estable de  $^{22}\text{Ne}$  emitiendo fotones de energía 1275 keV [16].

En el caso de las desintegraciones en las que se emiten fotones altamente energéticos se pueden emplear las técnicas de coincidencia para seleccionar sucesos; si el fotón de alta energía escapa del detector en el que se produce la desintegración e interacciona en un segundo detector, el depósito energético que corresponderá al primer detector será exclusivamente el de desexcitación del átomo tras la CE.

Aplicado a los isótopos  $^{40}\text{K}$  y  $^{22}\text{Na}$ , el  $^{40}\text{K}$  genera un depósito energético de 3,2 keV y, simultáneamente debido a la desexcitación del  $^{40}\text{Ar}$ , un fotón de 1461 keV; el primero, al ser menos energético, es completamente absorbido en el detector donde ha ocurrido la desintegración, pero el segundo es capaz de escapar y penetrar en otro detector. Asimismo, el  $^{22}\text{Na}$  genera un depósito energético de 0,9 keV y a la vez un fotón de 1275 keV. Al generar dos sucesos coincidentes en el tiempo en distintos detectores y en un rango de energías conocido, este tipo de sucesos pueden ser identificados de forma muy precisa y seleccionados para utilizarlos, por ejemplo, en procedimientos de calibración beneficiando así el posterior análisis de datos.

Por lo tanto, en este estudio se va a contar con cuatro picos en el rango energético de 0,8 a 25 keV, que cubre perfectamente nuestra región de estudio, de 8 a 20 keV. Se expone a continuación el procedimiento de análisis seguido para la obtención de la resolución correspondiente a cada uno de ellos.

La función de ajuste empleada tiene en cuenta la existencia de un fondo continuo aproximado por una función polinómica de grado dos y una función gaussiana (o una combinación de funciones gaussianas) centrada(s) en la(s) energía(s) objeto de análisis,

$$f_{ajuste}(x) = f_{bkg}(x) + f_{gauss}(x) \quad (1)$$

Donde  $f_{bkg}(x)$ , con tres parámetros libres, es de la forma,

$$f_{bkg}(x) = a + bx + cx^2 \quad (2)$$

Por otro lado, de forma general, trabajaremos con la combinación de gaussianas que se presenta en la ecuación 3, donde N es el número de funciones gaussianas,

$$f_{gauss}(x) = \sum_i^N \frac{A_i}{\sigma_i \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{(x - \mu_i)^2}{\sigma_i^2}\right) \quad (3)$$

Donde,

- $A_i \equiv$  área bajo la curva gaussiana.
- $\sigma_i \equiv$  desviación estándar, que en el presente trabajo se corresponde con la resolución.
- $\mu_i \equiv$  media, que corresponde a la energía nominal de cada línea considerada.

El parámetro  $\mu_i$  de cada gaussiana se dejará fijo ya que lo determinan los mecanismos de desintegración de los diferentes isótopos considerados y sus valores son conocidos. Los otros dos parámetros de cada gaussiana ( $A_i$ ,  $\sigma_i$ ) los trataremos de forma diferente en cada uno de los ajustes, por motivos que se explicarán a continuación.

Los parámetros que dejemos libres en cada ajuste serán inicializados en la macro correspondiente. Para realizar un ajuste correcto, la inicialización de los parámetros correspondientes a la función gaussiana debe ser razonable o el ajuste no convergerá.

Se han ajustado por separado los dos fotopicos correspondientes al  $^{109}\text{Cd}$ . En la Figura 2, se muestra el ajuste realizado para el fotopico centrado en 22,6 keV y el ajuste del pico centrado en 11,9 keV en escala logarítmica. Se ha tenido en cuenta al realizar el ajuste que los dos picos son en realidad la combinación de varias líneas, por lo que, si se realizara el ajuste a una única función gaussiana, junto con el correspondiente fondo aproximado por una función polinómica de grado dos, su anchura (resolución) quedaría artificialmente ensanchada. Por ello, se ha usado la combinación de funciones gaussianas para cada pico mostradas en la Tabla 1. Cabe destacar que la energía de cada pico y el área relativa se han considerado fijos a la hora de realizar el ajuste, y la resolución se ha considerado la misma para el rango energético que define cada pico, dejando como únicos parámetros libres una anchura y un área.

La función de ajuste empleada es la siguiente,

$$f(x) = A \sum_i^N \frac{A_{ri}}{\sigma \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{(x - \mu_i)^2}{\sigma^2}\right) \quad (4)$$

Donde  $A$  es el área total,  $A_{ri}$  es el área relativa calculada según la intensidad de cada línea y  $\mu_i$  son las medias de las gaussianas que se muestran en la Tabla 1.

Pico centrado en 11,9 keV		Pico centrado en 22,6 keV	
Media (keV)	Intensidad	Media (keV)	Intensidad
11,870	18,600	22,160	55,700
11,924	36,100	21,990	29,500
		24,912	4,760
		24,943	9,200

Tabla 1: parámetros empleados en la combinación de funciones gaussianas empleada para realizar el ajuste de los dos picos correspondientes a la calibración con  $^{109}\text{Cd}$ .

Asimismo, en las Figuras 3 y 4 se muestran los ajustes realizados para los picos del  $^{22}\text{Na}$  y  $^{40}\text{K}$  donde únicamente se ha considerado una función gaussiana para cada uno de los picos, con  $\mu$  como parámetro fijo dejando  $A$  y  $\sigma$  libres.

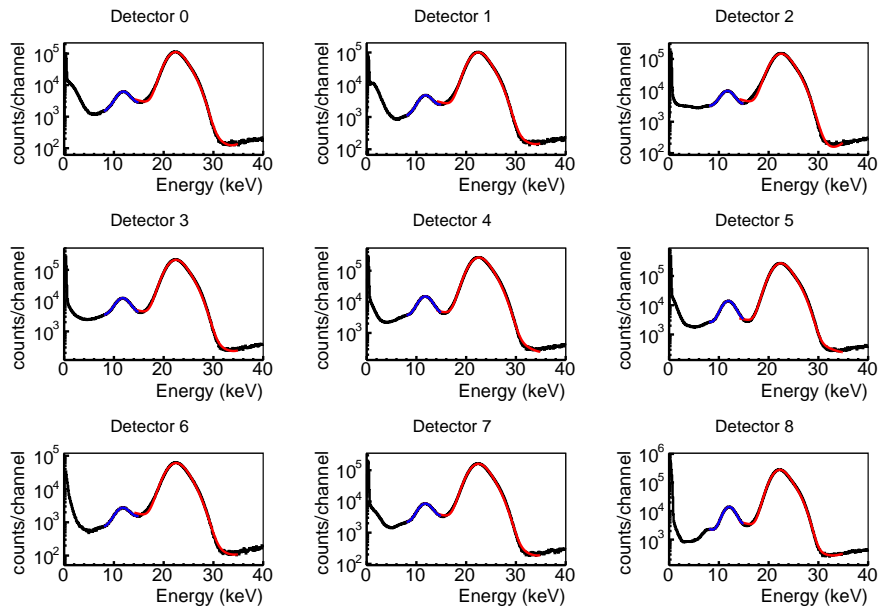


Figura 2: ajuste realizado para los 2 fotopicos correspondientes a la calibración con  $^{109}\text{Cd}$  en las energías 11,9 keV y 22,6 keV en escala logarítmica.

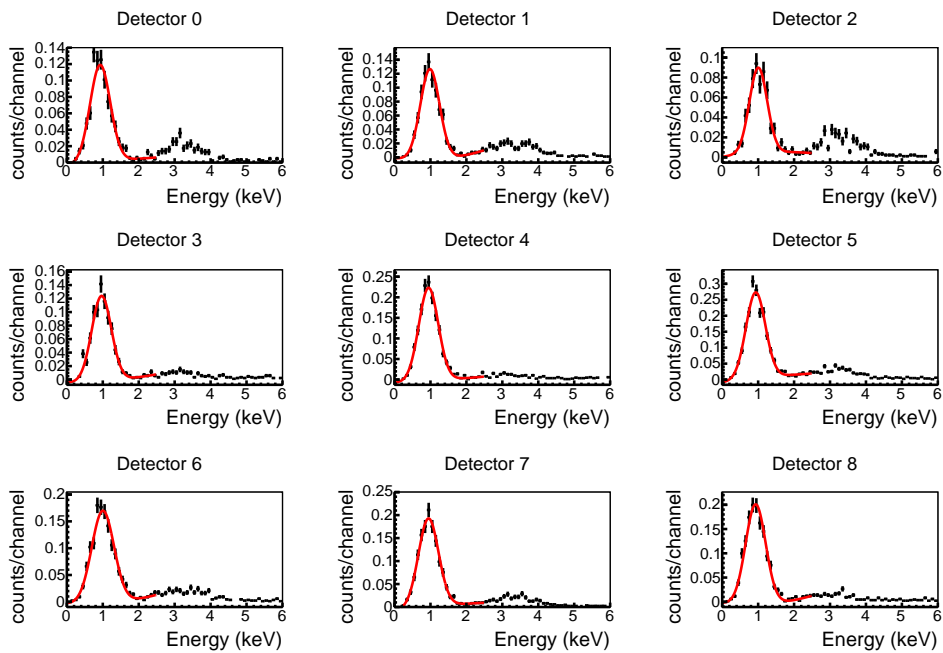


Figura 3: ajuste realizado para el pico del  $^{22}\text{Na}$  con energía de 0,9 keV. Estos espectros se corresponden con el fondo radiactivo de baja energía y con los datos recogidos durante 670,3 días en coincidencia con un depósito energético de [1215-1335] keV.

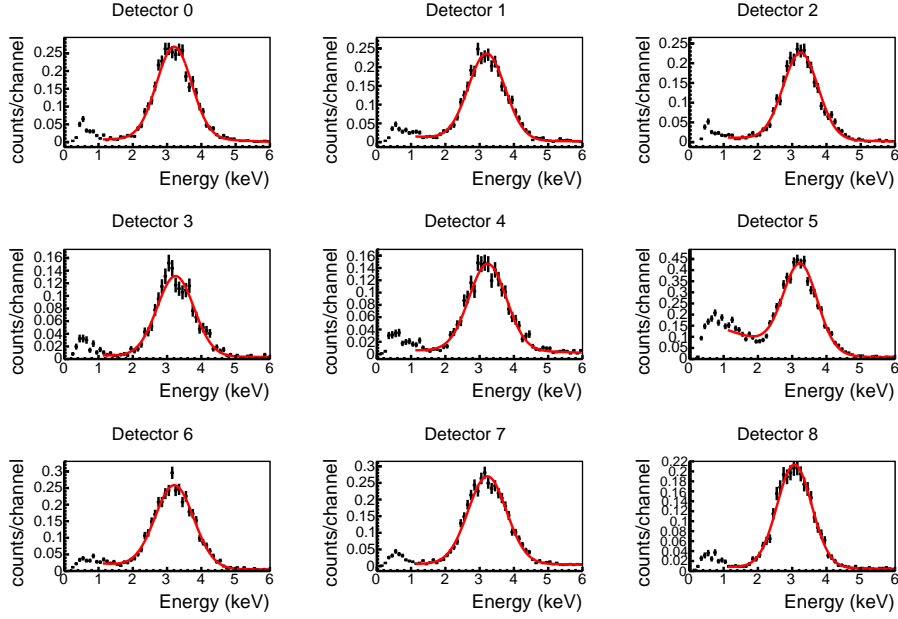


Figura 4: ajuste realizado para el pico del  $^{40}\text{K}$  con energía de 3,2 keV. Estos espectros se corresponden con el fondo radiactivo de baja energía y con los datos recogidos durante 670,3 días en coincidencia con un depósito energético de [1350- 1560] keV.

Realizando estos ajustes se han obtenido los valores de la anchura ( $\sigma$ ) correspondientes a cada curva gaussiana con su error, obteniendo por lo tanto 4 valores para cada detector en el rango energético comprendido entre 0,9 keV y 22,6 keV. En la Tabla 2, se muestran los cuatro valores de la resolución correspondientes a cada pico analizado para cada uno de los nueve detectores.

	<b>Detector 0</b>		<b>Detector 1</b>		<b>Detector 2</b>	
Energía (keV)	$\sigma$ (keV)	Error (keV)	$\sigma$ (keV)	Error (keV)	$\sigma$ (keV)	Error (keV)
0,9	0,282	0,017	0,248	0,011	0,248	0,016
3,2	0,511	0,011	0,536	0,011	0,510	0,013
11,9	1,204	0,023	1,202	0,027	1,260	0,008
22,6	1,675	0,001	1,71	0,001	1,760	0,001
	<b>Detector 3</b>		<b>Detector 4</b>		<b>Detector 5</b>	
Energía (keV)	$\sigma$ (keV)	Error (keV)	$\sigma$ (keV)	Error (keV)	$\sigma$ (keV)	Error (keV)
0,9	0,273	0,015	0,271	0,010	0,270	0,010
3,2	0,536	0,018	0,544	0,017	0,496	0,010
11,9	1,293	0,007	1,313	0,006	1,251	0,010
22,6	1,724	0,001	1,742	0,001	1,646	0,001
	<b>Detector 6</b>		<b>Detector 7</b>		<b>Detector 8</b>	
Energía (keV)	$\sigma$ (keV)	Error (keV)	$\sigma$ (keV)	Error (keV)	$\sigma$ (keV)	Error (keV)
0,9	0,311	0,014	0,280	0,011	0,280	0,009
3,2	0,562	0,013	0,559	0,012	0,506	0,012
11,9	1,307	0,017	1,321	0,008	1,157	0,007
22,6	1,805	0,001	1,748	0,001	1,518	0,001

Tabla 2: valores de la resolución correspondientes a cada pico analizado para cada uno de los nueve detectores.

Con los valores para la resolución de las distintas líneas que hemos obtenido (ver Tabla 2) tenemos que construir una dependencia funcional adecuada de la resolución con la energía, que después será utilizada para estimar la resolución de cada detector a la energía de interés, 14,4 keV.

Para valorar la dependencia funcional más adecuada es un parámetro clave la luz emitida por un material centelleador (light yield, LY) se mide como el número de fotones que emite por unidad de energía depositada. Habitualmente se “restringe” su definición a los fotones que el sistema es capaz de detectar, y por ello se mide en fotoelectrones/keV, y como muestra la ecuación 5 relaciona la energía depositada con el número de fotoelectrones observados por el fotomultiplicador,  $N_{ph}$ , que en general, es bastante inferior al número de fotones que ha producido el material.

$$E = \frac{N_{ph}}{LY} \quad (5)$$

En ANAIS-112 el LY es del orden de  $\sim 15$  phe/keV [18].

La resolución en energía de los centelleadores en este rango energético se puede considerar en primera aproximación dominada por las fluctuaciones poissonianas en el número de portadores de información, los fotones de centelleo, ( $\sigma_{N_{ph}} = \sqrt{N_{ph}}$ ) de manera que esperamos que dependa de la energía a la que estamos trabajando, suponiendo un LY constante:

$$\sigma_{E,Poisson} = \frac{\sigma_{N_{ph}}}{LY} = \frac{\sqrt{N_{ph}}}{LY} = \sqrt{\frac{E}{LY}} \quad (6)$$

En caso de haber otras contribuciones independientes de la energía a la resolución y no correlacionadas, se sumarían en cuadratura con  $\sigma_{E,Poisson}$ , pero no se pueden descartar otras contribuciones dependientes de la energía.

De acuerdo con este planteamiento, se ha realizado un ajuste de los datos de resolución a dos dependencias funcionales que se muestran en las ecuaciones 7 y 8. La dependencia funcional mostrada en la ecuación 7 es la que se usa habitualmente para parametrizar la resolución en detectores de este tipo (detectores de centelleo).

$$\sigma_1(E) = \alpha + \beta\sqrt{E} \quad (7)$$

Donde el parámetro  $\beta$  está relacionado con LY.

Por otro lado, la ecuación 8 se corresponde con la suma en cuadratura de la dependencia poissoniana y un término constante.

$$\sigma_2(E) = \sqrt{\sigma_c + E/LY} \quad (8)$$

donde  $\alpha$  y  $\sigma_c$  se relacionan con otras contribuciones de origen no poissoniano a la resolución.

Para valorar cuál de ambas es la dependencia funcional más adecuada para los detectores de ANAIS en este rango energético, debemos tener en cuenta el valor de  $\chi^2$  reducido de ambos ajustes, mostrado en la Tabla 3.

Detector	0	1	2	3	4	5	6	7	8
$\chi_1^2$	11,14	6,68	15,96	43,67	82,89	53,92	12,25	50,45	50,62
$\chi_2^2$	28,91	21,42	30,88	36,28	66,34	62,00	23,08	44,29	47,97

Tabla 3: valores de  $\chi^2$  reducido obtenidos al realizar el ajuste con las funciones mostradas en la ecuación 7 ( $\chi_1^2$ ) y en la ecuación 8 ( $\chi_2^2$ ).

Como se puede observar en la Tabla 3, tanto la función 7 como la función 8 proporcionan ajustes similares a los datos. Ninguno de los dos ajustes proporciona un valor adecuado para



$\chi^2$  ya que únicamente se ha tenido en cuenta un error estadístico; aunque se obtienen valores menores si se hace uso de la función de ajuste  $\sigma_1$  para cinco de los nueve detectores. Esta es la principal razón por la cual se ha elegido la función mostrada en la ecuación 7 para estimar la resolución de cada detector a 14,4 keV.

Para el cálculo del error final en la resolución de cada detector a 14,4 keV, tendremos en cuenta un error estadístico y un error sistemático.

El cálculo del error sistemático ha sido realizado teniendo en cuenta la diferencia entre los valores para la resolución a 14,4 keV que se derivan de los ajustes a ambas funciones,  $\sigma_1$  y  $\sigma_2$ .

Si se define  $\sigma_1 = \sigma(E=14,4 \text{ keV})$  el valor de sigma evaluado en la energía de interés haciendo uso de la ecuación 7 y  $\sigma_2 = \sigma(E=14,4 \text{ keV})$ , el valor de sigma evaluado en los 14,4 keV de energía en la ecuación 8 se ha estimado el error sistemático como,

$$e_{sist} = |\sigma_1 - \sigma_2| \quad (9)$$

El error estadístico ha sido calculado mediante propagación de errores de los parámetros ajustados de la ecuación 7 y despreciando la correlación entre las variables  $\alpha$  y  $\beta$ . Fijando  $E=14,4 \text{ keV}$ , se obtiene:

$$e_{est} = \sqrt{\left(\frac{\partial\sigma_1}{\partial\alpha}\right)^2 \cdot \delta_\alpha^2 + \left(\frac{\partial\sigma_1}{\partial\beta}\right)^2 \cdot \delta_\beta^2} = \sqrt{\delta_\alpha^2 + |E| \cdot \delta_\beta^2} \quad (10)$$

Donde  $\delta_\alpha$  y  $\delta_\beta$  han sido obtenidos al realizar el ajuste.

Por lo que el error total, se calculará como,

$$e_{TOT} = \sqrt{e_{sist}^2 + e_{est}^2} \quad (11)$$

Asimismo, haciendo uso de las funciones de ajuste mostradas en las ecuaciones 7 y 8 se puede obtener el valor de LY con su error correspondiente; como se puede observar en la Tabla 4 los valores obtenidos para los nueve detectores distan del valor esperado para los detectores de ANAIS-112 (de  $\sim 15 \text{ phe/keV}$  [18]). Esto implica que hay contribuciones adicionales a la resolución, cuyo efecto es importante, aunque como se observa en la Figura 5, la dependencia de la energía con la resolución sigue la tendencia esperada. Una de las posibilidades para explicar este resultado es que LY no sea constante en todo el volumen del detector y que existiera una dependencia con la energía que no se ha tenido en cuenta.

Detector	0	1	2	3	4	5	6	7	8
LY <sub>2</sub> (phe/keV)	7,871	7,545	7,104	7,493	7,336	8,196	6,819	7,272	9,745
Error (phe/keV)	0,020	0,016	0,015	0,021	0,014	0,015	0,018	0,016	0,021

Tabla 4: valor de LY calculado a partir de la función de ajuste 8. Como se puede observar, los valores obtenidos distan del valor esperado para los detectores de ANAIS-112 (de  $\sim 15 \text{ phe/keV}$  [18]). Esto implica la existencia contribuciones adicionales a la resolución.

Evaluando la ecuación 7 en 14,4 keV se obtiene la resolución correspondiente a dicha energía como se muestra en la Tabla 5 para cada detector.

Detector	Resolución (keV)	$e_{sist}$ (keV)	$e_{est}$ (keV)	$e_{TOT}$ (keV)
0	1,310	0,019	0,017	0,025
1	1,343	0,017	0,014	0,022
2	1,373	0,021	0,016	0,026
3	1,368	0,002	0,017	0,017
4	1,382	0,003	0,012	0,013
5	1,294	0,013	0,012	0,018
6	1,419	0,015	0,017	0,023
7	1,381	0,008	0,014	0,016
8	1,209	0,001	0,011	0,011

Tabla 5: resolución evaluada en 14,4 keV con los correspondientes errores sistemáticos y estadísticos calculados haciendo uso de las ecuaciones 9 y 10 junto con el error total calculado mediante la ecuación 11 para cada uno de los nueve detectores.

Gráficamente los valores mostrados en la Tabla 2 frente a la energía correspondiente y el ajuste a la función elegida para modelizar la resolución (ecuación 7) se obtiene la gráfica mostrada en la Figura 5.

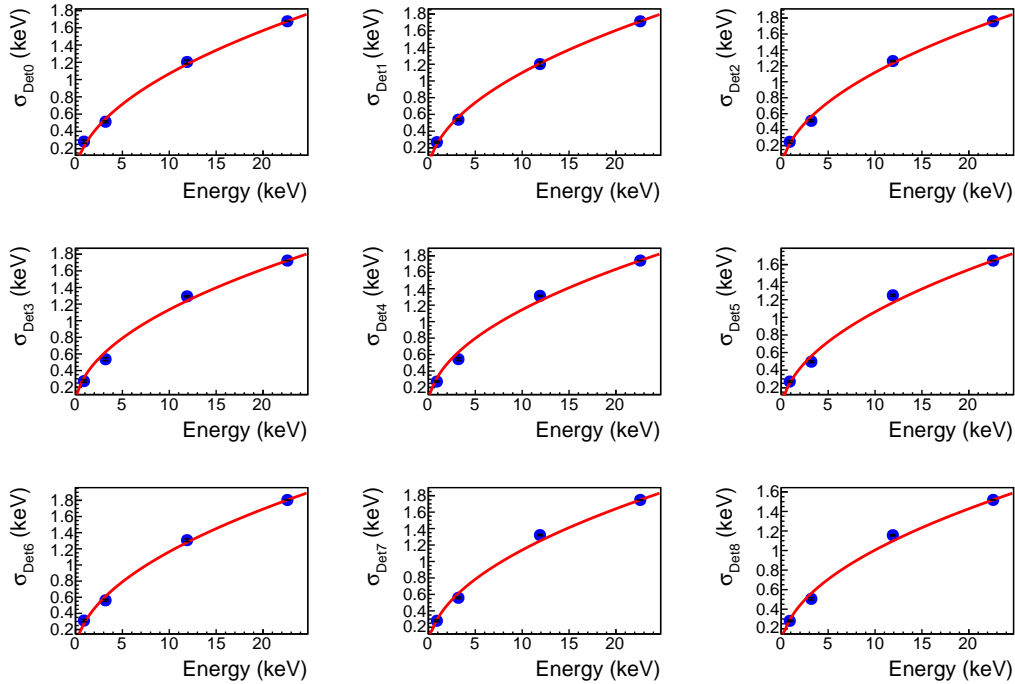


Figura 5: representación gráfica de los valores mostrados en la Tabla 2 frente a la energía correspondiente. El ajuste (en rojo) se ha realizado haciendo uso de la función de ajuste presentada en la ecuación 7. También han sido representados los errores correspondientes a cada punto, aunque no se aprecian en la representación debido a que son valores pequeños. Por otro lado, el ajuste realizado haciendo uso de la ecuación 8 no se ha representado simultáneamente porque no se distingue prácticamente del realizado con la ecuación 7.

## 2.2. Obtención del área correspondiente al pico centrado en 14,4 keV

El objetivo del presente apartado es calcular para cada uno de los nueve detectores el área de un pico en 14,4 keV que pudiera ser explicada por la interacción de axiones solares. Para ello, se analizarán los espectros de fondo recogidos por éstos durante un periodo de 670,3 días en una región de energías acotada en torno a 14,4 keV. Como explicaremos a lo largo de este apartado, para mejorar el resultado, finalmente se realizará un ajuste común para los detectores que permitirá obtener un único valor del área para el pico de 14,4 keV.

En la Figura 6<sup>1</sup> se puede observar el ajuste realizado al fondo radiactivo aproximado por una función polinómica de grado dos más una función gaussiana centrada en la energía objeto de análisis para cada detector.

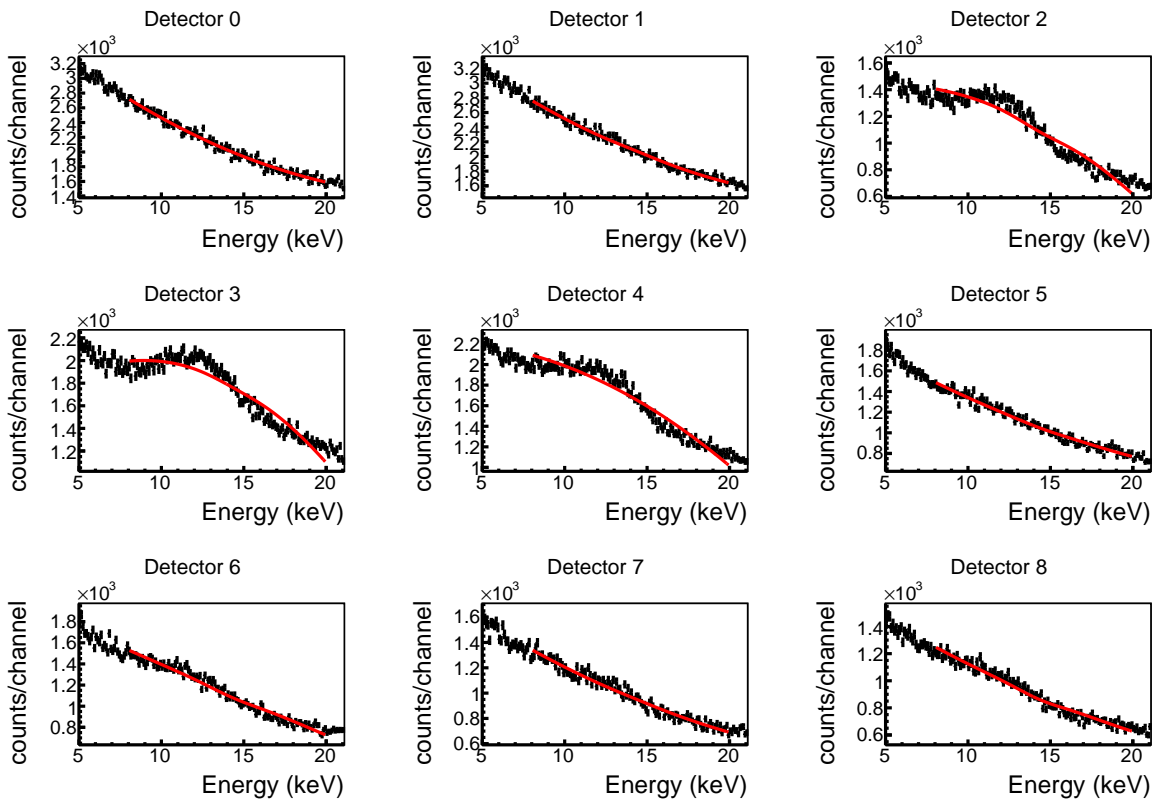


Figura 6: ajuste realizado al fondo radiactivo tomando como fijos los parámetros correspondientes a la resolución evaluada en 14,4 keV y la energía correspondiente al centro de la función gaussiana, 14,4 keV.

Los valores obtenidos en este ajuste para el área de la función gaussiana centrada en 14,4 keV con su correspondiente error, y el valor del  $\chi^2$  reducido del ajuste, se muestran en la Tabla 6.

<sup>1</sup>Tanto en la Figura 6 como en la Figura 7 se está representando counts/channel (cuentas/canal) frente a la energía en keV. Los espectros con los que estamos trabajando tienen un bineado de 0,1 keV/canal, en los datos que mostramos en las tablas ya se ha tenido en cuenta este hecho.

Detector	0	1	2	3	4	5	6	7	8
Área ( $\mu\text{Bq}$ )	2,77	1,47	4,71	2,18	3,52	4,96	-1,90	5,94	-3,30
Error ( $\mu\text{Bq}$ )	1,12	1,19	8,77	1,11	1,10	7,97	9,38	8,44	6,52
$\chi^2$	1,18	0,96	4,02	4,51	3,95	1,31	1,73	1,30	1,32

Tabla 6: valores obtenidos para el área de la función gaussiana centrada en 14,4 keV junto con su error y el  $\chi^2$  reducido correspondiente al ajuste para cada uno de los nueve detectores.

Si prestamos atención a los valores de  $\chi^2$  reducido presentados en la Tabla 6, no se consigue un buen ajuste para los detectores 2, 3 y 4. Esto es debido a que no se ha considerado en la función de ajuste mostrada en la ecuación 2 la contribución al fondo radiactivo del isótopo  $^{210}\text{Pb}$  que tiene su origen en el teflón que rodea el cristal de NaI, como se mencionó en la introducción del apartado 2, y que tiene un efecto importante en estos tres detectores.

La contaminación debida al  $^{210}\text{Pb}$  genera un pico en torno a 12 keV proveniente de los rayos X de la capa L del Bi, muy próximo a la región de interés que se está analizando. Es por ello, por lo que se debe tener en cuenta y considerarlo como parte del fondo radiactivo añadiendo su contribución a la ecuación 2. Se reescribe por tanto la ecuación 2 como:

$$f_{bkg}(x) = f_{pol2}(x) + f_{gauss,^{210}\text{Pb}}(x) \quad (12)$$

Que presenta seis parámetros y donde,  $f_{pol2}(x) = a + bx + cx^2$ .

Pero, como ocurría en el caso de la calibración del  $^{109}\text{Cd}$ , el pico centrado en aproximadamente 12 keV es resultado de la contribución de 14 funciones gaussianas como se muestra en la tabla *X Rays from  $^{210}\text{Pb}$  (22.3 y 2)* en la referencia [13].

Para obtener los parámetros que se muestran en la Tabla 7, se hace uso de una nueva macro para hacer el ajuste de los datos a la función mostrada en la ecuación 12 con cinco parámetros libres. En primer lugar, se define una función para la contribución del  $^{210}\text{Pb}$  al fondo radiactivo, que realiza la suma de las 14 gaussianas con sus posiciones y resolución correspondiente fijas, de manera que el único parámetro libre en esta función es el área del pico del  $^{210}\text{Pb}$ . Los valores de la resolución han sido calculados haciendo uso de la ecuación 7 donde hemos tenido en cuenta para cada una de las 14 líneas la resolución correspondiente a su energía.

Al realizar el ajuste a la función de la ecuación 12 más la gaussiana correspondiente al pico buscado en 14,4 keV, se obtienen como resultados del ajuste los valores de los tres parámetros correspondientes al fondo radiactivo (aproximados por un polinomio de grado dos), el área del pico de  $^{210}\text{Pb}$  en el teflón y el área correspondiente al pico de 14,4 keV (tomando como parámetros fijos el valor de la resolución mostrada en la Tabla 5 y la energía).

Detector	$A_{14,4\text{ keV}}$ ( $\times 10^{-5}\text{Bq}$ )	Error ( $\times 10^{-5}\text{Bq}$ )	$A_{210\text{ Pb}}$ (mBq)	Error (mBq)	$\chi^2$
0	0,32	1,08	0,10	0,07	1,15
1	1,73	1,14	0,21	0,08	0,89
2	1,52	0,83	1,01	0,06	1,06
3	3,93	1,05	1,40	0,07	1,04
4	4,50	1,04	1,24	0,07	1,10
5	0,44	0,76	0,26	0,05	1,10
6	0,40	0,89	0,53	0,06	0,99
7	1,02	0,80	0,21	0,05	1,16
8	0,01	0,63	0,36	0,05	0,80

Tabla 7: valores del área centrada en la energía objeto de análisis, 14,4 keV y los valores del área correspondientes al pico del  $^{210}\text{Pb}$  debido a la contaminación presente en el teflón que rodea a los cristales de NaI, para los nueve detectores de ANAIS-112 junto con el valor de  $\chi^2$  reducido para evaluar la calidad del ajuste.

Como se puede observar en la Tabla 7, el valor de  $\chi^2$  está indicando que el ajuste es bastante bueno en todos los detectores.

Representando gráficamente el espectro de fondo radiactivo junto con el ajuste realizado (Figura 7) se puede observar que la introducción del pico de Pb ha mejorado mucho el ajuste respecto del mostrado en la Figura 6, sobre todo para los detectores 2, 3 y 4.

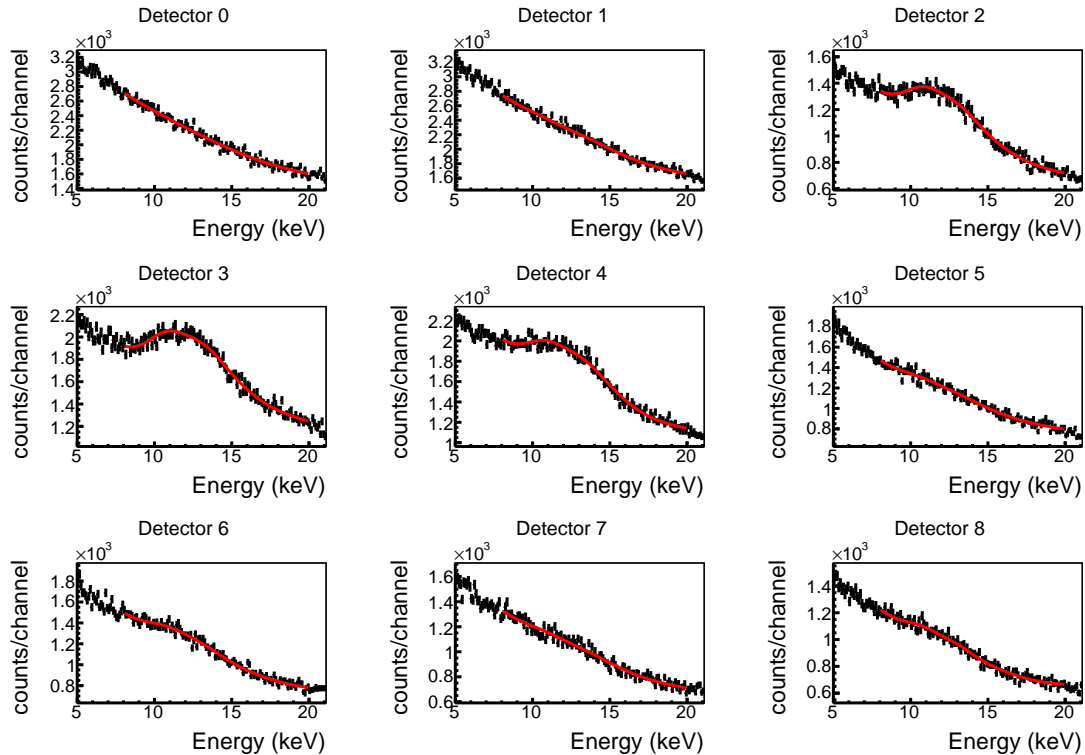


Figura 7: ajuste realizado al fondo radiactivo aproximado por una función polinómica de grado dos, una combinación de gaussianas consecuencia de la contaminación de  $^{210}\text{Pb}$  en el teflón que rodea a los cristales de NaI y una función gaussiana centrada en 14,4 keV. Como se puede observar, existe una mayor presencia de  $^{210}\text{Pb}$  en los detectores 2, 3 y 4 lo que coincide con los datos mostrados para  $A_{210\text{ Pb}}$  en la Tabla 7.

Prestando atención a los datos mostrados en la Tabla 7 para el área del pico centrado en 14,4 keV se puede observar que para cinco de los nueve detectores (a excepción de los detectores 1, 2, 3 y 4) el resultado del área es compatible con 0. Este hecho demostraría la ausencia de señal de axiones en el rango energético analizado, de 8 keV a 20 keV; en el caso de los detectores que no estarían mostrando un resultado compatible con 0 la explicación más plausible es que no se está modelizando bien el fondo todavía, ya que como se puede observar en la Tabla 7 son los que tienen más  $^{210}\text{Pb}$  en el teflón. Lo que estaría sucediendo es que los rayos X del Bi [13] antes de llegar al detector cruzan un pequeño espesor de material que absorbe mejor los rayos X de baja energía y, por tanto, en la medida hay una contribución superior a la nominal de los más energéticos. Esto implica que se debería introducir un factor corrector para las áreas de los picos de baja energía, que sin embargo, resulta difícil de determinar. El ajuste realizado compensa este efecto introduciendo un valor positivo para el área del pico de 14,4 keV, que explica los resultados obtenidos.

Para intentar mejorar el resultado, evitando el efecto sistemático que hemos comentado anteriormente, se realiza un nuevo ajuste (eliminando los detectores 2, 3 y 4 ya que son los que presentan una mayor contaminación de  $^{210}\text{Pb}$ ) con el objetivo de obtener un único valor del área para el pico de 14,4 keV. La razón por que se considera un área global para los seis detectores es porque los axiones, de existir, interaccionarían con la misma intensidad en todos los detectores por lo que el resultado del área del pico debería ser el mismo para todos. Este nuevo ajuste, los parámetros libres son: el área del pico global de 14,4 keV ( $A_{14,4 \text{ keV}}$ ), la misma para todos los detectores considerados, y los tres parámetros del fondo radiactivo aproximados por un polinomio de grado dos junto con el área del pico del  $^{210}\text{Pb}$  ( $A_{210\text{Pb}}$ ) para cada uno de los seis detectores analizados. Es decir, considerando los seis detectores, en total tenemos 25 parámetros libres.

El resultado obtenido de este ajuste para el área del pico de 14,4 keV es compatible con 0, lo que nos está indicando un resultado negativo en la búsqueda de axiones solares. Este resultado es el siguiente:

$$A_{14,4 \text{ keV}} \pm \sigma_A = 5,19 \pm 17,30 \text{ cuentas} \quad (13)$$

El valor de  $\chi^2$  reducido lo obtenemos de  $\chi^2/\text{Ndf} = 840,25/815$ , donde Ndf es el número de grados de libertad reales. Este resultado es 1,03 lo que está indicando la buena calidad de este ajuste.

Esta macro que realiza el ajuste combinado también nos permite calcular los valores de  $A_{210\text{Pb}}$ ; para ello, trabajando con los nueve módulos fijaremos a 0 el parámetro  $A_{14,4 \text{ keV}}$ . Los resultados obtenidos se muestran en la Tabla 8.

Detector	0	1	2	3	4	5	6	7	8
$A_{210\text{Pb}}$ (mBq)	0,11	0,15	1,00	1,31	1,17	0,26	0,54	0,20	0,37
Error (mBq)	0,05	0,06	0,03	0,03	0,04	0,03	0,04	0,03	0,04

Tabla 8: valores obtenidos para el área del pico de  $^{210}\text{Pb}$  en el teflón fijando el parámetro  $A_{14,4 \text{ keV}}$  a 0.

Como podemos observar los valores de la Tabla 8 no difieren demasiado de los que mostramos en la Tabla 7.

### 3. Resultados

El objetivo de este apartado es dar una cota superior ( $A_{up}$ ) al número de axiones que han interaccionado con los detectores de ANAIS por efecto axio-eléctrico en los dos primeros años

de medida del experimento. Esta cota nos permitirá dar un límite al producto  $\Phi_{14,4 \text{ keV}}\sigma_{Ae}$ , donde  $\Phi_{14,4 \text{ keV}}$  es el flujo de axiones de 14,4 keV en la Tierra y  $\sigma_{Ae}$  es la sección eficaz para el efecto axio-eléctrico en nuestros detectores. Para ello, en primer lugar, dado que el resultado mostrado en la ecuación 13 es compatible con cero, podemos dar una cota superior  $A_{up}$  a un cierto nivel de confianza a la presencia de axiones de 14.4 keV en los datos de ANAIS, en este caso se calculará al 95 % C.L. y se dará una breve explicación de cómo han sido obtenidas las expresiones de  $\Phi_{14,4 \text{ keV}}$  y  $\sigma_{Ae}$ . Los resultados serán expresados en función del producto de las constantes de acoplo  $g_{Ae} \times g_{AN}^{eff}$  para cada valor de la masa del axión, hecho que permitirá comparar los resultados del presente trabajo con los resultados de otros estudios previos, que comentaremos brevemente.

### 3.1. Cálculo del límite superior para $\Phi_{14,4 \text{ keV}}\sigma_{Ae}$

Como se mencionó previamente los axiones solares estudiados son los procedentes de la transición M1 producida por la desexcitación del  $^{57}\text{Fe}$  (mediante el acoplamiento  $g_{AN}^{eff}$ ). Dichos axiones, interaccionarían con los detectores de NaI(Tl) del experimento ANAIS-112 por efecto axio-eléctrico (mediante el acoplamiento  $g_{Ae}$ , depositando toda su energía en el detector. El número total de cuentas en el pico de 14,4 keV durante el periodo de medida  $T$  y siendo  $M$  la masa total de detección, se puede expresar de la siguiente manera,

$$R_{14,4 \text{ keV}} = \Phi_{14,4 \text{ keV}} \times \sigma_{Ae}(14,4 \text{ keV}) \times MT \times F_{det}^{14,4 \text{ keV}}(E) \quad (14)$$

Donde,

- $\Phi_{14,4 \text{ keV}}$ : flujo de axiones solares de 14,4 keV de energía en la Tierra.
- $\sigma_{Ae}$ : sección eficaz axio-eléctrica en NaI.
- $MT$ : exposición (moléculas de NaI por segundo), donde  $M$  se corresponde con la masa de detector,  $6 \times 12,5 \text{ kg}$  ya que hemos descartado 3 de los detectores por su alta contaminación de  $^{210}\text{Pb}$ , y  $T$  con el periodo de medida como ha sido mencionado anteriormente, 670,3 días.
- $F_{det}^{14,4 \text{ keV}}(E)$ : función de respuesta de los detectores correspondiente a un depósito energético de 14,4 keV.

La función de respuesta  $F_{det}^{14,4 \text{ keV}}(E)$  se puede expresar de la siguiente manera,

$$F_{det}^{14,4 \text{ keV}}(E) = \epsilon(E) \sum_i \frac{1}{\sigma_i \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(E - 14,4 \text{ keV})^2}{2\sigma_i}\right) \quad (15)$$

Donde el índice  $i=0, 1, 5, 6, 7, 8$ ,  $\sigma_i$  se corresponde con la resolución de cada detector evaluada en 14,4 keV y  $\epsilon(E)$  es la eficiencia del detector en función de la energía. En los detectores de ANAIS la podemos tomar igual a 1 para valores energéticos superiores a 5 keV.

La integral del ritmo  $R_{14,4 \text{ keV}}$  en función de la energía calculada en nuestra región de interés se corresponde con el valor obtenido para  $A_{14,4 \text{ keV}}$  (ver expresión 13) que es igual al producto  $\Phi_{14,4 \text{ keV}} \times \sigma_{Ae} \times MT$ .

Como hemos mencionado en la introducción del apartado 3, que el resultado obtenido para  $A_{14,4 \text{ keV}}$  sea compatible con 0 nos permite dar una cota superior ( $A_{up}$ ) al 95 % C.L. a la presencia de axiones en los datos de ANAIS-112.

Esto es así porque si repitiéramos en las mismas condiciones experimentales la medida un elevado número de veces, en cada repetición obtendríamos un valor diferente para  $A_{14,4 \text{ keV}}$  de acuerdo con una distribución gaussiana centrada en 14,4 keV de anchura igual a la indeterminación que

se deriva de nuestros cálculos, es decir, el valor de la resolución,  $\sigma_A$ .

Por ello, suponemos que hemos realizado el experimento  $N$  veces y buscamos el valor  $A_{up}$  de tal forma que en el 95 % de los experimentos el valor obtenido para  $A_{14,4 \text{ keV}}$  sea menor que  $A_{up}$ ; esto nos permite dar una cota superior para nuestro experimento. Estas consideraciones vienen representadas por la ecuación 16,

$$\frac{\int_0^{A_{up}} \exp\left(-\frac{(A-A_{up})^2}{2\sigma_A^2}\right) dA}{\int_0^\infty \exp\left(-\frac{(A-A_{up})^2}{2\sigma_A^2}\right) dA} \leq 0,95 \quad (16)$$

Obteniéndose,

$$A_{up} = A_{14,4 \text{ keV}} - \sigma_A \sqrt{2} \cdot \text{erf}^{-1} \left[ \text{erf} \left( \frac{A_{14,4 \text{ keV}}}{\sigma_A \sqrt{2}} \right) - \frac{0,95}{\sigma_A} \cdot \text{erf} \left( \sigma_A \cdot \text{erf} \left( \frac{A_{14,4 \text{ keV}}}{\sigma_A \sqrt{2}} \right) + 1 \right) \right] \quad (17)$$

Donde  $\text{erf}(x)$  es la función de error y  $\text{erf}^{-1}(x)$  su inversa.

Como se puede observar, lo que nos está permitiendo calcular la ecuación 17 es  $A_{up}$ , es decir, el valor correspondiente a que el 95 % del área de la gaussiana de posibles resultados se encuentre por debajo de  $A_{up}$ .

Sustituyendo los valores de la ecuación 13 en la ecuación 17 se obtiene la cota superior,

$$37,50 \text{ cuentas} = A_{up} \geq \Phi_{14,4 \text{ keV}} \sigma_{Ae}(14,4 \text{ keV}) MT \quad (18)$$

### 3.2. Cálculo del límite superior para $g_{Ae} \times g_{AN}^{eff}$

A continuación explicamos la obtención de las expresiones para  $\Phi_{14,4 \text{ keV}}$ , el flujo de axiones solares que llegaría a la Tierra y  $\sigma_{Ae}(14,4 \text{ keV})$ , la sección eficaz axio-eléctrica en NaI. Para ello en lo que sigue, nos hemos basado en la referencia [5].

El Lagrangiano que acopla axiones a nucleones es el que se muestra en la siguiente expresión:

$$\mathcal{L} = a\bar{\psi}_i \gamma_5 (g_{AN}^0 \beta + g_{AN}^3 \tau_3) \psi \quad (19)$$

Donde  $g_{AN}^0$  y  $g_{AN}^3$  son las constantes de acoplamiento axión-nucleón iso-escalar e iso-vectorial respectivamente y dependen del modelo de axión,  $\tau_3$  es una matriz de Pauli y  $\beta$  es un factor que depende de la estructura nuclear y que para el  $^{57}\text{Fe}$  es igual a  $-1,19$ .

El isótopo  $^{57}\text{Fe}$  en su desexcitación puede emitir un fotón o un axión por lo que se puede expresar el cociente de ambos ritmos de desintegración como:

$$\frac{\Gamma_A}{\Gamma_\gamma} = \left( \frac{k_A}{k_\gamma} \right) \frac{1}{2\pi\alpha} \frac{1}{1 + \delta^2} \left[ \frac{g_{AN}^0 \beta + g_{AN}^3}{(\mu_0 - 1/2)\beta + \mu_3 - \eta} \right] \quad (20)$$

Donde  $k_\gamma$  y  $k_A$  son los momentos del axión y del fotón respectivamente,  $\mu_0 = 0,88$  y  $\mu_3 = 4,71$  son los momentos magnéticos nucleares iso-escalar e iso-vector respectivamente (en magnetones nucleares),  $\eta$  es un factor que depende de la estructura nuclear y que tiene un valor de  $\eta = 0,8$  para el proceso de desexcitación de  $14,4 \text{ keV}$  de energía para el  $^{57}\text{Fe}$ ,  $\delta = 0,002$  (para el  $^{57}\text{Fe}$ ) es el factor de mezcla E2/M1 para la transición nuclear y  $\alpha = 1/137$  la constante de estructura fina.

Se puede definir la constante de acoplamiento axión-nucleón efectiva como:

$$g_{AN}^{eff} = g_{AN}^3 - 1,19g_{AN}^0 \quad (21)$$



De esta manera, se puede expresar el factor  $\Gamma_A/\Gamma_\gamma$  como,

$$\frac{\Gamma_A}{\Gamma_\gamma} = \left(\frac{k_A}{k_\gamma}\right)^3 \cdot 1,82 \cdot (g_{AN}^{eff})^2 \quad (22)$$

Los momentos del axión y el electrón se calculan como,  $k_A = \sqrt{E^2 - m_A c^2}/c$  y  $k_\gamma = E/c$ . El flujo de axiones correspondiente se evalúa en la referencia [6] obteniéndose la siguiente expresión en función de la constante de acoplamiento  $g_{AN}^{eff}$ , y teniendo en cuenta que la masa del axión contribuye a través del momento del axión,  $k_A$ .

$$\Phi_{14,4 \text{ keV}} = \left(\frac{k_A}{k_\gamma}\right)^3 \times 4,56 \times 10^{23} (g_{AN}^{eff}) \quad (23)$$

Por otro lado, la sección eficaz axio-eléctrica,  $\sigma_{Ae}$ , se puede calcular a partir de la sección eficaz fotoeléctrica,  $\sigma_{pe}$  y en función de  $g_{Ae}$  la constante de acoplo axión-electrón, como se propone en [5] resultando,

$$\sigma_{Ae}(E) = \sigma_{pe} \frac{g_{Ae}^2}{\beta} \frac{3E^2}{16\pi\alpha m_e^2} \left(1 - \frac{\beta^2/3}{3}\right) \text{ cm}^2/\text{molec}. \quad (24)$$

Donde,  $m_e$  es la masa del electrón,  $\beta = v/c = \sqrt{1 - \left(\frac{m_A c^2}{E}\right)^2}$  y para el NaI la sección eficaz fotoeléctrica  $\sigma_{pe}(E = 14,4 \text{ keV}) = 1,411 \times 10^{-20} \text{ cm}^2/\text{NaI}$  [19].

De manera que, para cada masa del axión ( $m_A$ ) a partir del resultado mostrado en la expresión 13 podemos obtener un límite superior para el producto de las constantes de acoplo  $g_{Ae} \times g_{AN}^{eff}$ . Cabe destacar que cuanto mayor sea el acoplo del axión a las partículas del modelo estándar, más axiones se producirían en el Sol y mayor cantidad serían registrados por el detector y por lo tanto se obtendrían valores elevados para el área.

### 3.3. Resultados y comparación con otros experimentos

En el apartado 3.1, hemos dado un límite al área del pico en 14,4 keV; este resultado nos permite, por lo tanto, dar una cota superior al valor del producto  $g_{Ae} \times g_{AN}^{eff}$  en función de la masa del axión como se puede observar en la Figura 8.

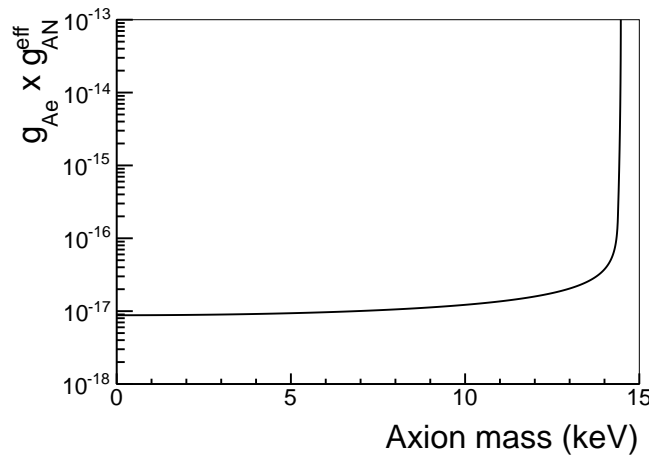


Figura 8: representación gráfica de la cota superior al 95 % C.L. para el producto de las constantes de acoplo axión-electrón y axión-nucleón en función de la masa del axión. La región del espacio paramétrico ( $g_{Ae} \times g_{AN}^{eff}, m_A$ ) que se encuentra por encima de la curva es excluida con los datos de ANAIS-112 analizados en este trabajo.

Este límite superior se encuentra gráficamente representado por la línea sólida que se puede observar en la Figura 8 que separa el espacio paramétrico ( $g_{Ae} \times g_{AN}^{eff}, m_A$ ) en dos regiones:

- Los puntos del espacio paramétrico que se encuentran por encima de la línea se corresponden con valores del área del pico en 14,4 keV mayores que el obtenido en el apartado 3.1. Por lo tanto, estos valores quedarían excluidos.
- Los puntos del espacio paramétrico que se encuentran por debajo de la línea son valores inferiores a la cota obtenida y, por tanto, compatibles con el valor dado como límite para el área.

Este resultado obtenido mediante el análisis de los datos de ANAIS-112, podemos compararlo con los derivados de otros experimentos realizados tales como el experimento CUORE situado en el Laboratorio Nacional de Gran Sasso (Italia) que estudió, como en la presente memoria, la transición M1 producida por la desexcitación del  $^{57}\text{Fe}$  haciendo uso del efecto axio-eléctrico en 4 bolómetros de  $\text{TeO}_2$  cada uno con un peso de 750 g, es decir, una masa total de 3 kg y realizando la toma de datos durante 19,4 días [5]. Y, por otro lado, el experimento ELDELWEISS localizado en el Laboratorio Subterráneo de Modane (Francia) que tiene como objetivo principalmente la detección directa de WIMPs usando 10 bolómetros de germanio con una masa total de 4 kg y la búsqueda de señales de retroceso de electrones inducidas por axiones teniendo en cuenta diferentes modelos de acoplamiento de axiones; la toma de datos en el experimento ELDELWEISS se realizó durante 1,2 años [20]. La comparación de los resultados de los tres experimentos se muestra en la Figura 9.

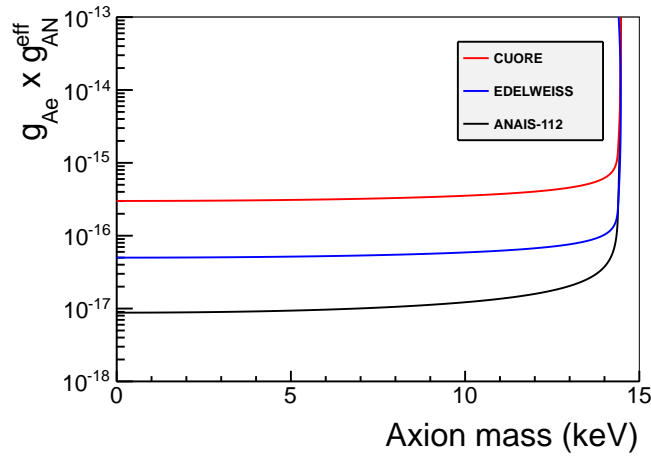


Figura 9: gráfica comparativa de los resultados de los experimentos ANAIS-112, EDELWEISS y CUORE (todos los límites están calculados al 95% C.L.)

El resultado obtenido en la presente memoria es más restrictivo que el de los experimentos CUORE y ELDELWEISS al encontrarse la frontera que delimita el espacio paramétrico por encima de la de ANAIS-112 como se puede observar en la Figura 9. Como refleja la Tabla 9, los resultados de ANAIS-112 para  $m_A = 0$  mejoran en un factor 10 los de EDELWEISS y 100 los de CUORE.

	ANAIS-112	EDELWEISS	CUORE
$g_{Ae} \times g_{AN}^{eff}$	$8,79 \times 10^{-18}$	$4,82 \times 10^{-17}$	$3,00 \times 10^{-16}$

Tabla 9: tabla comparativa de los resultados de los experimentos ANAIS-112, EDELWEISS y CUORE para el límite del producto de las constantes de acoplamiento  $g_{Ae} \times g_{AN}^{eff}$  evaluado en  $m_A = 0$ .

## 4. Conclusiones

El objetivo del trabajo ha sido investigar la posible presencia de interacciones de axiones solares de 14,4 keV de energía producidos en la desexcitación del  $^{57}\text{Fe}$  en el rango energético analizado (de 8 a 20 keV), mediante el procedimiento de análisis descrito a lo largo de la memoria de los datos recogidos por el experimento de detección directa de Materia Oscura ANAIS-112. El axión, de existir, solucionaría el denominado "problema CP fuerte" de la teoría de Peccei-Quinn y gracias a que es neutro, estable e interacciona débilmente con la materia convencional, sería un buen candidato a ser o formar parte de la Materia Oscura del Universo.

Para ello, hemos estudiado la resolución en energía de los nueve detectores de ANAIS-112 en el rango energético 0,8-25 keV y podemos concluir que la resolución es peor que la que corresponde a la ligh yield nominal de estos detectores [18], indicando la existencia de otras fluctuaciones, que no se han tenido en cuenta, además de la fluctuación poissoniana en el número de fotones. Asimismo, hemos analizado la forma de los espectros del fondo radiactivo en los nueve módulos de ANAIS-112 en la región de interés para el estudio de los axiones solares del  $^{57}\text{Fe}$ .

Por otro lado, hemos podido identificar que la contribución del  $^{210}\text{Pb}$  presente en el teflón debe ser tenida en cuenta. La aproximación más directa que hemos abordado, incorporando en el modelo de fondo las emisiones de los rayos X del Bi [13] ha probado no ser adecuada en tres de los detectores que tienen un alto contenido en  $^{210}\text{Pb}$ . La contribución al fondo radiactivo del  $^{210}\text{Pb}$  en el teflón ha sido relevante en los detectores 2, 3 y 4 afectando a la estimación de la posible señal de axiones en los mismos, por lo que los hemos eliminado del ajuste. Estas contaminaciones equivalen a  $1,00 \pm 0,03$ ,  $1,31 \pm 0,03$  y  $1,17 \pm 0,04$  mBq, respectivamente.

Hemos realizado un análisis combinado del fondo radiactivo de los seis detectores restantes, incluyendo el  $^{210}\text{Pb}$  en el modelo de fondo junto a un continuo descrito por un polinomio de grado dos y el pico centrado en 14,4 keV, donde hemos supuesto que su contribución es la misma para todos los detectores, a diferencia de los fondos radiactivos. El resultado que hemos obtenido para  $A_{14,4 \text{ keV}}$ , como se muestra en el apartado 3.3, ha sido compatible con 0 lo que nos ha permitido dar una cota superior al 95% C.L. para el producto de las constantes de acoplamiento axión-electrón y axión-nucleón  $g_{Ae} \times g_{AN}^{eff}$ .

Finalmente, el resultado obtenido mediante este análisis lo hemos comparado con el de otros experimentos (EDELWEISS y CUORE) habiendo obtenido una cota más restrictiva como se ha mostrado en la Tabla 9. Este resultado es aproximadamente un orden de magnitud más restrictivo que el del experimento EDELWEISS y dos órdenes de magnitud con respecto del experimento CUORE.

## 5. ANEXO

### 5.1. Código de programación en ROOT

Funciones definidas por el usuario, macro FittingDemo.C:

```
#include "TH1.h"
#include "TMath.h"
#include "TF1.h"
#include "TLegend.h"
#include "TCanvas.h"
#include <iostream>
#define ctepi 3.98942280401432703e-01

// Función polinómica de grado dos para el fondo
Double_t background(Double_t *x, Double_t *par) {
return par[0] + par[1]*x[0] + par[2]*x[0]*x[0];
}
//Función gaussiana, par[0]=resolución y par[1]=centro, par[2]=área
Double_t gauss(Double_t *x, Double_t *par)
{
double x2 = x[0] - par[1];
return par[2]*ctepi/par[0]*TMath::Exp(-0.5*x2/par[0]*x2/par[0]);
}

//Suma de la función de ajuste para el fondo parabólico + función gaussiana
Double_t fitFunction(Double_t *x, Double_t *par) {
return background(x,par)+ gauss(x,&par[3]);
}
//Función polinómica de grado dos + pico del Pb + pico centrado en 14,4 keV
Double_t fitBkg (Double_t *x, Double_t *par){
return background(x,par)+gauss(x,&par[3])+gauss(x,&par[6]);
}

//Funciones de ajuste para los fotopicos de la calibración del 210Pb
Double_t fitFunction119(Double_t *x, Double_t *par){

double par1[3];

par1[0]=par[3];
par1[1]=par[4]+(11.924-11.87);
par1[2]=par[5]*(36.1/18.6);

return background(x,par) + gauss(x,&par[3]) + gauss(x,par1);
}

Double_t fitFunction226(Double_t *x, Double_t *par){
double par0[3], par1[3], par2[3], par3[3];

//Tomando como referencia la gaussiana centrada en 22.16 KeV

par0[0]=par[3];//sigma
```

```

par0[1]=par[4]; //centro
par0[2]=par[5]; //área

par1[0]=par[3];
par2[0]=par[3];
par3[0]=par[3];

//CENTROS
par1[1]=par[4]+(21.99-22.16);
par2[1]=par[4]+(24.912-22.16);
par3[1]=par[4]+(24.943-22.16);

//AREAS
par1[2]=par[5]*(29.5/55.7);
par2[2]=par[5]*(4.76/55.7);
par3[2]=par[5]*(9.2/55.7);

return background(x,par)+gauss(x,par0)+gauss(x,par1)+gauss(x,par2)+gauss(x,par3);
}
//Función de ajuste para el pico del Pb
Double_t gaussPb(Double_t *x, Double_t *par){

double pos[14] = {9.420,10.731,10.839,11.712,12.480,12.691,12.967,
13.023,13.211,13.393,15.247,15.582,15.685,15.709};

double intensity[14]={0.49,0.97,8.6,0.083,0.137,2.2,2.15,3.53,2.6,
0.299,0.75,0.76,0.137,0.94};

double sigmaPb[9][14]={

{1.03293,1.11172,1.11799,1.16757,1.20968,1.22102,1.23571,1.23867,1.24857,
1.25809,1.35155,1.36782,1.37279,1.37394},

{1.06295,1.14274,1.14909,1.1993,1.24195,1.25343,1.26831,1.27131,1.28133,
1.29097,1.38562,1.40209,1.40712,1.40829},

{1.07973,1.16313,1.16976,1.22224,1.26681,1.27882,1.29437,1.2975,1.30798,
1.31805,1.41698,1.4342,1.43946,1.44068} ,

{1.09886,1.17553,1.18163,1.22988,1.27086,1.28189,1.29619,1.29907,1.3087,
1.31796,1.40891,1.42474,1.42957,1.4307},

{1.10979,1.1873,1.19356,1.24239,1.28386,1.29503,1.3095,1.31242,1.32216,
1.33153,1.42358,1.43961,1.4445,1.44563},

{1.02795,1.1037,1.10973,1.1574,1.19789,1.20879,1.22292,1.22576,1.23528,
1.24443,1.33429,1.34993,1.35471,1.35582},

{1.1263,1.20956,1.21618,1.26857,1.31307,1.32505,1.34058,1.34371,1.35417,
1.36422,1.46299,1.48018,1.48543,1.48665},

```

```

{1.10324,1.18238,1.18868,1.23848,1.28077,1.29216,1.30692,1.30989,1.31984,
1.32939,1.42327,1.43961,1.4446,1.44576},

{0.97475,1.0414,1.0467,1.08864,1.12426,1.13385,1.14628,1.14879,1.15716,
1.16521,1.24426,1.25803,1.26223,1.2632}

};

TF1 * f_res[9];
TF1 * fun[14];

int kk;

char linea;

int det=par[0];

for(int i=0;i<14;i++)
{
fun[i] = new TF1(Form("f%d",i),gauss,8,20,3);

fun[i]->SetParameters(sigmaPb[det][i],pos[i],intensity[i]/100.);
}

return par[1]*(fun[0](x)+fun[1](x)+fun[2](x)+fun[3](x)+fun[4](x)+fun[5](x)+fun[6](x)+
fun[7](x)+fun[8](x)+fun[9](x)+fun[10](x)+fun[11](x)+fun[12](x)+fun[13](x));
}

//Función de ajuste: fondo parabólico + pico Pb + pico 14,4 keV
Double_t bkgPb(Double_t *x, Double_t *par){

return background(x,par)+gaussPb(x,&par[3])+gauss(x,&par[5]);
}

//Función de ajuste: fondo parabólico + pico Pb
Double_t bkgPb_sin144(Double_t *x, Double_t *par){

return background(x,par)+gaussPb(x,&par[3]);
}

```

Macro que calcula los valores de la resolución evaluada en 14,4 keV para cada uno de los nueve detectores de ANAIS-112:

```

{
//Carga FittingDemo para poder usar sus funciones
gROOT->ProcessLine(".L FittingDemo.C");
//Cambia el directorio
TFile *f = new TFile("histogramas/histos.root");
//Guarda en un archivo .root la función de ajuste
TFile *fout= new TFile("fresFunctions.root","recreate");

double sigma[9][4]; //9 detectores, 4 valores de sigma
double sigmaError[9][4];
double energia[4] = {0.9,3.2,11.9,22.6}; // {Na-22,K-40,Cal1,Cal2} (keV)

//Vectores tipo histograma
TH1F * dataNa[9];
TH1F * dataK[9];
TH1F * dataCal[9];

//Vectores tipo función
TF1 *functionNa[9];
TF1 *functionK[9];
TF1 *function1[9];
TF1 *function2[9];
TF1 *f_res[9]; //función de ajuste \ref{eq:sigma1}
TF1 *f_res_vieja[9]; //función de ajuste \ref{eq:sigma2}

//Creamos los canvas sobre los que dibujamos las figuras del apartado 2
TCanvas *cNa = new TCanvas();
TCanvas *cK = new TCanvas();
TCanvas *c1 = new TCanvas();
TCanvas * c = new TCanvas;

//Dividimos en una cuadrícula de 3x3 los canvas
cNa->Divide(3,3);
cK->Divide(3,3);
c1->Divide(3,3);
c2->Divide(3,3);
c->Divide(3,3);

// Ajuste 22Na

for(int i=0;i<9;i++){

dataNa[i]= (TH1F*)f->Get(Form("hNaDet%d",i));

double maxNa = dataNa[i]->GetMaximum();

functionNa[i]= new TF1(Form("f%d",i),fitFunction,0,6,6);

//3 primeros del fondo radiactivo, sigma, energía, área

```

```

functionNa[i]->SetParameters(0,0,0,1/2.3256,0.9,maxNa);

//Formato del gráfico
cNa->cd(i+1);
dataNa[i]->SetTitle(Form("22Na coincidence spectrum (Det %d)",i));
dataNa[i]->GetXaxis()->SetTitle("Energy (keV)");
dataNa[i]->GetYaxis()->SetTitle("counts/channel");
dataNa[i]->SetLineColor(kBlack);
dataNa[i]->SetMarkerColor(kBlack);
dataNa[i]->Draw("");
dataNa[i]->Fit(functionNa[i],"", "",0,2.5); //Rango del ajuste

functionNa[i]->GetChisquare()/(dataNa[i]->GetNbinsX()-6);

//Guardamos el parámetro sigma
sigma[i][0]= functionNa[i] -> GetParameter(3);
//Guardamos el error del parámetro sigma
sigmaError[i][0]= functionNa[i] -> GetParError(3);

}

// Ajuste 40K
for(int i=0;i<9;i++){

dataK[i]= (TH1F*)f->Get(Form("hKDet%d",i));

double maxK = dataK[i]->GetMaximum();

functionK[i]= new TF1(Form("f%d",i),fitFunction,1,6,6);

functionK[i]->SetParameters(0,0,0,1/2.3256,3.2,maxK);

//Formato del gráfico
cK->cd(i+1);
dataK[i]->SetTitle(Form("40K coincidence spectrum (Det %d)",i));
dataK[i]->GetXaxis()->SetTitle("Energy (keV)");
dataK[i]->GetYaxis()->SetTitle("counts/channel");
dataK[i]->SetLineColor(kBlack);
dataK[i]->SetMarkerColor(kBlack);
dataK[i]->Draw("");
dataK[i]->Fit(functionK[i],"", "",1.1,6);

sigma[i][1]= functionK[i] -> GetParameter(3);
sigmaError[i][1]= functionK[i] -> GetParError(3);

}

// CALIBRACION 109Cd
//E=11,9 keV
for (int i=0;i<9;i++){

```



```

dataCal1[i]= (TH1F*)f->Get(Form("hcalDet%d",i));

//Se hace "zoom" en la zona donde se quiere realizar el ajuste
dataCal1[i]->GetXaxis()->SetRangeUser(8,15);

double max1 = dataCal1[i]->GetMaximum();

function1[i]= new TF1(Form("f%d",i),fitFunction119,8,15,6);

function1[i]->SetParameters(0,0,0,1/2.3256,11.9,max1);

//Formato del gráfico
c1->cd(i+1)->SetLogy();
dataCal1[i]->SetTitle(Form("109Cd calibration (Det %d)",i));
dataCal1[i]->GetXaxis()->SetTitle("Energy (keV)");
dataCal1[i]->GetYaxis()->SetTitle("counts/channel");
dataCal1[i]->SetLineColor(kBlack);
dataCal1[i]->SetMarkerColor(kBlack);
dataCal1[i]->Draw("");
dataCal1[i]->Fit(function1[i]);

dataCal1[i]->GetXaxis()->UnZoom();

sigma[i][2]= function1[i] -> GetParameter(3);
sigmaError[i][2]= function1[i] -> GetParError(3);

}

//E=22.6 keV

for(int i=0;i<9;i++){

dataCal2[i]= (TH1F*)f->Get(Form("hcalDet%d",i));

double max2 = dataCal2[i]->GetMaximum();

function2[i]= new TF1(Form("f%d",i),fitFunction226,14.5,33,6);

function2[i]->SetParameters(0,0,0,1/2.3256,22.6,max2);

//Formato del gráfico
c2->cd(i+1);
dataCal2[i]->SetTitle(Form("109Cd calibration (Det %d)",i));
dataCal2[i]->GetXaxis()->SetTitle("Energy (keV)");
dataCal2[i]->GetYaxis()->SetTitle("counts/channel");
dataCal2[i]->SetLineColor(kBlack);
dataCal2[i]->SetMarkerColor(kBlack);
dataCal2[i]->Draw("");
dataCal2[i]->Fit(function2[i], "", "", 14.5,33);

sigma[i][3]= function2[i] -> GetParameter(3);

```

```

sigmaError[i][3]= function2[i] -> GetParError(3);

}

//Fichero: resolución evaluada en 14,4 keV

fstream f_sigma144("sigmas_144keV_errores.txt",ios::out);
f_sigma144 << "Detector" << " " << "Sigma" << " " << "Error" << " "
<< "Errsist"<<" " << "Errest" << " " << "chi2"<< endl;

double LY[9], LY_error[9];
double sigma144_errorn[9],sigma144_errorv[9],sigma144_errsist[9];
//Variables
double derivada1, derivada2, delta1, delta2, par0, par1;
double derivada1v, derivada2v, delta1v, delta2v, par0v, par1v;

for(int i=0;i<9;i++){
//Acceder al vector de dim=4 de las resoluciones
auto gr = new TGraphErrors(4,energia,sigma[i],0,sigmaError[i]);

f_res[i]= new TF1(Form("f_res%d",i),"[0]+[1]*sqrt(x)",0,10);
f_res_vieja[i]= new TF1(Form("f_res%d",i),"sqrt([0]+x/[1])",0,10);

f_res[i]->SetParameters(0,15);
f_res_vieja[i]->SetParameters(0,15);
c->cd(i+1);
c->SetGrid(i+1);

gr->SetTitle(Form("Resolution (Det %d)",i));
gr->GetXaxis()->SetTitle("Energy (keV)");
gr->GetYaxis()->SetTitle("#sigma (keV)");
gr->SetMarkerColor(4);
gr->SetMarkerStyle(8);
gr->Draw("AP");

gr->Fit(f_res[i]);

//Escribir la función en el fichero .root
f_res[i]->Write(Form("f_res%d",i));

//LY[i]=1/sqrt(f_res[i]->GetParameter(1));
//LY_error[i]=f_res[i]->GetParError(1);

//Error estadístico función 8

delta1v=f_res_vieja[i]->GetParError(0);
delta2v=f_res_vieja[i]->GetParError(1);
par0v=f_res_vieja[i]->GetParameter(0);
par1v=f_res[i]->GetParameter(1);

```

```

derivada1v=1/(2*sqrt(par0v+14.4/par1v));
derivada2v=-14.4/(2*par1v*par1v*sqrt(par0v+14.4/par1v));

sigma144_errorv[i]=sqrt(derivada1v*derivada1v*delta1v*
delta1v+derivada2v*derivada2v*delta2v*delta2v);

//Error estadístico función 7
delta1=f_res[i]->GetParError(0);
delta2=f_res[i]->GetParError(1);
par0=f_res[i]->GetParameter(0);
par1=f_res[i]->GetParameter(1);

derivada1=1;
derivada2=sqrt(14.4);
sigma144_errorn[i]=sqrt(derivada1*derivada1*delta1*delta1+
derivada2*derivada2*delta2*delta2);

//Error sistemático
sigma144_errsist[i]=(f_res[i]->Eval(14.4))-(f_res_vieja[i]->Eval(14.4));

f_sigma144 << i << " " << f_res[i]->Eval(14.4) << " +/- " <<
sqrt(sigma144_errsist[i]*sigma144_errsist[i]+
sigma144_errorn[i]*sigma144_errorn[i]) <<" "<<
sigma144_errsist[i]<<" "<< sigma144_errorn[i]<<" "
<<f_res[i]->GetChisquare()/2 <<endl;

cout<< f_res[i]->GetChisquare()/(f_res[i]->GetNDF())<<endl;

}

```

Macro con la que hemos obtenido los valores mostrados en la Figura 6 y la Tabla 6.

```
{
gROOT->ProcessLine(".L FittingDemo.C");

TFile *f = new TFile("histogramas/histosCounts.root");

//Leer el fichero donde se encuentran los valores de la resolución
evaluada en 14,4 keV para los 9 detectores
fstream g("sigmas_144keV_errores.txt",ios::in);
//Crear un fichero donde guardaremos los datos
fstream a("areaPb_Bq.txt",ios::out);

TH1F * data[9];
TF1 * func1[9];

TCanvas * c1 = new TCanvas();

c1->Divide(3,3);

char texto[256];

//Para leer del fichero los valores de la resolución en 14,4 keV
double sigma[9], area[9], area_error[9];
double det,err,chi;
double aux;

g >> texto >> texto >> texto >> texto >> texto >> texto;
a << "Detector" << " " << "Area(E=14.4keV)" << " "
<< "Error" << " " << " AreaPb " << " Error " << " " <<"chi2" << endl;
a << "Detector" << " " << "AreaPb" << " " << "Error" << "chi2" <<endl;

cout << "Ajustando..." << endl;

for(int i=0;i<9;i++){

cout << "Detector " << i << endl;

g >> det >> sigma[i] >> texto >> err >> err>> err>>chi;

data[i]= (TH1F*)f->Get(Form("hbkgC01Det%d",i));

func1[i]= new TF1("f",bkgPb,8,20,8);

func1[i]->SetParameters(data[i]->GetBinContent(1),0,0,det,0
,sigma[i],14.4,0);//3 primeros del fondo,areaPb,sigma14.4,media14.4,
area14.4

func1[i]->FixParameter(5,sigma[i]);
func1[i]->FixParameter(6,14.4);
func1[i]->FixParameter(3,det);
```

```

c1->cd(i+1);

data[i]->GetXaxis()->SetRangeUser(5,21);
//data[i]->GetYaxis()->SetRangeUser(200,4000);
data[i]->GetXaxis()->SetTitle("Energy (keV)");
data[i]->GetYaxis()->SetTitle("counts/channel");
data[i]->SetLineColor(kBlack);
data[i]->SetMarkerColor(kBlack);
data[i]->TGaxis::SetMaxDigits(3);
data[i]->Draw("");
data[i]->Fit(func1[i],"+", "",8,20);

area[i]=(func1[i]->GetParameter(7))*10/(670.23*86400);
area_error[i]=(func1[i]->GetParError(7))*10/(670.23*86400);
aux=func1[i]->GetNDF();

cout <<(func1[i]->GetChisquare())/aux<<endl;

a << i << " " << area[i] << "+/-" << area_error[i] << " "
<< (func1[i]->GetParameter(4))*10/(670.23*86400)<< " "
<< (func1[i]->GetParError(4))*10/(670.23*86400) << " "
<< (func1[i]->GetChisquare())/aux << endl;
}
}

```

Macro que realiza el ajuste combinado para obtener el área  $A_{14.4 \text{ keV}}$  eliminando los detectores 2, 3 y 4 por su alta contaminación en  $^{210}\text{Pb}$ .

```

#include <vector>
#include <map>
#include <set>
#include <fstream>

#include "Fit/Fitter.h"
#include "Fit/BinData.h"
#include "Fit/Chi2FCN.h"
#include "TH1.h"
#include "TFile.h"
#include "TTree.h"
#include "TNtuple.h"
#include "TGraph.h"
#include "TGraphErrors.h"
#include "TMultiGraph.h"
#include "TLegend.h"
#include "Math/WrapperMultiTF1.h"
#include "HFitInterface.h"
#include "TCanvas.h"
#include "TStyle.h"
#include "TSystem.h"
#include "TPaveText.h"
#include "TPaveLabel.h"
#include "TChain.h"
#include "TMath.h"
#include "vector"
////#include "SISRedEvent.h"

////////// GLOBAL VARIABLES
double PI=3.1415926;
double EneAxion = 14.4; //14.4;

//SELECT NUMBER OF DETECTORS
int nDets = 6; // 9;

int nCommonParams = 1; // amplitude 14.4 peak
int nParDet = 6; // pol2 bkg(3 params) + area 12 keV peak +
sigma at 14.4 keV + detector number(fix)
double startEne =6 ; // 10;
double endEne = 20;

// GLOBAL CHI FOR THE COMBINED FIT
struct GlobalChi2
{

ROOT::Fit::Chi2Function ** fChi2;
int fNchannels;

```

```

// Constructor
GlobalChi2(ROOT::Fit::Chi2Function ** f, int nCh)
{
  fNChannels = nCh;
  fChi2 = new ROOT::Fit::Chi2Function *[fNChannels];
  for (int i=0; i<fNChannels; i++) fChi2[i] = f[i];
}

// parameter vector: first nCommonParams-> quenching
// then, gauss parameters (A, mean sigma) for every channel
double operator() (const double *par) const
{
  int i,j;
  double result = 0;

  double * paux = new double[nCommonParams+nParDet];
  for (i=0; i<nCommonParams; i++) paux[i]= par[i];

  for (i=0; i<fNChannels; i++)
  {
    for (j=0; j<nParDet; j++)
      paux[nCommonParams+j]=par[nCommonParams+nParDet*i + j];
    result += (*(fChi2[i]))(paux);
  }
  delete [] paux;
  return result;
}

double eval(int i, double *par) // i is the channel number, start in 0
{
  int j;
  double * paux = new double[nCommonParams+nParDet];
  for (j=0; j<nCommonParams; j++) paux[j]= par[j];

  for (j=0; j<nParDet; j++)
    paux[nCommonParams + j]=par[nCommonParams+nParDet*i + j];

  double result = (*(fChi2[i]))(paux);
  delete [] paux;
  return result;
}
};

////////////////////
// Global ARRAYS FOR Pb peak

// Position of the 14 lines of Bi X rays
double posPb[14] = {9.420,10.731,10.839,11.712,12.480,12.691,
12.967,13.023,13.211,13.393,15.247,15.582,15.685,15.709};

// Intensity of the 14 lines of Bi X rays

```

```

double intensityPb[14]={0.49,0.97,8.6,0.083,0.137,2.2,2.15,
3.53,2.6,0.299,0.75,0.76,0.137,0.94};

// resolution(sigma) of every detector for the 14 lines of Bi X rays
double sigmaPb[9][14]={

{1.03293,1.11172,1.11799,1.16757,1.20968,1.22102,1.23571,
1.23867,1.24857,1.25809,1.35155,1.36782,1.37279,1.37394},

{1.06295,1.14274,1.14909,1.1993,1.24195,1.25343,1.26831,
1.27131,1.28133,1.29097,1.38562,1.40209,1.40712,1.40829},

{1.07973,1.16313,1.16976,1.22224,1.26681,1.27882,1.29437,
1.2975,1.30798,1.31805,1.41698,1.4342,1.43946,1.44068},

{1.09886,1.17553,1.18163,1.22988,1.27086,1.28189,1.29619,
1.29907,1.3087,1.31796,1.40891,1.42474,1.42957,1.4307},

{1.10979,1.1873,1.19356,1.24239,1.28386,1.29503,1.3095,1.31242,
1.32216,1.33153,1.42358,1.43961,1.4445,1.44563},

{1.02795,1.1037,1.10973,1.1574,1.19789,1.20879,1.22292,1.22576,
1.23528,1.24443,1.33429,1.34993,1.35471,1.35582},

{1.1263,1.20956,1.21618,1.26857,1.31307,1.32505,1.34058,1.34371,
1.35417,1.36422,1.46299,1.48018,1.48543,1.48665},

{1.10324,1.18238,1.18868,1.23848,1.28077,1.29216,1.30692,1.30989,
1.31984,1.32939,1.42327,1.43961,1.4446,1.44576},

{0.97475,1.0414,1.0467,1.08864,1.12426,1.13385,1.14628,1.14879,
1.15716,1.16521,1.24426,1.25803,1.26223,1.2632}

};

////////////////////////////////////////
////////////////////////////////////////
// Function to fit every channel
// par 0: amplitude 14.4 keV peak
// par 1: bkg coef order 0
// par 2: bkg coef order 1
// par 3: bkg coef order 2
// par 4: amplitude 12 keV peak
// par 5: sigma at 14.4 keV
// par 6: detector
Double_t peakAxion(Double_t *x, Double_t *par)
{
Float_t ene =x[0]; // energy

double Aaxion = par[0];

```



```

double p0 = par[1];
double p1 = par[2];
double p2 = par[3];
double A12keV = par[4];
double sigma = par[5];
int det = par[6];

double result;

double bkg = 0;

// add 12 keV 14 lines peak
for (int i=0; i<14; i++)
{
bkg += intensityPb[i]/100./sqrt(2*PI)/sigmaPb[det][i]*exp(-(posPb[i]-ene)*
(posPb[i]-ene)/2./sigmaPb[det][i]/sigmaPb[det][i]);

}
bkg *= A12keV;

// add axion peak
bkg += Aaxion/sqrt(2*PI)/sigma*exp(-(EneAxion-ene)*(EneAxion-ene)/2./sigma/sigma);

// add pol2 bkg
bkg += p0 + p1*ene + p2*ene*ene;

return bkg;
}

void combinedFitPbfree()
{
gStyle->SetOptTitle(1);

std::vector<int> detectors;

// SELECT DETECTORS
detectors.push_back(0);
detectors.push_back(1);
//detectors.push_back(2);
//detectors.push_back(3);
//detectors.push_back(4);
detectors.push_back(5);
detectors.push_back(6);
detectors.push_back(7);
detectors.push_back(8);
detectors.push_back(9);

////////////////////
// create parameters array
// params[0] -> amplitude peak at 14.4 keV peak,

```

```

common to all detectors
// params[1..4] -> params background detector 0
// params[5..8] -> params background detector 1
// ....
int nParams = nParDet*nDets + nCommonParams;
double * params = new double[nParams];

// create data structure
int sizeTotalData = 0;
ROOT::Fit::BinData ** data = new ROOT::Fit::BinData * [nDets];
ROOT::Fit::DataOptions opt;
ROOT::Fit::DataRange range;

// set the data range
range.SetRange(startEne,endEne);

// create single fit functions
TF1 ** fDet = new TF1 * [nDets];
TF1 ** fDet0 = new TF1 * [nDets]; // no peakAxions
ROOT::Math::WrappedMultiTF1 ** wf = new ROOT::Math::WrappedMultiTF1 * [nDets];

// create single chi2 functions
ROOT::Fit::Chi2Function ** chi2 = new ROOT::Fit::Chi2Function * [nDets];

ROOT::Fit::Fitter fitter;
fitter.Config().SetMinimizer("Minuit","Migrad");

// Create fitting functions, one for every channel, and put them in wf array
for (int ii=0; ii<nDets; ii++)
{
fDet[ii] = new TF1(Form("fDet%d",detectors[ii]),peakAxion,
startEne,endEne,nCommonParams+nParDet);
wf[ii] = new ROOT::Math::WrappedMultiTF1 (*fDet[ii],1);
}

////////////////////////////////////
////////////////////////////////////
// READ HISTOGRAMS
TH1F ** histos = new TH1F * [nDets];
// MARTA comprueba que este es el fichero y se leen bien los datos
TFile * fin = new TFile("histogramas/histosCounts.root");
for (int idet=0; idet<nDets; idet++)
{
TH1F * h = (TH1F*)fin->Get(Form("hbkgC01Det%d",detectors[idet]));
histos[idet]=(TH1F*)h->Clone();
histos[idet]->SetMarkerStyle(8);

// fill data
data[idet] = new ROOT::Fit::BinData(opt, range);
chi2[idet] = new ROOT::Fit::Chi2Function (*data[idet], *wf[idet]);
}

```

```

ROOT::Fit::FillData(*data[idet],histos[idet]);
sizeTotalData += (data[idet])->Size();
histos[idet]->GetXaxis()->SetRangeUser(startEne,endEne);

}

////////////////////////////////////
// MAKE INITIAL GUESS
// params[0] -> amplitude peak at 14.4 keV peak, common to all detectors
// params[1..4] -> params background detector 0
// params[5..8] -> params background detector 1

params[0] = 0; // GUESS Aaxion

// set common parameters for every function
// read params from file
// MARTA comprueba que este es el fichero y se leen bien los datos
std::fstream fq ("sigmas_144KeV.txt",std::ios::in);
double aux;
std::string st;
fq>>st;
for (int idet = 0; idet<nDets; idet++)
{
fq>>st>>st>>st>>st>>st>>st>>aux;
params[nCommonParams + nParDet*idet + 0] = histos[idet]->
GetBinContent(histos[idet]->FindBin(startEne)); // bkg 0
params[nCommonParams + nParDet*idet + 1] = 0; // bkg 1
params[nCommonParams + nParDet*idet + 2] = 0; // bkg 2
params[nCommonParams + nParDet*idet + 3] = 0; // amplitude Pb peak
params[nCommonParams + nParDet*idet + 4] = aux; // sigma at 14.4 keV
params[nCommonParams + nParDet*idet + 5] = idet; // detector

cout<<aux<<endl;
}

// MAKE GLOBAL FIT
// Create global chi2
GlobalChi2 globalChi2(chi2,nDets);

fitter.Config().SetParamsSettings(nParams, params);

fitter.Config().ParSettings(0).SetName("Aaxion");
//fitter.Config().ParSettings(0).Fix();

for (int idet=0; idet<nDets; idet++)
{

fitter.Config().ParSettings(nCommonParams +
nParDet*idet + 0).SetName(Form("bkg0_%d",detectors[idet]));

```

```

//fitter.Config().ParSettings(nCommonParams + nParDet*idet + 0).Fix();

fitter.Config().ParSettings(nCommonParams +
nParDet*idet + 1).SetName(Form("bkg1_%d",detectors[idet]));
//fitter.Config().ParSettings(nCommonParams + nParDet*idet + 1).Fix();

fitter.Config().ParSettings(nCommonParams +
nParDet*idet + 2).SetName(Form("bkg2_%d",detectors[idet]));
//fitter.Config().ParSettings(nCommonParams + nParDet*idet + 2).Fix();

fitter.Config().ParSettings(nCommonParams +
nParDet*idet + 3).SetName(Form("A12keV_%d",detectors[idet]));
//fitter.Config().ParSettings(nCommonParams + nParDet*idet + 3).Fix();

fitter.Config().ParSettings(nCommonParams +
nParDet*idet + 4).SetName(Form("sigma_%d",detectors[idet]));
fitter.Config().ParSettings(nCommonParams + nParDet*idet + 4).Fix();

fitter.Config().ParSettings(nCommonParams +
nParDet*idet + 5).SetName(Form("det_%d",detectors[idet]));
fitter.Config().ParSettings(nCommonParams + nParDet*idet + 5).Fix();
}

std::cout << "Fitting ... " << std::endl;

fitter.FitFCN(nParams, globalChi2, 0, sizeTotalData, true);

ROOT::Fit::FitResult result = fitter.Result();

result.PrintCovMatrix(std::cout);
result.Print(std::cout);

const double * finalPars = result.GetParams();

////////////////////
// Main canvas
TCanvas * canvas = new TCanvas("canvas","",1600,1000);
int naux = nDets/2+nDets%2;
canvas->Divide(naux,2);
// DRAW RESULTS
for (int idet = 0; idet<nDets; idet++)
{
canvas->cd(idet+1);
histos[idet]->Draw("e");
fDet[idet]->SetParameter(0,finalPars[0]);
fDet[idet]->SetParameter(1,finalPars[nCommonParams + nParDet*idet + 0]);
fDet[idet]->SetParameter(2,finalPars[nCommonParams + nParDet*idet + 1]);
fDet[idet]->SetParameter(3,finalPars[nCommonParams + nParDet*idet + 2]);
fDet[idet]->SetParameter(4,finalPars[nCommonParams + nParDet*idet + 3]);
fDet[idet]->SetParameter(5,finalPars[nCommonParams + nParDet*idet + 4]);
fDet[idet]->SetParameter(6,finalPars[nCommonParams + nParDet*idet + 5]);
}

```

```

fDet0[idet] = new TF1(Form("fDet0_%d",detectors[idet]),
peakAxion,startEne,endEne,nCommonParams+nParDet);
fDet0[idet]->SetParameter(0,0);
fDet0[idet]->SetParameter(1,finalPars[nCommonParams + nParDet*idet + 0]);
fDet0[idet]->SetParameter(2,finalPars[nCommonParams + nParDet*idet + 1]);
fDet0[idet]->SetParameter(3,finalPars[nCommonParams + nParDet*idet + 2]);
fDet0[idet]->SetParameter(4,finalPars[nCommonParams + nParDet*idet + 3]);
fDet0[idet]->SetParameter(5,finalPars[nCommonParams + nParDet*idet + 4]);
fDet0[idet]->SetParameter(6,finalPars[nCommonParams + nParDet*idet + 5]);
fDet0[idet]->SetLineColor(kCyan);
fDet0[idet]->Draw("same");
fDet[idet]->Draw("same");

}

std::cout << " ***** axion peak amplitude: " <<
finalPars[0] << " +- " << result.GetErrors()[0] << std::endl;

// delete memory
for (int ii=0; ii<nDets; ii++)
{
delete data[ii];
delete chi2[ii];
}
}

```

Cálculo de los límites del apartado 3.

```
{
gROOT->ProcessLine(".L FittingDemo.C");

//////////CALCULO LIMITE//////////
double A_axion, sigma_axion, M, T;
double A_up;
double a,b;

A_axion=5.19296;
sigma_axion=17.2972;

M=12.5*6*(1000./150.)*6.022e23;
T=670.23*24*3600;

a=TMath::Erf(A_axion/(sigma_axion*sqrt(2)));
b=sigma_axion*(TMath::Erf(A_axion/(sigma_axion*sqrt(2)))+1);

A_up=A_axion-TMath::ErfInverse(a-((0.95*b)/sigma_axion))*sqrt(2)*sigma_axion;

cout<< " A_up = " << A_up << endl;

//////////

double pi,sigma_pe,E,cte,m_e,producto;
double x,z;
double m_axion;

pi=3.14159265358979323846;
E=14.4; //keV
sigma_pe=1.411e-20; //cm2/NaI
cte=4.56e23;
m_e=511; //keV

double ka;
double ka3, kgamma3, cociente_k;

/////CÁLCULO DE PARÁMETROS PARA EL PRODUCTO DE g's PARA CUORE Y EDELWEISS/////

x=(3*137*cte)/pi/m_e/m_e/16; //para el cálculo de A_cuore y A_edel

double A_cuore, A_edel;
double gg_cuore, gg_edel; //para masa axion=0
double y_cuore,y_edel, producto_cuore, producto_edel;
double z_ce=0;

gg_cuore=3e-16;
gg_edel=5e-17;
m_axion=0;
```

```

A_cuore=(gg_cuore*gg_cuore*3*sigma_pe*cte*137)/16/pi/m_e/m_e/
(sqrt(1-z_ce*z_ce)*(1-1/3*std::pow((1-z_ce*z_ce),1/3)))/
(E/std::pow((E*E-(m_axion)*(m_axion)),3/2));

A_edel=(gg_edel*gg_edel*3*sigma_pe*cte*137)/16/pi/m_e/m_e/
(sqrt(1-z_ce*z_ce)*(1-1/3*std::pow((1-z_ce*z_ce),1/3)))/
(E/std::pow((E*E-(m_axion)*(m_axion)),3/2));

y_cuore=A_cuore/x;
y_edel=A_edel/x;

////////////////////////////////////

int i=0;

TGraph *gr = new TGraph ();
TGraph *gr_c = new TGraph ();
TGraph *gr_e = new TGraph ();

for(m_axion=0; m_axion<14.4;m_axion+=0.01){

z=(m_axion)/E;

ka = sqrt(E*E-m_axion*m_axion);

ka3 = ka*ka*ka;
kgamma3=E*E*E;

cociente_k = kgamma3/ka3;

double A = A_up/M/T;

double beta = sqrt(1-(m_axion*m_axion)/(E*E));

double cociente_ctes, numerador, denominador;

numerador = 16*pi*m_e*m_e;
denominador = 137*E*E*cte*sigma_pe;
cociente_ctes = numerador/denominador;

double aux = 3-std::pow(beta,2/3);

producto = (A*cociente_k*cociente_ctes*beta)/aux; //ANAIS-112

producto_cuore=y_cuore/sigma_pe*(sqrt(1-z*z)/(1-1/3*std::pow((1-z*z),1/3)))*
(E/std::pow((E*E-(m_axion)*(m_axion)),3/2));

producto_edel=y_edel/sigma_pe*(sqrt(1-z*z)/(1-1/3*std::pow((1-z*z),1/3)))*
(E/std::pow((E*E-(m_axion)*(m_axion)),3/2));

```

```

gr->SetPoint(i,m_axion,sqrt(producto));
gr_c->SetPoint(i,m_axion,sqrt(producto_cuore));
gr_e->SetPoint(i,m_axion,sqrt(producto_edel));
i++;

}

TCanvas *c1= new TCanvas("grafico");
TH1F * haux = c1->DrawFrame(0,1e-18,15,1e-13);
haux->GetXaxis()->SetTitle("Axion mass (keV)");
haux->GetYaxis()->SetTitle("g_{Ae} x g_{AN}^{\{eff\}}");
//c1->DrawFrame(0,1e-18,15,1e-13);
c1->SetLogy();

gr->SetLineColor(kBlack);
gr->Draw("C");

gr_c->SetLineColor(kRed);
gr_e->SetLineColor(kBlue);
gr_c->Draw("C SAME");
gr_e->Draw("C SAME");

auto legend = new TLegend(0.65,0.65,0.85,0.85);
legend->AddEntry(gr_c, "CUORE","l");
legend->AddEntry(gr_e, "EDELWEISS","l");
legend->AddEntry(gr, "ANAIS-112","l");
legend->Draw();

}

```



## Referencias

- [1] ROOT Data Analysis Framework, User's Guide, URL: <https://root.cern.ch/root/html/doc/guides/users-guide/ROOTUsersGuide.html>
- [2] CERN Accelerating science, Science, Physics, «The early universe», URL: <https://home.cern/science/physics/early-universe#:~:text=Hubble's%20discovery%20was%20the%20first,and%20continues%20to%20expand%20today.>
- [3] CERN Accelerating science, Science, Physics, «Dark matter», URL: <https://home.cern/science/physics/dark-matter>
- [4] XENON Collaboration, «Observation of Excess Electronic Recoil Events in XENON1T», *arXiv.org* (2020) arXiv:2006.09721 [hep-ex] URL: <http://arxiv.org/abs/2006.09721#:~:text=et%20al.&text=An%20excess%20over%20known%20backgrounds,prominent%20between%202%2D3%20keV.>
- [5] The CUORE Collaboration, «Search for 14,4 keV solar axions from M1 transition of  $^{57}\text{Fe}$  with CUORE crystals», *J.C.A.P* **05** (2013) 007, DOI:10.1088/1475-7516/2013/05/007
- [6] CAST Collaboration, «Search for 14,4 keV solar axions emitted in the M1-transition of  $^{57}\text{Fe}$  nuclei with CAST», *J.C.A.P* **12**, (2009) 002, DOI:10.1088/1475-7516/2009/12/002
- [7] J. Isern, E. García-Berro, S. Torres, y S. Catalán, «Axions and the cooling of white dwarf stars», *ApJ*, **682** 109–112, (2008).
- [8] H. Primakoff, «Photo-Production of Neutral Mesons in Nuclear Electric Fields and the Mean Life of the Neutral Meson», *Phys. Rev.* **81**, 899 (1951), DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRev.81.899>
- [9] S. Moriyama, «A proposal to search for a monochromatic component of solar axions using  $^{57}\text{Fe}$ », *Phys. Rev. Lett.* **75**, 3222 (1995)
- [10] J. Redondo, «Solar axion flux from the axion-electron coupling», *J.C.A.P* **2013**, 008 (2013)
- [11] J. Amaré et al., «Performance of ANAIS-112 experiment after the first year of data taking», *Eur. Phys. J. C* **79**, 228 (2019)
- [12] J. Amaré et al., «Analysis of backgrounds for the ANAIS-112 dark matter experiment», *Eur. Phys. J. C* **79**, 412 (2019)
- [13] S.Y.F. Chu, L.P. Ekström y R.B. Firestone, «The Lund/LBNL Nuclear Data Search» Versión 2.0 (1999), WWW Table of Radioactive Isotopes,  $^{210}\text{Pb}$ , URL: <http://nucldata.nuclear.lu.se/toi/nuclide.asp?iZA=820210>
- [14] Laboratoire National Henri Becquerel, Atomic and nuclear data,  $^3\text{H}$ , URL: [http://www.lnhb.fr/nuclides/H-3\\_tables.pdf](http://www.lnhb.fr/nuclides/H-3_tables.pdf)
- [15] Laboratoire National Henri Becquerel, Atomic and nuclear data,  $^{40}\text{K}$ , URL: [http://www.lnhb.fr/nuclides/K-40\\_tables.pdf](http://www.lnhb.fr/nuclides/K-40_tables.pdf)
- [16] Laboratoire National Henri Becquerel, Atomic and nuclear data,  $^{22}\text{Na}$ , URL: [http://www.lnhb.fr/nuclides/Na-22\\_tables.pdf](http://www.lnhb.fr/nuclides/Na-22_tables.pdf)
- [17] Laboratoire National Henri Becquerel, Atomic and nuclear data,  $^{109}\text{Cd}$  URL: [http://www.lnhb.fr/nuclides/Cd-109\\_tables.pdf](http://www.lnhb.fr/nuclides/Cd-109_tables.pdf)

- [18] M.A. Oliván et al., «Light yield determination in large sodium iodide detectors applied in the search for dark matter», *Astrop. Phys.* **93**, 86 (2017)
- [19] National Institute of Standards and Technology (NIST), XCOM: Photon Cross Sections Database, NaI, URL: <https://physics.nist.gov/cgi-bin/Xcom/xcom3.2>
- [20] E. Armengaud et al., «Axion searches with the EDELWEISS-II experiment», *J.C.A.P* **11**, (2013) 067