



**DISEÑO Y TEST DEL SISTEMA DE BLINDAJE ACTIVO PARA
MUONES Y NEUTRONES CÓSMICOS DE IAXO-D0**

Natalia Chueca Minguillón

Máster Universitario en Física y Tecnologías Físicas
Curso 2020/2021

Directores
Gloria Luzón Marco
Konrad Martin Altenmüller

Universidad de Zaragoza
Facultad de Ciencias
Departamento de Física Teórica
Área de Física Atómica, Molecular y Nuclear

Índice

1. Introducción	1
2. El problema CP fuerte y el axión	1
3. Detección de axiones	3
3.1. Experimento IAXO y BabyIAXO	5
3.2. IAXO-D0	7
4. Simulación de vetos y análisis de datos	9
4.1. Montaje de vetos	10
4.2. Software y simulación	10
4.3. Resultados experimentales	18
5. Estudio del sistema de vetos de IAXO-D0	21
5.1. Longitud de atenuación	21
5.2. Efectos de la distribución angular y energética	23
5.3. Calibración de vetos	25
6. Estado actual de IAXO-D0	28
7. Conclusiones	28
Anexo	31

1. Introducción

Desde hace casi un siglo, tenemos evidencias cosmológicas de anomalías en el Universo que solamente se pueden explicar si existe materia de una naturaleza distinta de la materia ordinaria y en mayor proporción. En 1933 el astrónomo suizo Fritz Zwicky observó discrepancias en la velocidad de rotación en el cúmulo de Coma no explicables con el conocimiento de la materia hasta el momento [1]. Lo mismo observó Vera Rubin en la década de los 70 con la rotación de las galaxias espirales, alejándose significativamente las medidas de lo calculado teóricamente [2]. Estas fueron las primeras evidencias de la presencia de materia distinta a la convencional, es decir, un tipo de materia no descrita por el Modelo Estándar (SM). Debido a este carácter misterioso y elusivo se denominó materia oscura. Otras características que deben presentar las partículas que la conforman son: estables, o con vida media mayor que la edad del universo, nula o muy baja interacción con la luz y debe ser fría (no relativista en el momento de formación de las galaxias) [3]. Actualmente, sabemos que la composición del Universo es de 68,3 % de energía oscura, 26,8 % de materia oscura y tal solo un 4,9 % de materia ordinaria bariónica [4]. La materia oscura constituye una explicación para los efectos mencionados. En este sentido, los axiones se han postulado como una de las posibles partículas constituyentes parciales o totales de la materia oscura del universo y es uno de los candidatos que genera mayor interés actualmente. Surgen como solución al *problema CP fuerte* planteado en la teoría de la Cromodinámica Cuántica o QCD por sus siglas en inglés (*Quantum Chromo-Dynamics*).

En esta memoria se revisarán las propiedades fundamentales del axión en la sección 2 y las vías de detección de dicha partícula en la sección 3. Se particularizará al proyecto IAXO y su prototipo BabyIAXO. Se expondrá cómo para este tipo de experimentos de sucesos raros situados en superficie, los rayos cósmicos constituyen un problema, como se describe en la sección y, por ello, es necesario la utilización de vetos activos. Así, en la memoria se mostrará el trabajo realizado para el diseño y test del sistema de blindaje activo para muones y neutrones cósmicos de IAXO-D0, uno de los detectores previstos para BabyIAXO, primera fase de IAXO. El objetivo final es la caracterización de los detectores que lo componen, tanto computacional en la sección 4, como experimentalmente, en la sección 5. Finalmente se hará un resumen del estado actual de IAXO-D0 en la sección 6, comentando también los planes futuros.

2. El problema CP fuerte y el axión

La QCD que describe las interacciones fuertes del SM admite la simetría denominada conjugación de carga-paridad (CP), que supone invariancia tras la aplicación consecutiva de los dos operadores, en los procesos que involucran dichas fuerzas. El grupo de simetría asociado a esta teoría es el SU(3), con carga llamada color y cuyos generadores nos dan 8 tipos de partículas mediadoras conocidas como gluones. En una teoría con un mínimo de tres familias de fermiones, como la que estamos tratando, se puede considerar un parámetro θ que permitiría la violación CP en el caso en el que tomara un valor entre 0 y 2π y que se relaciona con el vacío de la teoría. Este parámetro se manifiesta en el Lagrangiano que describe la teoría a través de un término adicional que mantiene la renormalización de la teoría inicial [5]

$$\mathcal{L}_\theta = \theta \frac{g^2}{32\pi^2} G_{\mu\nu} \tilde{G}^{\mu\nu}, \quad (1)$$

donde θ es el valor esperado del vacío en la teoría, g es el factor de acoplamiento de gluones, G es el campo del gluón y \tilde{G} su dual.

No obstante, y a pesar de que matemáticamente y teóricamente es posible esta adición, en la práctica no se ha observado experimentalmente violación CP en las interacciones fuertes. Además, al existir tres familias de quarks que también sufren la interacción débil, hay un ángulo de rotación (debido a que los autoestados débiles y los de masa no coinciden) que da lugar a un parámetro efectivo $\bar{\theta}$, teniendo así la suma de dos contribuciones: el ángulo del vacío de QCD y la fase de la matriz de masas de los quarks. Esta variable afecta, entre otros procesos, al momento dipolar eléctrico del neutrón d_n . Por lo tanto, la violación CP conlleva que el neutrón adquiera un momento dipolar eléctrico no nulo. Como no se ha observado experimentalmente que el neutrón tenga un momento distinto de cero, se deduce que en caso de tenerlo debe ser muy pequeño. Así, esta magnitud impone una cota superior al valor que puede tomar el parámetro $\bar{\theta}$, siendo $|\bar{\theta}| < 1,3 \times 10^{-10}$ [6] el resultado más reciente propuesto. El hecho de que este ángulo deba ser tan pequeño, proviniendo de la suma de dos contribuciones diferentes (*fine tunning*) se conoce como *el problema CP fuerte*.

De entre las posibles soluciones propuestas a este problema, una de las más aceptadas es la consideración de una nueva simetría que sufre una ruptura espontánea a una escala de energía alta f_a . Fue teorizada en 1977 por Robert Peccei y Helen Quinn mediante un mecanismo que recibe su nombre [7]. Al introducir una simetría adicional surge un campo pseudoescalar que permite la conservación CP, con una partícula asociada denominada axión. A continuación vamos a ver cuáles son las propiedades que cumple la partícula axión, cómo detectarla y los esfuerzos dedicados a este propósito. Peccei y Quinn propusieron una nueva simetría global $U(1)_{PQ}$ para el Lagrangiano de las interacciones fuertes como solución al problema CP fuerte, cuya ruptura espontánea genera un pseudo-bosón escalar de Nambu-Goldstone conocido como axión. En otras extensiones del Modelo Estándar, surgen ALPs (*axion-like particles*), las cuales presentan una fenomenología similar a los axiones pero, a diferencia de estos, no tratan de solucionar el problema CP fuerte. Son, por tanto, una generalización de los axiones [6]. Como se caracterizan por propiedades muy parecidas, también se posicionan como candidatos a materia.

Debido a fluctuaciones cuánticas de la simetría $U(1)_{PQ}$, el axión adquiere una masa muy pequeña. El mecanismo PQ predice una masa dada por (2). Este resultado proviene de la susceptibilidad topológica χ_{top} de QCD, que relaciona la energía del vacío de la teoría con el ángulo θ , y de la escala de energía f_a , que representa la constante de decaimiento del axión [8, 9]. Por tanto, para conocer la masa del axión es necesario determinar estos dos parámetros.

$$m_a = \frac{\sqrt{\chi_{top}}}{f_a} = 5,691(51) \mu eV \left(\frac{10^{12} GeV}{f_a} \right). \quad (2)$$

Desde la postulación de la existencia del axión han surgido diversos modelos que han tratado de caracterizar esta partícula y describir sus acoplamientos con el resto de partículas del Modelo Estándar. Una de las primeras hipótesis (modelo *Peccei-Quinn-Weinberg-Wilczek* o *PQWW-axion*) fue que f_a se correspondiese con la escala electrodébil de energía, es decir, el vacío de dicha teoría al cual sucede la ruptura espontánea de simetría. Esta idea fue descartada por los experimentos de *beam-dump*, en aceleradores como LEP (*Large Electron-Positron collider*) o reactores. Por tanto, como $f_a \gg v_{EW} \approx 248 \text{ GeV}$ [10], el axión es estable y se acopla débilmente al resto de partículas. Estas propiedades le otorgan el nombre de *axión invisible*.

Entre los modelos que aparecen en la literatura y que se ajustan a la descripción de *axión invisible*, dos de los más importantes son el KSVZ (por Kim, Shifman, Vainstein y Zakharov) y el DFSZ (Dine, Fischler, Srednicki y Zhitnitskii) [11]. El primero introduce un doblete de quarks pesados y neutros; a diferencia del segundo que propone dos dobletes de Higgs. Además, en

KSVZ los nuevos quarks son los que portan la carga PQ asociada a la simetría $U(1)_{PQ}$, mientras que en el modelo DFSZ lo hacen los quarks del modelo estándar.

Otras teorías como la teoría de cuerdas o la supersimetría también admiten el mecanismo PQ en sus desarrollos, dando lugar a pseudo-bosones escalares de Nambu-Goldstone. En general, pueden existir diversas partículas de este tipo que además sean ligeras e interactúen muy poco con el resto de las del SM. Así, se predice un grupo conocido como ALPs, de las cuales el axión es la particularización a la QCD. Fenomenológicamente tanto las ALPs como los axiones se comportan de manera similar, siendo relevantes, por ejemplo, en cosmología. Sin embargo, la masa de las ALPs no guarda relación con la escala f_a , aunque esta sí conforme un parámetro importante en la descripción de las características de la propia ALP. En estas partículas la masa depende de otro parámetro análogo que puede tomar un valor mayor o menor al del axión [6, 12].

Uno de los fenómenos por los cuales se pueden producir axiones es el conocido como efecto Primakoff. Este efecto sería el responsable de su producción en el Sol y se podría utilizar en la Tierra para su detección, usando para ello un campo magnético intenso. La probabilidad de conversión viene dada por la ecuación (3) [6]

$$\mathcal{P}(\gamma \rightarrow a) \sim \left(\frac{g_{a\gamma} B_e L_c}{2} \right)^2 \quad (3)$$

que depende de la constante de interacción fotón-axión $g_{a\gamma}$ y de las características de la región de conversión (campo magnético B_e y tamaño L_c). En particular, la probabilidad de conversión aumenta cuadráticamente con B_e y L_c . Esta reacción está relacionada con la escala de energía f_a a través del acoplamiento $g_{a\gamma}$. En general, y aunque la relación exacta depende del modelo, tendremos $g_{a\gamma} \propto f_a^{-1}$. En el caso de acoplos del axión a otros tipos de partículas también se cumple esta dependencia.

El efecto Primakoff está tras el diseño de muchos experimentos que basan su principio de funcionamiento en este efecto, como se discutirá en la sección 3. En este caso, se busca detectar los rayos X producidos en la conversión axión-fotón. Sus sucesos muy raros, por lo que habría que minimizar cualquier fondo externo, sobre todo los debidos rayos cósmicos, ya que los experimentos se construyen en superficie.

3. Detección de axiones

A partir de la propuesta por parte del mecanismo PQ de la existencia de axiones se ha tratado de buscar señales debidas a los mismos. Como hemos visto en la sección anterior, las propiedades del axión lo convierten en una partícula difícil de detectar. A lo largo de los años se han aunado esfuerzos a nivel internacional para diseñar distintos experimentos con el fin de detectar axiones experimentalmente, entre los cuales destaca CAST, helioscopio de tercera generación antecesor del futuro IAXO y sus prototipos BabyIAXO e IAXO-D0. Hasta la fecha CAST no ha llegado a detectar las partículas buscadas pero ha conseguido reducir considerablemente el espacio de parámetros para próximos experimentos.

Uno de los motivos por los que cobra gran relevancia la detección de axiones es que podría ser solución al problema de la materia oscura planteado en el panorama de la cosmología actual. Tanto los axiones como los ALPSs reúnen las características para ser candidatos a materia oscura: son partículas masivas, ligeras, que interactúan débilmente con el resto de constituyentes del SM y tienen una vida media mayor que la del universo, es decir, son estables.

Los experimentos destinados a la detección directa de axiones se basan principalmente en la interacción axión-fotón y pueden clasificarse en tres categorías en función de la fuente de partículas estudiada: haloscopios, helioscopios y LSW (*Light-shinig-through-wall*) [13]. A continuación se describen brevemente cada uno de los tres tipos.

- Haloscopios. Tratan de observar los axiones que se cree conforman el halo galáctico de la Vía Láctea mediante la utilización de imanes capaces de convertir axiones en fotones de microondas. Al emplear cavidades resonantes, tienen dependencia con la masa. Se basan en la idea de que son los constituyentes principales de la materia oscura fría.
- LSTW. Son experimentos que se realizan en el laboratorio con el fin de estudiar fenómenos asociados a la interacción axión-fotón. Se generan ALPs mediante el empleo de láseres e imanes con altos campos magnéticos para posteriormente dirigirlos hacia una pared opaca y reconvertirlos en fotones medibles. Tienen menor sensibilidad que los haloscopios y los helioscopios y no permiten estudios en el marco de la QCD.
- Helioscopios. Aprovechan la idea de que los fotones se convierten en axiones en el núcleo del Sol por efecto Primakoff y, utilizando imanes potentes, los reconvierten a fotones de rayos X en el laboratorio (figura 1). La probabilidad de obtener de nuevo el fotón sigue la ecuación (4) [6]. Lo que se detecta son los rayos X que surgen de la reconversión. Entonces, si se observa un exceso de estos respecto al fondo natural de radiación, podría interpretarse como una señal de axiones.

$$\mathcal{P}(a \rightarrow \gamma) = 2,6 \times 10^{17} \left(\frac{g_{a\gamma}}{10^{-10} GeV^{-1}} \right)^2 \left(\frac{B_e}{10T} \right)^2 \left(\frac{L}{10m} \right)^2 \mathcal{F}(qL). \quad (4)$$

En ella, $g_{a\gamma}$ es el acoplamiento axión-fotón, B_e es el campo magnético del dispositivo, L es la longitud de la zona de conversión y $\mathcal{F}(qL)$ es el factor de forma que pone de manifiesto la coherencia del proceso. Como ocurría con la transformación de un fotón solar en un axión, en este proceso inverso también hay dependencia cuadrática con el campo y la longitud de la zona de conversión. Esto permite que pequeños avances en la tecnología del telescopio se traduzcan en grandes aumentos en la probabilidad de detección. Complementan a los haloscopios en el estudio de la región del espacio de fases correspondiente a masas altas, como se puede ver en la figura 2. CAST e IAXO forman parte de este grupo. En la tabla 1 [14] se muestra un resumen de las cuatro generaciones de helioscopios de axiones que se han sucedido desde su invención.

Generación	Año	Experimento	L (m)	B (T)
1 ^a	1992	Helioscopio en Brookhaven National Laboratory	1,83	2,2
2 ^a	1998	Tokyo Axion Telescope (SUMICO)	2,3	4
3 ^a	2003	CERN Axion Solar Telescope (CAST)	10	9
4 ^a	2020s*	International Axion Observatory (IAXO)	20	5,4
4 ^a	2024*	Baby-IAXO	10	4,1

Tabla 1: Lista de la evolución de las generaciones de helioscopios de axiones a lo largo de los años. Los asteriscos indican que las fechas son una previsión. Se comparan la longitud y el campo magnético que caracterizan la región de conversión de axiones en fotones de cada uno de los experimentos.

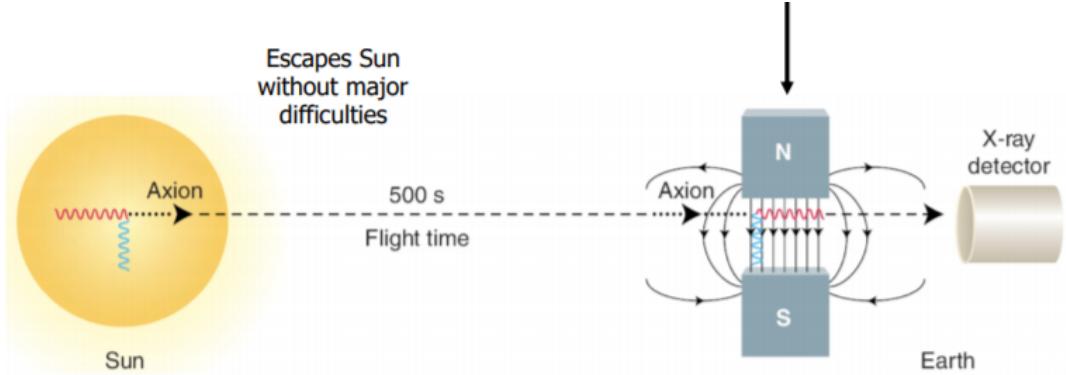


Figura 1: Esquema del principio de funcionamiento de un helioscopio como IAXO. La reconversión de axiones en fotones es posible gracias a potentes imanes. En la ecuación 4 hemos visto que nos interesa tener una zona de conversión grande y con un campo elevado con el fin de garantizar la eficiencia del proceso. Al igual que el haz incidente, el de fotones está colimado y mediante óptica de rayos X se hacen converger en un área muy pequeña del detector [14].

Cada una de estas estrategias de detección puede explorar una región distinta del espacio de parámetros que restringe la búsqueda del axión. De este modo, la complementariedad de experimentos de los tres tipos permite reducir considerablemente los rangos energéticos en los que podría hallarse la partícula y así poner cotas a la masa u otras características. En la figura 2 [6] podemos ver los límites alcanzados por varios proyectos. Puesto que el hecho de que la partícula adopte mayor o menor masa depende de la fuerza del acople, es decir de g , las bandas del plot de exclusión están determinadas por la relación inversa con la energía f_a , según la dependencia que hemos mencionado con anterioridad.

3.1. Experimento IAXO y BabyIAXO

IAXO (*International Axion Observatory*) [13] es un helioscopio de axiones de cuarta generación que se encargará de buscar señales de estas partículas u otras ALPs que provengan del Sol en el espacio de parámetros no explorado hasta el momento. Una de las herramientas con las que contará para lograrlo es la mayor sensibilidad a la detección de interacciones fotón-axión con una constante de acoplamiento de $g_{A\gamma} = 10^{-12} \text{ GeV}^{-1}$, hasta veinte veces menor que la de CAST y siendo sensible así al rango de energía comprendido entre el mV y el eV. Este experimento permitirá además estudiar la radiación y materia oscura axiónica o los WISPs (*Weakly Interacting Sub-eV Particles*) como neutrinos y gravitones. Según la teoría, los axiones se generaría en el Sol por efecto Primakoff. Este proceso consiste en la conversión de un fotón del plasma solar en un axión tras interaccionar con el campo electromagnético de núcleos o electrones. En menor medida, la creación de axiones solares también se puede producir por acoplamiento de otras partículas ionizadas como electrones o protones. La energía del axión resultante es la misma que la del fotón original. Se prevé que IAXO sea operativo a finales de la década 2020.

Este helioscopio, cuyo diseño proyectado se puede ver en la figura 3, está basado en tecnología óptica que concentra los fotones solares incidentes en un espacio de $0,2 \text{ cm}^2$. Para ello utilizará un imán toroidal superconductor de 5,4 T formado por 8 bobinas de 60 cm de diámetro cada una y 20 m de largo. Una vez focalizados los haces quedan registrados a través de

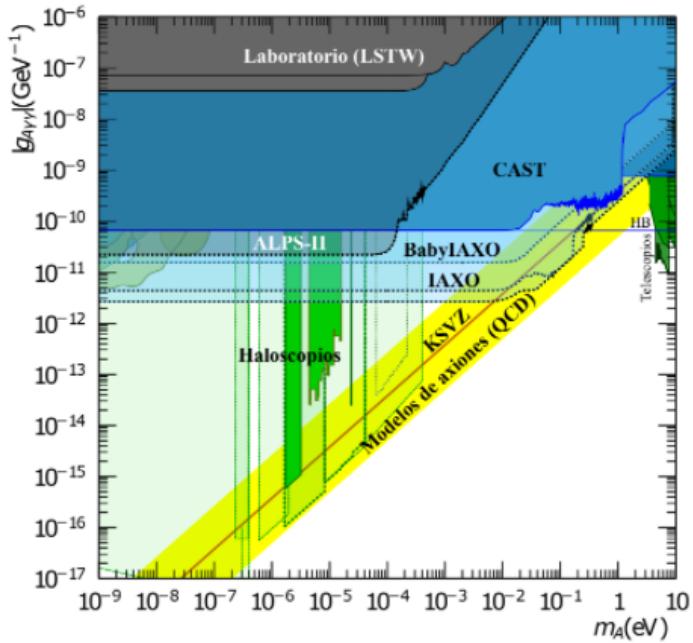


Figura 2: Plot de exclusión que muestra los límites de exploración del espacio de parámetros de las tres técnicas comentadas (haloscopios, helioscopios y LSTW) para detección de axiones, así como de los tres principales helioscopios (CAST, IAXO y BabyIAXO). Según los modelos teóricos los axiones están restringidos a la banda que aparece coloreada en amarillo. Esta zona ya ha comenzado a ser examinada por CAST (en azul) y algunos haloscopios (en verde). Se prevee que BabyIAXO e IAXO (en azul translúcido) penetren más en la zona teórica, reduciendo así la posible área válida de búsqueda [6].

Micromegas (*Micro Mesh Gaseous Structure*) de bajo fondo que detectan señales de rayos X. La capacidad rotativa de la estructura permitirá al experimento seguir al Sol durante unas 12 h diarias, proporcionando así un gran volumen de datos. Por otro lado, como ya se ha mencionado, presentará versatilidad para refutar otras cuestiones de la física en general y de la cosmología en particular.

Antes de la puesta en funcionamiento de IAXO, la colaboración tiene planeada la construcción de BabyIAXO, experimento de menor escala, también de cuarta generación, y que serviría como prototipo. Por tanto, ejercería como prueba para determinar posibles problemas que puedan surgir y solventarlos de cara a IAXO. Sin embargo, no solamente tiene como función ser un ensayo tecnológico, sino que podrá recoger datos de gran relevancia, explorando una región del espacio de fases desconocida y proporcionando así nueva información o incluso descubrimientos. Previsiblemente comenzará a tomar datos a partir de 2024.

BabyIAXO [14, 15], como se puede ver en la figura 3, contará con un imán que alcanzará los 3,2 T y estará formado por 2 bobinas de 70 cm de diámetro cada una y 10 m de largo. Por lo tanto, se reduce el número de telescopios respecto a IAXO pero se aumenta la sección blanca. Al igual que IAXO, los detectores serán de bajo fondo con planos Micromegas y óptica de rayos X. No obstante, en fases futuras se planea probar otro tipo de detectores que según su efectividad podrían llegar a implementarse en IAXO. Otra de las diferencias de IAXO frente a su prototipo es que este último permitirá seguir al Sol y recopilar información durante 18 h al

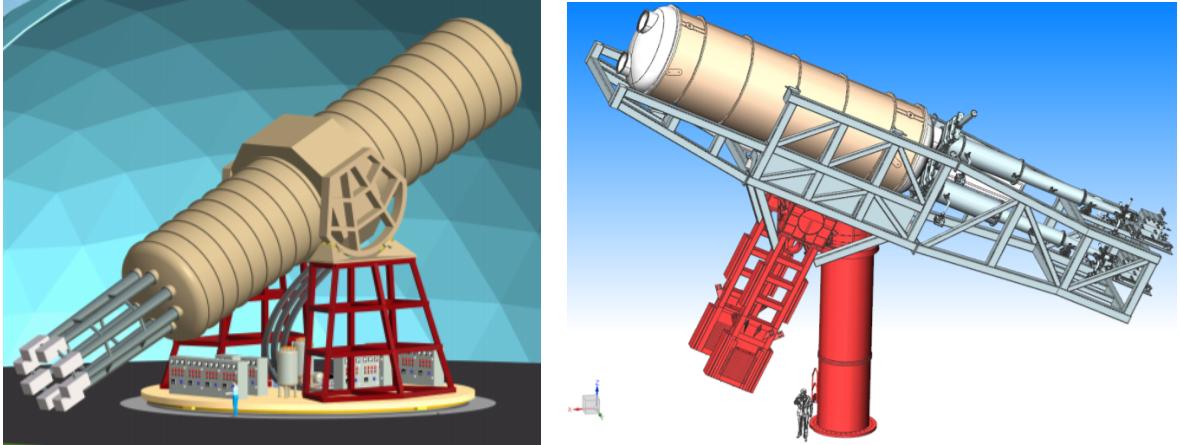


Figura 3: A la izquierda, recreación del experimento IAXO [13] en la que se observa el experimento sobre la estructura metálica móvil que permite la rotación del conjunto. Vemos también los 8 cilindros de detección que forman parte del gran imán superconductor. A la derecha, diseño del prototipo BabyIAXO [15] donde se pueden ver los dos telescopios.

día, aumentando así las 12 h previstas para IAXO.

Por otra parte, cuando se diseñan los experimentos de eventos poco probables hay que realizar mediciones del fondo de radiación para conocer en qué grado pueden afectar a la toma de datos. En [16] se puso de manifiesto que los rayos cósmicos, fundamentalmente debidos a muones y neutrones, eran una de las componentes más importantes de fondo del detector IAXO-DO y, así como el fondo ocasionado por muones es relativamente sencillos de reducir con el uso de vetos, el de neutrones es más complicado [17], y hace necesario el diseño de un complejo sistema de vetos, mostrado en la sección 6. Tanto IAXO como BabyIAXO son experimentos que se realizarán en superficie, tal y como sucedió con CAST. Por lo tanto, es necesario diseñar un blindaje, pasivo y activo, y un análisis que elimine esta componente de fondo. Así, ambos experimentos poseen además un sistema de vetos de muones y un blindaje activo de plomo y cobre de gran pureza.

3.2. IAXO-D0

En la Universidad de Zaragoza se ha construido el experimento IAXO-D0 [16] que funciona como prototipo de detector para IAXO y BabyIAXO motivado por la necesidad de implementar mejoras en los detectores Micromegas de muy bajo fondo respecto a los usados en CAST. Con el fin de alcanzar el objetivo de fondo de los futuros experimentos, se pretende realizar pruebas con el detector y el blindaje. Respecto al montaje, podemos distinguir cinco partes en IAXO-D0: la cámara, el tubo de vacío y el sistema de calibración, el sistema de gas, la electrónica encargada del proceso de adquisición de datos y el blindaje pasivo que rodea toda la estructura.

La cámara está formada por una vasija cilíndrica de cobre radiopuro de 18 mm de grosor al que va unido el plano de lectura o *readout*, basado, en este caso, en la tecnología Micromegas. Un ejemplo de detector Micromegas se puede ver en la figura 4. Dentro de esta cámara se genera un campo electromagnético homogéneo y los posibles efectos de borde se reducen con el uso de un conformador de campo. Este último está impreso en un circuito multicapa que controla el flujo del voltaje y además está recubierto de una capa de 3 mm de politetrafluoroetileno

(PTFE) para evitar que posibles efectos de fluorescencia del interior del circuito le afecten. A través de sistema de gas se inyecta gas en la cámara de forma que se mantenga en condiciones de alta presión. Esto garantiza una mayor eficiencia cuántica para los rayos X que se pretenden estudiar.

Por otro lado, se necesita un tubo que conecte el telescopio de rayos X con el detector. Se trata de un cilindro de 30 cm de largo, diámetro interno de 24 mm y pared exterior de 13 mm de espesor. Al igual que la cámara y para reducir radiación innecesaria, está fabricado con cobre radiopuro (Cu-ETP). En el interior del tubo una bomba Pfeiffer Hi Cube 80 genera un vacío inferior a 10^{-4} mbar imitando así las condiciones de CAST. Para calibrar el sistema se ha empleado una fuente de ^{109}Cd en sustitución de la de ^{55}Fe usada típicamente, puesto que las de este otro isótopo suponen un problema por el ancho del tubo. Lo que obtenemos con el cadmio son dos picos a energías de 19-22 keV y otro de 8 keV por la fluorescencia del cobre del tubo. Esta muestra se coloca en una barra de aluminio que permite su movimiento en el interior de la tubería para poder acercarla y alejarla del detector cómodamente.

Las cargas que llegan al plano de lectura inducen señales eléctricas en la *mesh*¹ y los strips de la Micromegas que se detectan, amplifican y almacenan analógicamente. Se utiliza una tarjeta de adquisición de datos con chips AGET (*ASIC For Generic Electronics for TPCs* (GET)) con función auto-trigger para la toma de medidas que es monitoreada por la mesh. El software para la aquisición de datos emplea librerías de REST, del que hablaremos en secciones siguientes de este trabajo, de forma que genera archivos compatibles con esta herramienta informática para su posterior procesamiento. Un resumen básico de la circuitería y del proceso de adquisición de datos se muestra en la figura 4.

La última parte de la que consta el montaje es el blindaje, que a su vez se puede dividir en dos tipos: activo y pasivo. Su función es reducir al máximo las contribuciones del fondo de radiación a la señal registrada. El blindaje pasivo consiste en una capa de plomo de 20 cm de espesor que rodea la cámara salvo en dos zonas: los puntos de salida de la electrónica y el tubo de vacío que debe conectar la cámara con el telescopio de rayos X. Cabe destacar que el blindaje pasivo de IAXO-D0 dobla en tamaño al de CAST. Esto podría plantear ciertas ventajas e inconvenientes que necesitan más análisis. Por una parte, el plomo ayuda a frenar un mayor número de gammas que nos llegan al detector. Por otra, el uso de cantidades mayores de este material puede llevar a incrementar el número de neutrones y partículas secundarias que se generan por interacción de las primarias. Por lo tanto, en este tipo de experimentos es necesario buscar un compromiso entre estas dos cuestiones. En cuanto al blindaje activo, está formado por centelleadores plásticos que actúan como vetos ante los rayos cósmicos, especialmente ante los muones, como se argumentará más adelante. La señal luminosa generada se transforma en un pulso eléctrico medible a través de tubos fotomultiplicadores (PMTs), cuya única información que nos proporcionan es que se ha producido una interacción. Tienen como función identificar los eventos debidos a los rayos cósmicos para descartarlos en el proceso de análisis de datos, ya que no corresponden a los axiones que estamos buscando. Yendo aún más lejos, se pretende detectar señales en coincidencia, es decir, que un muón deposite energía en dos centelleadores, dando más fiabilidad a la medida. Así, este montaje sería capaz de identificar neutrones cósmicos a partir de sus secundarios.

Como hemos dicho, IAXO-D0 empleará detectores Micromegas de tipo *microbluk*² (figura

¹Malla metálica situada entre el ánodo y el cátodo que separa el volumen gaseoso de un detector Micromegas en dos partes. Las cargas generadas en el primer volumen atraviesan los agujeros de la *mesh* y son amplificados en el segundo, con un campo eléctrico más intenso.

²Técnica de fabricación de una Micromegas por la cual se consigue que la *mesh* y el plano de lectura formen

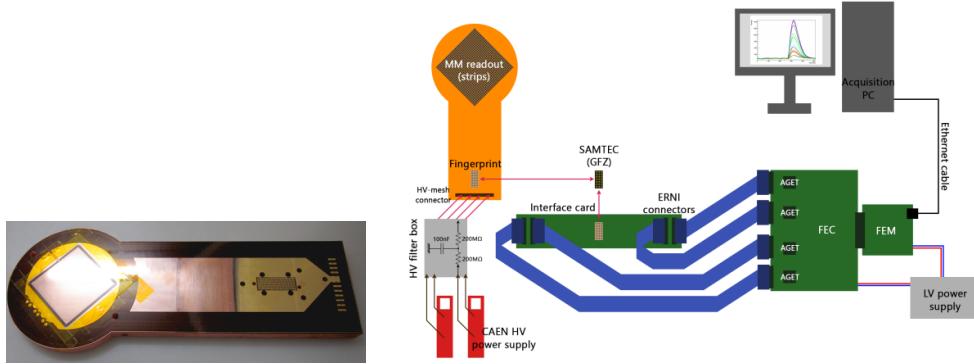


Figura 4: Imagen del detector Micromegas utilizado en IAXO-D0 [16].

4) de muy bajo fondo provenientes de CAST. La *mesh*, fabricada en cobre, tiene $5\text{ }\mu\text{m}$ de espesor y se encuentra a una distancia $50\text{ }\mu\text{m}$ sobre el ánodo. Está formado por un patrón de 3×3 agujeros que se sitúa sobre cada píxel, con *pitch*³ de $95\text{ }\mu\text{m}$ y separación entre cada grupo de orificios de $41\text{ }\mu\text{m}$. En total, el área efectiva de detección asciende a $60 \times 60\text{ mm}^2$. Al final de este trabajo se verá el estado actual de este proyecto con sus implementaciones finales.

4. Simulación de vetos y análisis de datos

Los rayos cósmicos están formados por partículas que llegan a la Tierra y colisionan con los núcleos y moléculas de la atmósfera generando cascadas secundarias conocidas como *air showers* formadas por otros tipos de partículas. Tenemos así cascadas con componente hadrónica (en la que se incluyen los neutrones), electromagnética y muónica que ofrecen comportamientos diferentes y que deben ser tenidos en cuenta en los experimentos. El flujo asociado a los muones a nivel del mar es $70\text{ m}^{-2}\text{ s}^{-1}\text{ sr}^{-1}$, mientras que el de neutrones es de unos $13\text{ m}^{-2}\text{ s}^{-1}\text{ sr}^{-1}$ [19]. Existe además la radiación gamma cósmica, menos relevante por la posibilidad de discriminación de su señal en los detectores.

La necesidad de reducir al máximo las contribuciones de la radiación cósmica a nuestra señal detectada es clave en experimentos que tienen como objetivo la detección de eventos poco probables y, en particular, de axiones o ALPs. Principalmente nos interesa reconocer su flujo de muones y neutrones para eliminar en lo posible el fondo que causan en el detector en el que se espera una señal de rayos X producida por la conversión de un axiones. La información proporcionada por el blindaje activo o vetos nos permite conocer y descartar qué señales están asociadas a muones o neutrones, y por tanto no a las partículas que buscamos.

El experimento IAXO-D0 presenta un blindaje activo formado por vetos para reconocer las interacciones que se producen en el detector debidas a neutrones y muones y eliminar estos sucesos. Los centelleadores se basan en la conversión de radiación incidente en una señal luminosa. A su vez, esta se dirige al photocátodo de un tubo fotomultiplicador, generándose una corriente de electrones y, por tanto, una señal eléctrica. A pesar del recubrimiento interno de los detectores con superficies reflectantes, se produce una pérdida de intensidad que viene dada por una longitud de atenuación característica del aparato. Antes de estudiar el montaje

una estructura integrada [18].

³Separación entre los agujeros de la *mesh*.

completo, se ha construido un pequeño experimento utilizando los mismos detectores a una escala más pequeña para conocer su comportamiento. En esta sección vamos a describir este prototipo, así como los resultados más relevantes en el marco experimental y computacional, haciendo una comparación entre ellos.

4.1. Montaje de vetos

Como hemos dicho, se ha realizado un pequeño montaje utilizando dos vetos análogos a los que forman parte del experimento IAXO-D0. Estos dispositivos son una clase de centelleadores plásticos denominados BC-412 [20] de dimensiones $80 \times 15 \times 5 \text{ cm}^3$. Este tipo de centelleadores cuenta con una amplia superficie, ofrecen señales de luz intensas y trabajan en un rango de energías que oscila entre los 100 keV y los 5 MeV aproximadamente para rayos cósmicos, rayos gamma, neutrones rápidos, muones, protones y otras partículas cargadas. Sin embargo, no son sensibles a partículas alfa o emisiones beta. Como ventaja cabe destacar que tienen una longitud de atenuación mayor frente a otros detectores similares, la cual particularizaremos para nuestros dispositivos más adelante en este trabajo. Presentan además un recubrimiento de goma de 1 mm de espesor. El montaje se ha ubicado en un laboratorio de las instalaciones del *IAXO-LAB* en Zaragoza.

En las simulaciones se han diseñado las dos configuraciones con las que se han tomado los datos experimentales. Por una parte, los dos vetos en posición horizontal separados por una plancha de plástico, en particular de poliestireno expandido (PSE) de medidas $61,1 \times 25 \times 4 \text{ cm}^3$. La segunda geometría es idéntica a la primera pero añadiendo una lámina de cadmio de $115 \times 40 \times 0,2 \text{ cm}^3$ en la base del montaje.

4.2. Software y simulación

A continuación vamos a explicar las herramientas informáticas empleadas para la simulación e incluidas en el *software* de trabajo REST-for-Physics (*Rare Event Searches Toolkit*). Es un entorno creado por el grupo de Física nuclear y Astropartículas del Centro de Astropartículas y Física de altas Energías (CAPA) de la Universidad de Zaragoza con el fin de realizar simulaciones, así como de analizarlas. Para ello se sirve de la herramienta Geant4 que permite estudiar las interacciones entre partículas fundamentales o iones utilizando el lenguaje C++ [21]. Su importancia radica en que nos proporciona información sobre diversas magnitudes del proceso (energía depositada, distribución angular, etc). Por otro lado, el procesamiento de los datos obtenidos de estas simulaciones y su visualización es posible gracias al programa ROOT [22] desarrollado en el CERN y que también se basa en C++. Se trata de un *software* multiplataforma de libre acceso que facilita tanto la interpretación y análisis de grandes volúmenes de datos, como la comparación con modelos teóricos mediante el ajuste de parámetros. Es utilizado en los experimentos del LHC (*Large Hadron Collider*) y por numerosos investigadores a nivel mundial.

Respecto a las simulaciones, se ha recreado el montaje experimental y se han lanzado partículas correspondientes a las diferentes componentes de los rayos cósmicos: rayos gamma, muones y neutrones. Sin embargo, cabe señalar que en este caso el centelleador plástico utilizado ha sido del tipo BC-408 [20], con señal luminosa intensa, pero sensible a energías menores de 100 keV, a diferencia del BC-412 empleado en el montaje real que presentaba este valor como cota inferior. El material centelleador de ambos vetos es similar, por lo que la simulación de interacciones de partículas produce el mismo resultado. Este proceso se ha repetido para las dos

geometrías descritas. En cuanto a las condiciones iniciales, se han lanzado 1 millón de eventos distribuidos isotrópicamente en una superficie de $1,5 \times 1,5 \text{ m}^2$ situada a una distancia de 2 cm sobre los detectores y con ángulos siguiendo la distribución de $\cos^2\theta$, como corresponde a la radiación cósmica. Los flujos reales de cada una de las componentes a nivel del mar se recogen en la tabla 2. Este dato se utilizará para la posterior normalización. Estos valores se han obtenido de las distribuciones (figuras 23 y 24 del Anexo) que sigue cada tipo de partícula a nivel del mar [19, 23]. Para mejorar la estadística se han simulado rayos gamma y neutrones en diferentes rangos de energía. En particular, se han considerado las regiones energéticas indicadas en la tabla 2⁴. Se ha supuesto que el flujo en la localización del montaje no cambia significativamente respecto a los indicados para ninguna de las partículas.

	Flujo (partículas $\text{m}^{-2} \text{s}^{-1}$)
LE rayos gamma (1 a 10 MeV)	440
ME rayosgamma (10 a 100 MeV)	40
HE rayos gamma (0,1 a 100 GeV)	30
Muones (0,2 a 328 GeV)	125
Neutrones (10 a 1000 MeV)	83,5
HE Neutrones (1 a 10 GeV)	0,1

Tabla 2: Flujo de las diferentes componentes de los rayos cósmicos en superficie. Los intervalos de energías son arbitrarios y han sido elegidos así con el objetivo de facilitar las simulaciones.

Con las herramientas que nos proporciona el programa ROOT es posible visualizar las interacciones que han tenido lugar en nuestro detector y sus consecuencias. Podemos estudiar de manera individual cada evento que ha dejado señal en los vetos, analizando su trayectoria, depósitos de energía y partículas secundarias creadas en el proceso. En este sentido, las figuras 5, 6 y 7 revelan las interacciones más comunes para cada uno de las clases de partículas en la geometría con lámina de cadmio. Más adelante veremos que ambas configuraciones ofrecen resultados análogos. En las imágenes se ve claramente cómo se producen electrones (coloreados en rojo), localizados junto a los depósitos de energía de las partículas incidentes. Observamos que también es frecuente la aparición de gammas secundarias, principalmente en los eventos con energías iniciales altas. Por otra parte, los neutrones generan neutrones secundarios, dominantes en las interacciones de fotones de alta energía. Finalmente, de forma generalizada aparecen algunos positrones. Además de estos sucesos generales el visualizador de eventos nos permite estudiar si la lámina de cadmio tiene algún impacto en las interacciones que se detectan. Estas diferencias, en caso de existir, afectarían a los neutrones de baja energía. El cadmio es un material con una alta sección eficaz de captura para los neutrones lentos, especialmente de energías inferiores a los keV y por lo tanto es eficiente para controlar flujos de neutrones cósmicos. Así no se observan diferencias significativas entre la geometría con y sin lámina. Más tarde justificaremos esta afirmación con cifras.

De los resultados obtenidos para cada partícula se ha realizado un primer análisis de las interacciones con el fin de determinar otras magnitudes medibles del proceso. A partir de estas últimas simulaciones se han representado las gráficas de la energía depositada y las distribuciones en el plano XY (sección transversal) y en el eje Z (coordenada longitudinal) para los

⁴LE=Baja energía (*Low Energy*), ME=Media energía (*Medium Energy*) y HE= Alta Energía (*High Energy*).

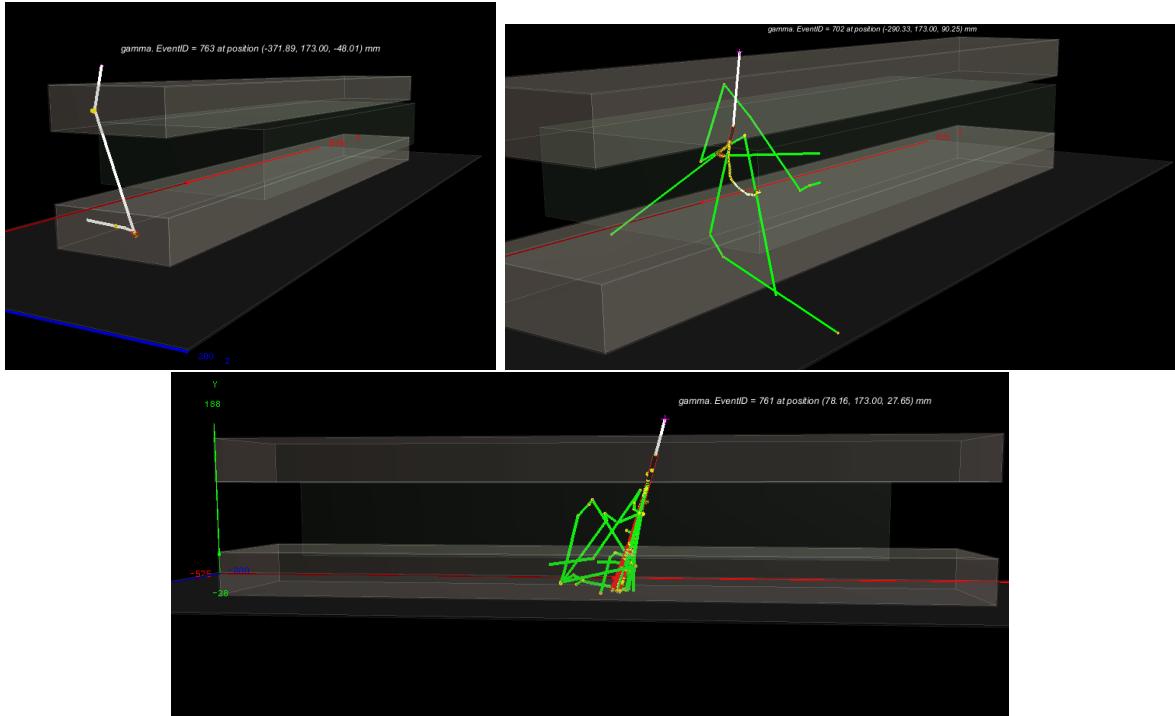


Figura 5: Simulación de la interacción de un rayo gamma cósmico de baja (arriba, izquierda), media (arriba, derecha), y alta (abajo) energía con el sistema de vetos con lámina de cadmio en la base. Se pueden ver en amarillo los depósitos de energía de la partícula primaria con los centelleadores. Tras la interacción se observa la emisión de electrones, señalizados en rojo, algunos de ellos tan energéticos que atraviesan el detector. En verde aparecen las trazas de gammas secundarias que se originan en el proceso, que en el caso de la radiación más energética son más abundantes, observándose cascadas de estas partículas.

dos vetos empleados y cada una de las componentes de los rayos cósmicos en las dos configuraciones del montaje. El voto superior es el que se ha elegido para que actúe como *trigger*⁵. De esta forma, los eventos que vemos en el centelleador inferior son aquellos que también han interactuado con el situado encima, es decir, son medidas en coincidencia. Así, cabe esperar que se observe un mayor número de cuentas en el voto superior. Esta elección se corresponde con la del montaje experimental realizado en el laboratorio.

Nos interesa conocer el número de interacciones que proporciona un experimento con las condiciones que hemos seleccionado. En el experimento real se estableció un corte en energía de 500 keV en el voto inferior para registrar señales a partir de este valor, por lo que conviene estudiar las consecuencias de este umbral en la simulación con el fin de comparar posteriormente de manera adecuada con los resultados del laboratorio. Vemos que las partículas que sufren una mayor interacción con el detector son los muones, así como neutrones o gammas de altas energías, hecho que es coherente con la discusión realizada en secciones anteriores sobre la contribución de los rayos cósmicos al fondo de radiación. La tabla 3 muestra los sucesos reconocidos normalizados con el flujo para cada componente en el voto superior sin corte de energía,

⁵En un experimento formado por varios vetos, solo se recoge la información de sucesos que hayan depositado energía en el detector definido como *trigger*.

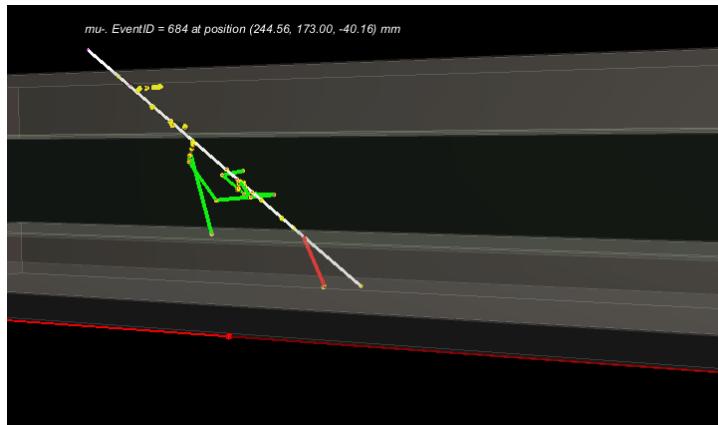


Figura 6: Simulación de la interacción de un muón cósmico con el sistema de vetos con lámina de cadmio en la base. Tras los depósitos de energía en amarillo se generan gammas secundarias o electrones que son detectados también por los centelleadores.

mientras la 4 expone los sucesos en coincidencia en el voto inferior con un corte de energía de 500 keV. Vemos cómo la mayor parte de los eventos debidos a radiación gamma o a neutrones desaparecen, y que se acumulan en la región de baja energía (figura 9), mientras el efecto sobre los muones es mucho menor al depositar mayores energías (figura 9). En ambas situaciones se ha calculado el valor estadístico, una incertidumbre debida al desconocimiento exacto del flujo.

Para ver cómo se reparten las distintas partículas en el espectro podemos representar los histogramas de cada una juntas. Para el voto superior podemos observar en la figura 8 en el montaje con cadmio. En la figura 32 del Anexo también se comparan para el caso sin lámina, sin apreciarse diferencias relevantes. Como ya hemos adelantado, a bajas energías contribuyen principalmente algunas partículas gamma y neutrones, mientras que de las partículas más energéticas se registran pocas señales, como es el caso de los neutrones y rayos gamma de alta energía. Los muones cuentan con un flujo alto (tabla 2) y proporcionan el pico tras ionizar los vetos. En la figura 9 se ven representados los espectros de energía depositada en el segundo centelleador con señales en coincidencia para la geometría sin cadmio. No existen diferencias relevantes entre las dos configuraciones del montaje, siendo la figura 25 del Anexo la correspondiente a la simulación con lámina. Se ha aplicado en todos los casos el umbral experimental de 500 keV.

Aparte de las interacciones producidas por las partículas cósmicas primarias, algunas también llegan a generar emisiones secundarias que depositan energía en los vetos. En el caso de los muones, sucesos debidos a fotones y electrones secundarios, pueblan la parte baja del espectro, superponiéndose a la ionización causada por los propios muones. En el caso de los rayos gamma, destaca el doble pico en el gráfico de energía depositada por las gammas de alta energía en el segundo centelleador (figura 9). Por un lado, en 10 MeV se sitúa un pico debido a emisión de electrones de alta energía en interacciones Compton o fotoeléctricas de estos fotones. Estos electrones no sufren desviaciones e ionizan con pérdidas de $2 \text{ MeV}/(\text{g/cm}^2)$ [24]. Al atravesar 5 cm de espesor de los vetos con densidad $1,012 \text{ g/cm}^3$ se obtiene 10 MeV de señal. Por otro lado, el segundo pico, de energía 20 MeV, el doble de la del primero, se puede explicar por el fenómeno de creación de pares, favorecido a energías altas (figura 10) que dan lugar a un pico suma, con energía doble a la de los electrones por separado. En efecto, al cambiar el plástico que separa los vetos por una capa de plomo estos picos desaparecen, ya que los electrones terminan

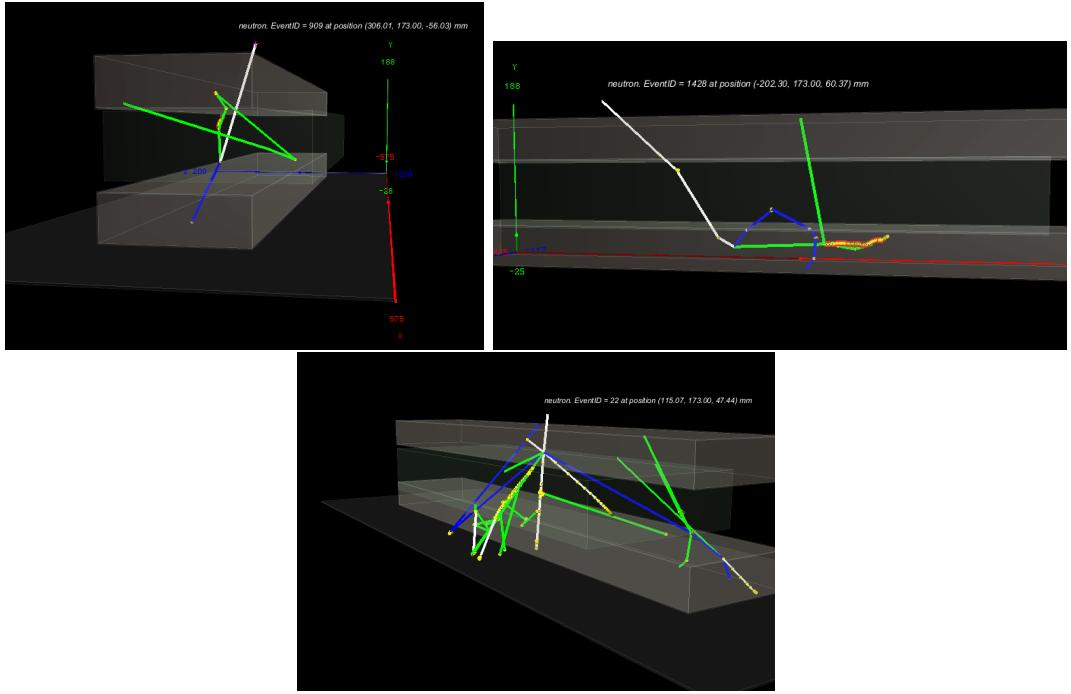


Figura 7: Arriba, izquierda: Simulación de la interacción de un neutrón cósmico de baja energía con el sistema de vetos. Arriba, derecha: Simulación de la interacción de un neutrón cósmico de baja energía con el sistema de vetos con lámina de cadmio en la base. En ambas situaciones se crean rayos gamma (en verde), neutrones(en azul) y electrones (en rojo). La lámina de cadmio absorbe los neutrones lentos que llegan, primarios o secundarios. Abajo: Simulación de la interacción de un neutrón cósmico de alta energía con el sistema de vetos con lámina de cadmio en la base. Se producen cascadas de neutrones, rayos gamma y electrones secundarios.

depositando toda su energía en este material por las interacciones que tienen lugar al atravesarlo (figura ??). En cuanto al resto de gráficas, las gammas de media energía, los muones y los neutrones más energéticos también ofrecen un pico en 10 MeV. Nuevamente la posición del pico es la esperada en todos los casos, ya que presentan un poder de frenado de $2 \text{ MeV}/(\text{g/cm}^2)$ [25] en las interacciones y los vetos se caracterizan por una densidad de $1,012 \text{ g/cm}^3$ [26] con 5 cm de espesor cada uno.

Si nos centramos en la sección transversal del voto superior (figuras 26 y 27 del Anexo) dada por las posiciones medias en el plano XY, muestra una distribución uniforme para las partículas con traza corta: neutrones y rayos gamma de baja energía. Aquellas con una traza más larga o que generan cascadas (resto de partículas gamma y neutrones más energéticos) presentan menos uniformidad en las distribuciones con cierta acumulación en la zona inferior. Los muones que son los que tienen la traza más larga tienen la posición media en el centro del voto. En el plano transversal del voto inferior (figura 11 y figura 28 del Anexo) observamos un comportamiento similar. Las trazas más cortas dan lugar a posiciones medias muy repartidas, aunque en este caso, y al haber perdido ya parte de la energía, en la mitad superior de este voto. En los muones, gammas y neutrones de más alta energía que son los que tienen las trazas más largas, vemos una línea desplazada a la mitad inferior y que corresponde a las partículas primarias. Además, podemos ver otros puntos asociados a la emisión de secundarios tras las

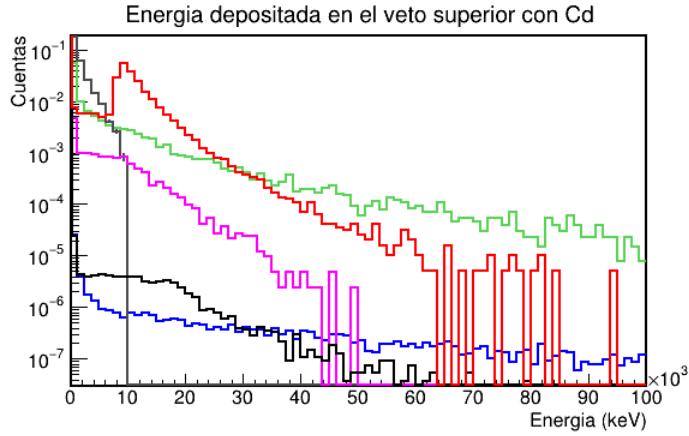


Figura 8: Simulaciones de la energía depositada en el vete superior en el montaje con cadmio. Se comparan las siguientes partículas: rayos gammas de baja (gris), media (rosa) y alta (negro) energía, muones (rojo) y neutrones de baja (verde) y alta (azul) energía.

interacciones que han dado lugar a los primeros depósitos de energía. Por otra parte, sabemos que la distribución angular de llegada influye en el número de eventos totales que obtengamos. Conforme aumentamos o disminuimos significativamente el ángulo de las partículas entrantes podemos observar efectos de borde. Encontramos un claro ejemplo en los muones, dado por la coordenada longitudinal Z (figura 12). Los muones que por su dirección de incidencia no llegan a atravesar por completo el montaje generan una acumulación de señales en los extremos. En el Anexo encontramos el resto de figuras (29, 30 y 31) asociadas a la posición de los eventos en el eje Z.

Partícula	Sin lámina de Cd	Con lámina de Cd
	Interacciones/h	Interacciones/h
Rayos gamma de baja energía	35640 ± 360	39204 ± 371
Rayos gammas de media energía	1620 ± 23	1944 ± 24
Rayos gamma de alta energía	1224 ± 17	1224 ± 17
Muones	46534 ± 216	46534 ± 216
Neutrones de baja energía	9475 ± 81	10152 ± 83
Neutrones de alta energía	$5,76 \pm 0,07$	$6,48 \pm 0,07$

Tabla 3: Número de interacciones ocasionadas por las diferentes componentes cósmicas y en cada uno de los montajes implementados.

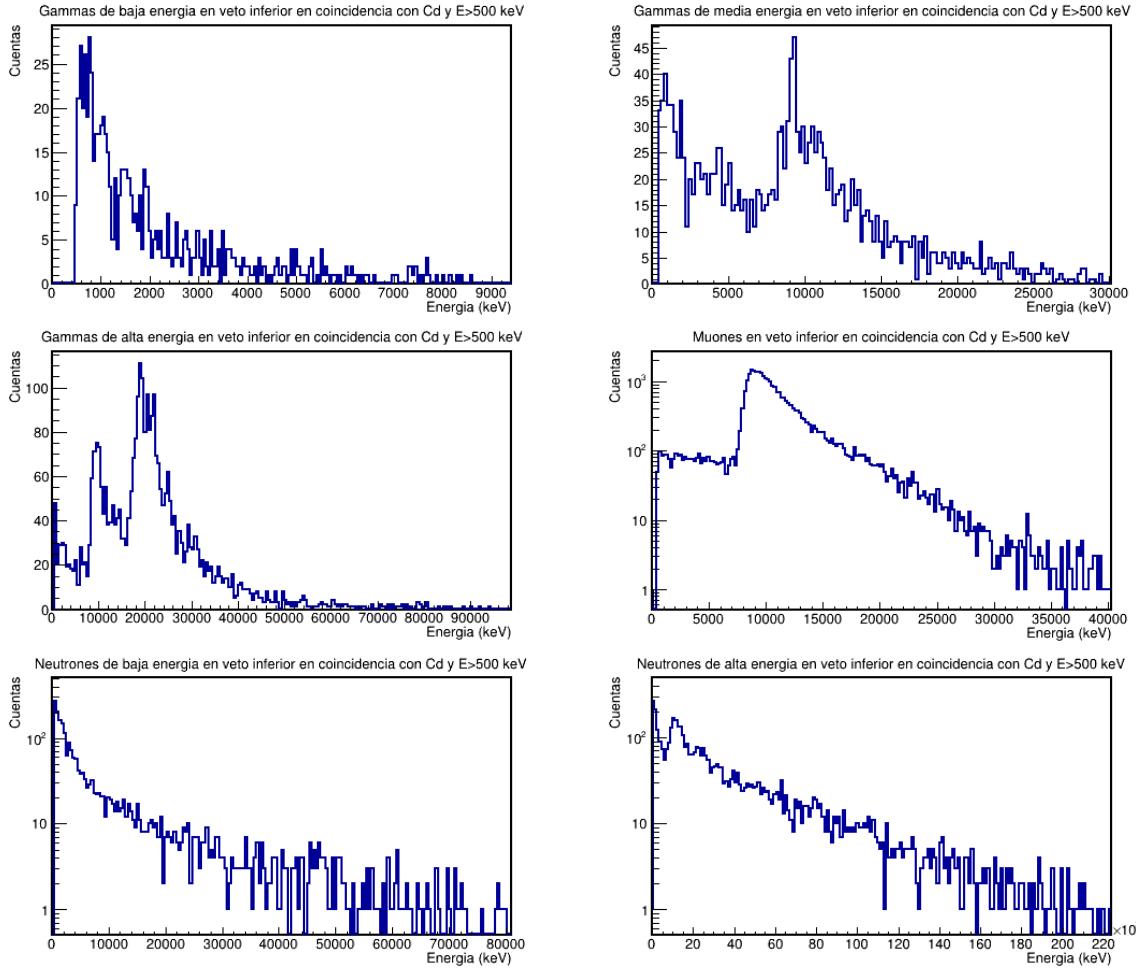


Figura 9: Simulaciones de la energía depositada en el voto inferior en el montaje con cadmio y con valor umbral de 500 keV. De arriba a abajo y de izquierda a derecha, las medidas en coincidencia corresponden a las siguientes partículas cósmicas: rayos gamma de baja, media y alta energía, muones y neutrones de baja y alta energía.

Partícula	E>500 keV	
	Sin lámina de Cd	Con lámina de Cd
Rayos gamma de baja energía	2138 ± 89	2495 ± 93
Rayos gamma de media energía	551 ± 13	583 ± 14
Rayos gamma de alta energía	783 ± 14	832 ± 14
Muones	31157 ± 177	30955 ± 177
Neutrones de baja energía	1354 ± 30	1557 ± 32
Neutrones de alta energía	$2,59 \pm 0,04$	$3,10 \pm 0,05$

Tabla 4: Número de interacciones ocasionadas por las diferentes componentes cósmicas y en cada uno de los montajes implementados con corte de energía en 500 keV.

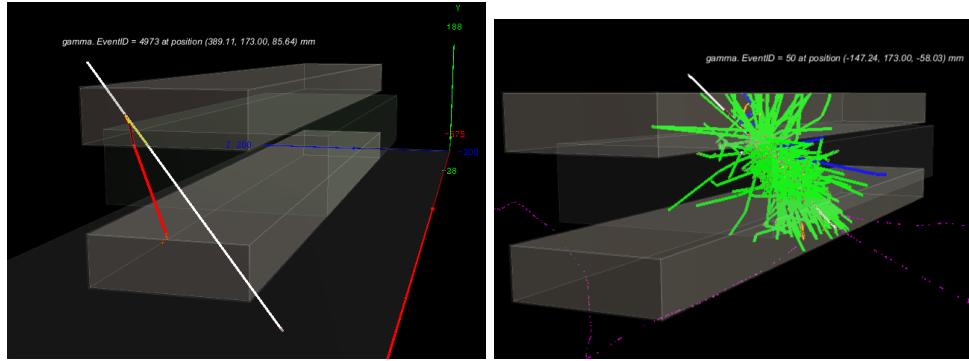


Figura 10: Izquierda: Simulación de la interacción de un rayo gamma cósmico de alta energía con el sistema de vetos con lámina de cadmio en la base. Se trata de un ejemplo de creación de pares electrón-positrón en la que electrón corresponde a la traza roja mientras que el positrón aparece representado por la traza blanca que surge a partir de los depósitos de energía primarios en amarillo. Derecha: Simulación de la interacción de un rayo gamma cósmico de alta energía con el sistema de vetos sin cadmio. Como material separador se ha utilizado plomo en lugar de plástico. Se producen gran cantidad de emisiones gamma secundarias señalizadas en verde, así como de electrones, positrones, neutrones y otras partículas. La mayoría no llega a atravesar este blindaje y no llegan al centelleador inferior.

Podemos fijarnos también en si se aprecian diferencias correspondientes a las dos geometrías. Cabría esperar que la colocación de una lámina de cadmio redujese el número de neutrones de baja energía, fundamentalmente secundarios, detectados por la previa interacción de las partículas con este material absorbente. No obstante, no se distinguen cambios importantes en el espectro que podamos asociar a esta disposición del montaje. Esto se debe a que la producción de secundarios es muy baja en esta geometría y con materiales como los de los vetos (C e H), de bajo número másico. Se planea utilizar una geometría similar en un montaje con plomo, donde la producción de secundarios será mucho mayor con energías en las que la captura de estos neutrones está favorecida y, por lo tanto, la emisión de partículas gamma que podrían dar señales en los vetos. Al ralentizarse en los centelleadores se producirán más interacciones con el cadmio.

Conocidas las distribuciones de la energía depositada por cada partícula en los detectores buscamos comparar los espectros experimentales que presentaremos más adelante con los teóricos que acabamos de ver. No obstante, debemos tener en cuenta que las medidas experimentales no diferencian entre partículas ni rangos de energía, por lo que para relacionar correctamente unos resultados con otros debemos sumar los espectros obtenidos de las simulaciones de forma que en uno solo aparezcan las contribuciones de todas las gammas, neutrones y muones. Para ello debemos fijar un tiempo, el mismo empleado en las medidas en el laboratorio, y así calcular el número total de eventos por unidad de área en ese intervalo. Este procedimiento se ha llevado a cabo para las geometrías con y sin lámina de cadmio en la figura 13.

Los espectros resultantes reflejan una distribución en la que las partículas menos energéticas (ciertas partículas gamma y neutrones con sus secundarios) forman una acumulación en la parte baja; un pico de muones en 10 MeV conforma la zona media-baja de las curvas; y finalmente tendremos los neutrones y gammas de mayor energía. El pico se puede ver más claramente en las medidas en coincidencia (veto inferior) ya que el espectro se limpia de energías bajas de

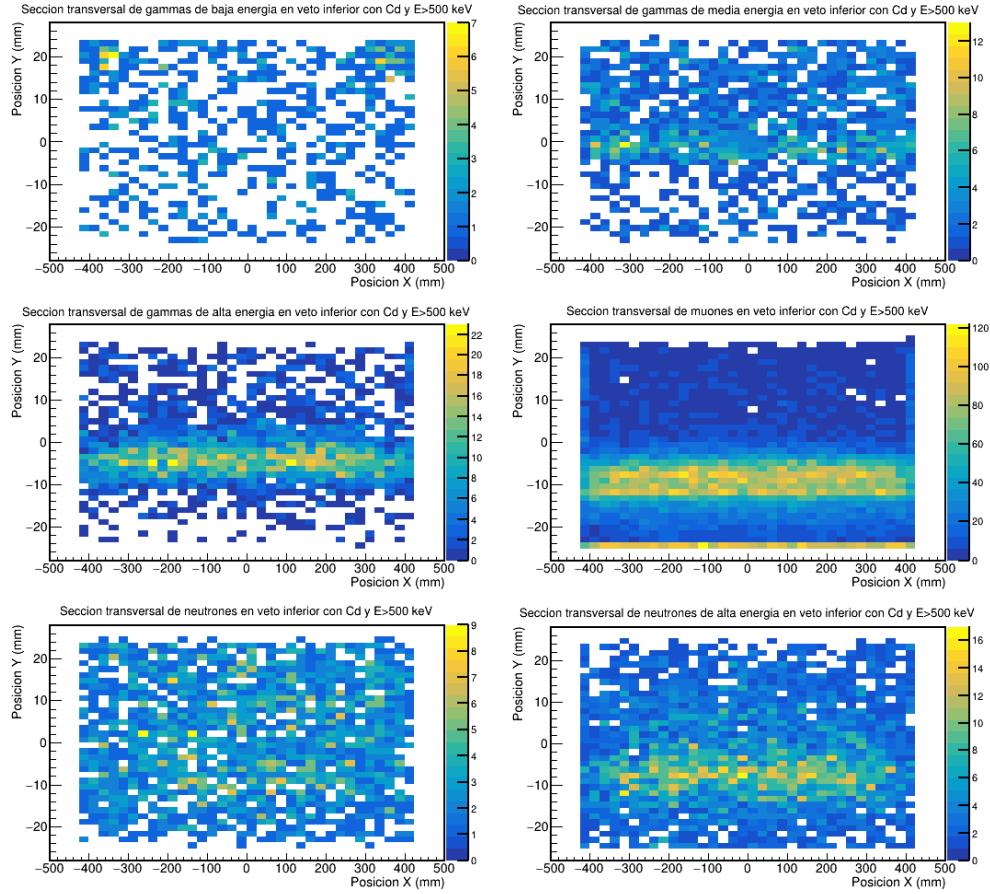


Figura 11: Simulaciones de la sección transversal (plano XY) en el voto inferior en el montaje con cadmio y con valor umbral de 500 keV. De arriba a abajo y de izquierda a derecha, las gráficas se corresponden a las siguientes partículas cósmicas: gammas de baja energía, gammas de media energía, gammas de alta energía, muones, neutrones de baja energía y neutrones de alta energía.

partículas que no llegan a tener una segunda interacción y son fundamentalmente los muones los que dejan la misma energía en ambos vetos. El número de cuentas registrado está directamente relacionado con los flujos de la tabla 2, que nos indican una menor abundancia de partículas con alta energía, un pico debido a los muones y una gran interacción con partículas poco energéticas.

4.3. Resultados experimentales

Una vez tomadas las medidas en el laboratorio y realizadas las simulaciones equivalentes, vamos a presentar los resultados obtenidos. En este caso, debemos tener en cuenta que el voto *trigger* es el superior y por tanto el que nos dará mayor número de interacciones.

En la figura 14 se observan los espectros experimentales correspondientes a las dos geometrías de los vetos, con y sin lámina de cadmio. Por un lado, vemos el histograma asociado a

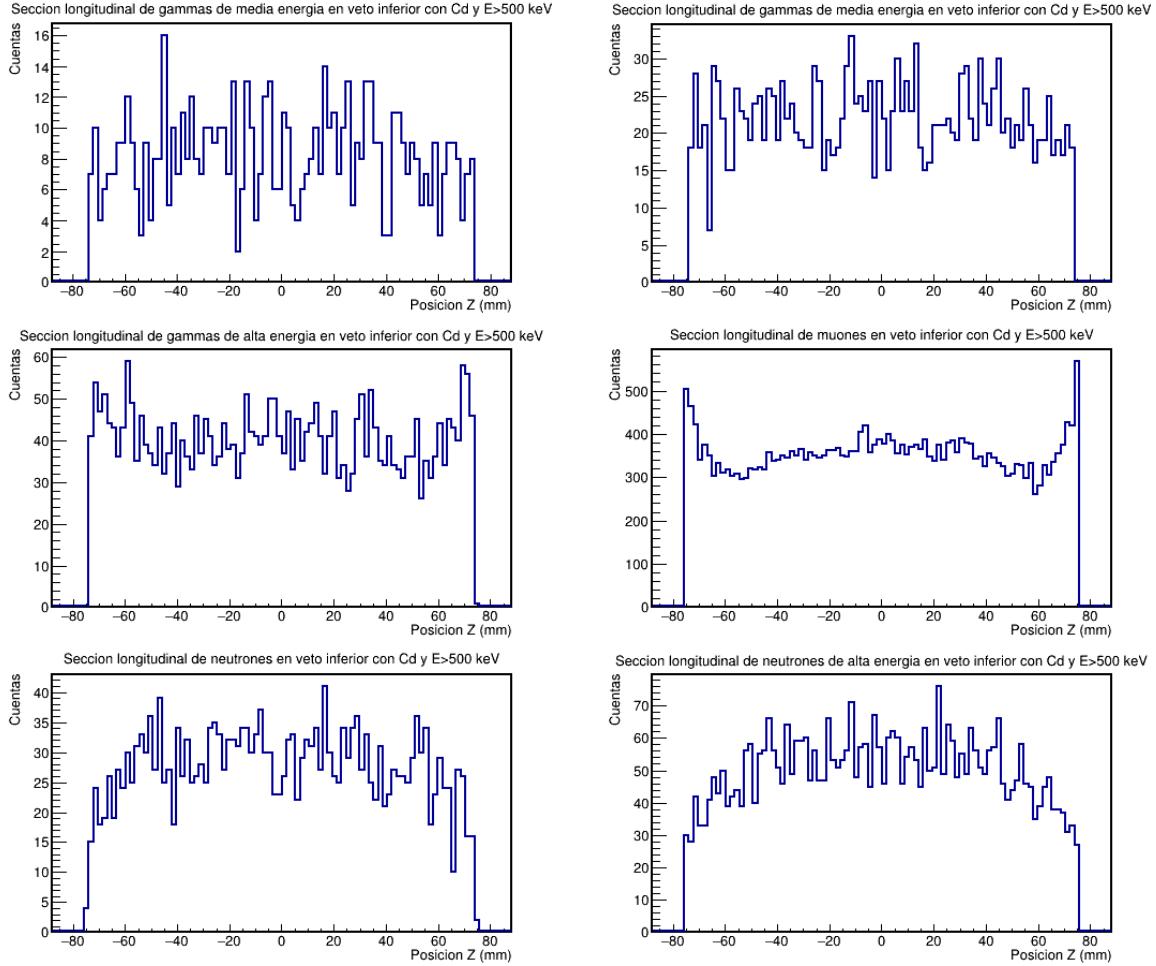


Figura 12: Simulaciones de la coordenada longitudinal Z en el voto inferior en el montaje con cadmio y con valor umbral de 500 keV. De arriba a abajo y de izquierda a derecha, las gráficas se corresponden a las siguientes partículas cósmicas: gammas de baja energía, gammas de media energía, gammas de alta energía, muones, neutrones de baja energía y neutrones de alta energía.

las interacciones de los rayos cósmicos con el voto superior y por otro, las medidas en coincidencia cuando las partículas detectadas por el primer centelleador interaccionan también con el segundo. Los cuatro espectros representados se han medido en un periodo de tiempo de 600 s. Si comparamos las curvas de las dos configuraciones geométricas representadas en cada gráfica, observamos un gran acuerdo entre ellas. Por otra parte, también encontramos gran similitud en la comparación entre los registros de cada voto. Los picos debidos a los muones se localizan aproximadamente en la misma posición y con un número de cuentas semejante. No obstante, a bajas energías el voto superior detecta mayor número de interacciones. Esto se debe a que los rayos gamma de baja energía no atraviesan el blindaje (los dos vetos) y solamente dejan señal en el primer centelleador, mientras que el resto de partículas más energéticas al interaccionar con el voto superior pueden generar partículas secundarias que se registran a su vez en el voto inferior, dando lugar así a las medidas en coincidencia. Por tanto, en la parte alta del espectro

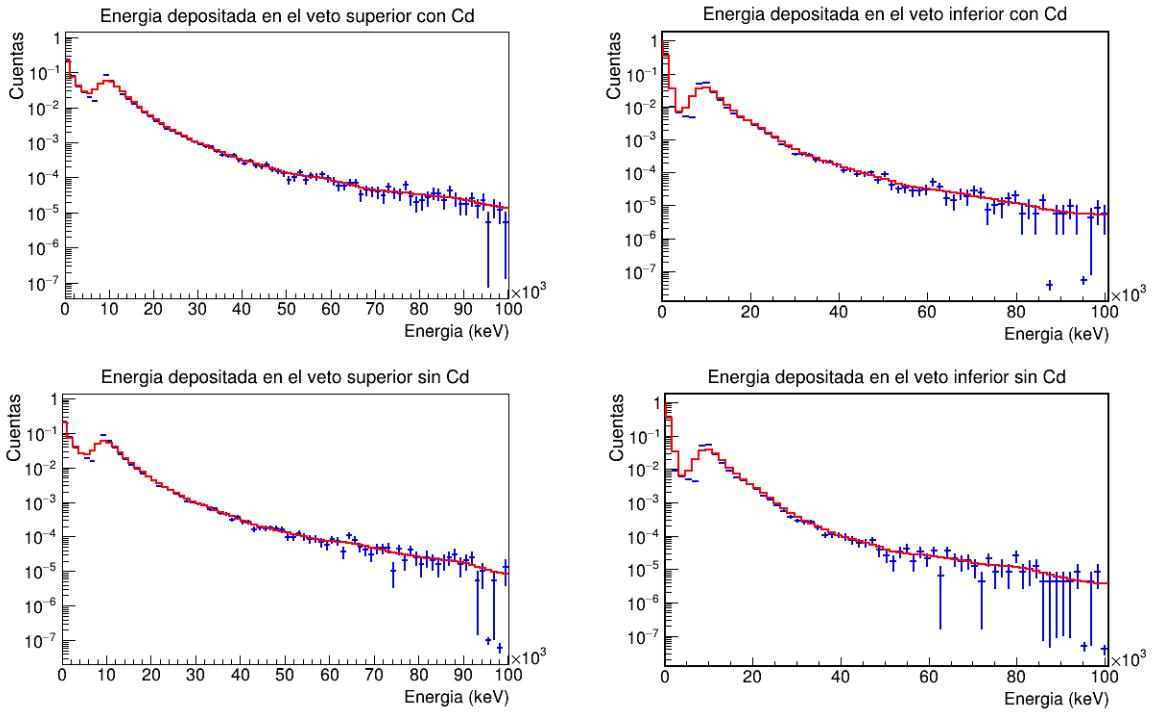


Figura 13: Espectros totales simulado de la energía depositada en los vetos superior e inferior con lámina de Cd (arriba) y sin lámina (abajo) por las distintas partículas que componen los rayos cósmicos (gammas, neutrones y muones) e integrada en un intervalo temporal de 600s.

lo que vemos son los neutrones y partículas gamma de mayor energía y, que como refleja la tabla 2, presentan un flujo de eventos significativamente menor al de resto de partículas. La parte media, además de corresponder a los muones que nos dan el pico, podemos asociarla a neutrones y otras gammas de energías medias.

Así, en las medidas en coincidencia las gammas de baja energía se ven enormemente reducidas por no tener la energía suficiente para interactuar con el segundo centelleador ni para generar secundarios tras un primer depósito en el *trigger*. Esto permite observar de manera más clara el pico de muones.

Una de las principales causas que alejan los histogramas simulados respecto de los medidos en el laboratorio es la radiación de fondo considerada. Mientras que computacionalmente solamente consideramos rayos cósmicos, en el marco experimental recibimos contribuciones de otros tipos de radiación natural que se suman a la cósmica y que se pueden manifestar de manera relevante en los espectros finales. En este sentido, se intenta utilizar en la medida de lo posible materiales radiopuros, pero existe siempre cierta radiación ambiental y radiación intrínseca de los componentes del montaje, ya que no se puede eliminar completamente de los blindajes activos (plomo, cobre...). Esto se traduce en que en las gráficas experimentales se observan más interacciones que en las simuladas pero siguiendo la misma distribución. Por tanto los rayos cósmicos que dan forma al espectro se reparten igual en los distintos rangos de energía.

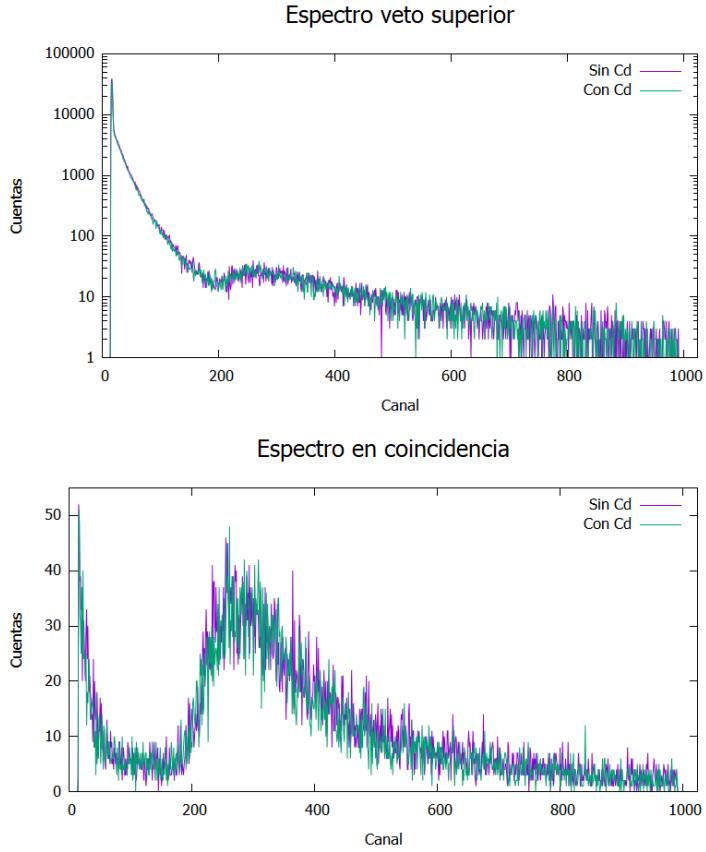


Figura 14: Espectros experimentales de energía total depositada en los vetos inferior y superior, comparando las dos geometrías implementadas.

5. Estudio del sistema de vetos de IAXO-D0

Con el fin de comprender correctamente los resultados futuros que ofrezca el experimento IAXO-D0, vamos a analizar el comportamiento y algunas de las características de los vetos que lo componen. En esta sección vamos a determinar la longitud de atenuación real de los vetos de IAXO-D0 comparándolos con los valores proporcionados por el fabricante. Estudiaremos también los efectos que tiene la radiación muónica con distintas distribuciones angulares y energéticas. Por último, se realizará una calibración de los vetos que nos permita interpretar correctamente los espectros que se obtengan en las mediciones con este experimento.

5.1. Longitud de atenuación

Los haces de partículas se ven atenuados cuando atraviesan alguno de los vetos del detector, es decir, la energía final se ve reducida frente a la incidente por un factor que depende de la composición del material. En este sentido, los distintos tipos de centelleadores plásticos presentan comportamientos diferentes ante su interacción con radiación. La respuesta que se encuentra es de dos coeficientes de atenuación que siguen la ecuación 5 [27]

$$I = I_1 e^{-\mu_1 x} + I_2 e^{-\mu_2 x}. \quad (5)$$

Para determinar las componentes de la atenuación de los vetos que conforman IAXO-D0 se ha utilizado como *trigger* un centelleador de $20 \times 15 \times 5$ cm colocado sobre la estructura del experimento y desplazándolo de forma que se encuentre a distintas distancias del tubo fotomultiplicador. En particular, el centelleador pequeño se ha situado encima del veto 21. Se mide entonces la posición del pico de muones en los espectros de cada una de las posiciones elegidas, representando la energía en función de estos valores, como se muestra en la figura 15. A continuación, mediante el ajuste de esta curva obtenemos la atenuación, dada cuando la energía se reduce en un factor e . El resultado del ajuste para los parámetros de la ecuación 5 es el que aparece en la tabla 5.

I_1	2006 ± 554
μ_1 (cm $^{-1}$)	309 ± 174
I_2	31340 ± 15090
μ_2 (cm $^{-1}$)	20 ± 4

Tabla 5: Valores obtenidos a partir del ajuste de los datos experimentales a la curva de la ecuación (5).

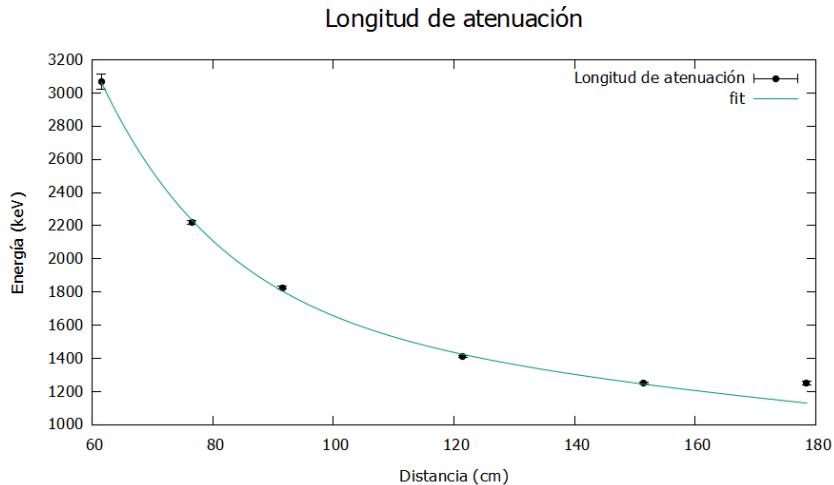


Figura 15: Longitud de atenuación que presentan los vetos que constituyen el experimento IAXO-D0 ante los muones interactuantes y que sigue la ecuación (5).

La ficha de datos de los centelleadores que se han empleado indica una componente más grande de la longitud de atenuación con valor de 4 m. Vemos que se ha visto reducida, lo cual puede deberse al desgaste por el tiempo. Los materiales plásticos pueden sufrir deterioro a nivel químico por simple exposición ambiental o por la interacción con luz de ciertas frecuencias como la ultravioleta: aparición de burbujas, pérdida de transparencia, etc. En este caso, el proveedor indicaba la posible reducción del factor de atenuación respecto al momento de fabricación. Además, en todas las variables los errores son significativos, superando el 20 % respecto al propio valor. Por otra parte, a pesar de que experimentalmente se han obtenido seis medidas, en el posterior análisis y ajuste únicamente se han utilizado las cinco primeras. Vemos que la última medición no se acopla adecuadamente a la curva, lo que podría indicar que está teniendo lugar reflexión en esa posición y por tanto no ser un punto válido para nuestro estudio. Todo

esto nos sugiere que para mejorar el resultado necesitamos mayor estadística de puntos o que el modelo que estamos utilizando no es completamente correcto.

5.2. Efectos de la distribución angular y energética

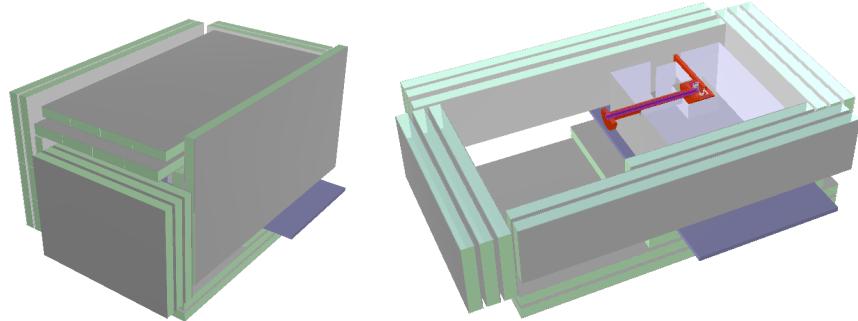


Figura 16: Geometría utilizada en las simulaciones sobre el estudio de vetos de IAXO-D0. Se puede apreciar la cámara de gas en la parte interior conectada al tubo de vacío y rodeada por 3 capas de vetos en cada lado.

Utilizando la geometría completa del experimento IAXO-D0 (figura 16), estudiamos a continuación el espectro simulado de energía depositada por muones en algunos de los vetos. Vamos a considerar haces con dos tipos de distribuciones angulares, isótropa y con ángulo sólido. En los dos casos el origen del haz de partículas primario lo situamos en el centro de la cámara de gas. En primer lugar, tomamos como volumen activo todo el montaje y como *trigger* la micro-megas, acoplada a la cámara. De esta forma, la señal registrada proviene de todos los detectores pero teniendo en cuenta que los eventos detectados serán aquellos que hayan interaccionado primeramente con la mesh. Vamos a ver cómo interactúan los muones con los centelleadores que componen la estructura y rodean la cámara.

Comenzamos lanzando los muones con orientación isótropa a una energía fija de 4 GeV, correspondiente a la energía media de estas partículas a nivel del mar. La energía del pico queda repartida entre los detectores que se encuentran en las capas inferiores y superiores a la cámara de gas desde la que realizamos el lanzamiento. Por lo tanto, conocido el número de vetos que la rodean sabemos la energía depositada en cada uno de estos dispositivos. Ya hemos visto que los muones pierden $2 \text{ MeV}/(\text{g/cm}^2)$ [25] y estamos considerando los mismos centelleadores que para el montaje más pequeño de la sección 2, con la misma densidad y grosor. Por todo ello, se espera un pico debido a los muones en una energía de 10 MeV. Los vetos están orientados de tal forma que los muones atraviesan el lado corto de 5 cm. No obstante, debemos tener en cuenta que si el muon no incide de manera perpendicular en esta cara del centelleador, el recorrido real será menor de 5 cm y el pico se encontrará ligeramente desplazado del valor teórico. Por ello las simulaciones siguientes se han realizado con el objetivo de determinar la posición real del pico de muones.

Manteniendo la energía anterior de 4 GeV pero variando la distribución angular de manera que dependa del cuadrado del ángulo, lo que encontramos es que la contribución de las partículas lanzadas verticalmente es mucho mayor que las que presentan un cierto ángulo respecto a esta orientación. Este hecho se puede comprobar analizando por separado el espectro que registra un voto de la capa superior y uno que se encuentre en el lateral del montaje. Para ello, debemos

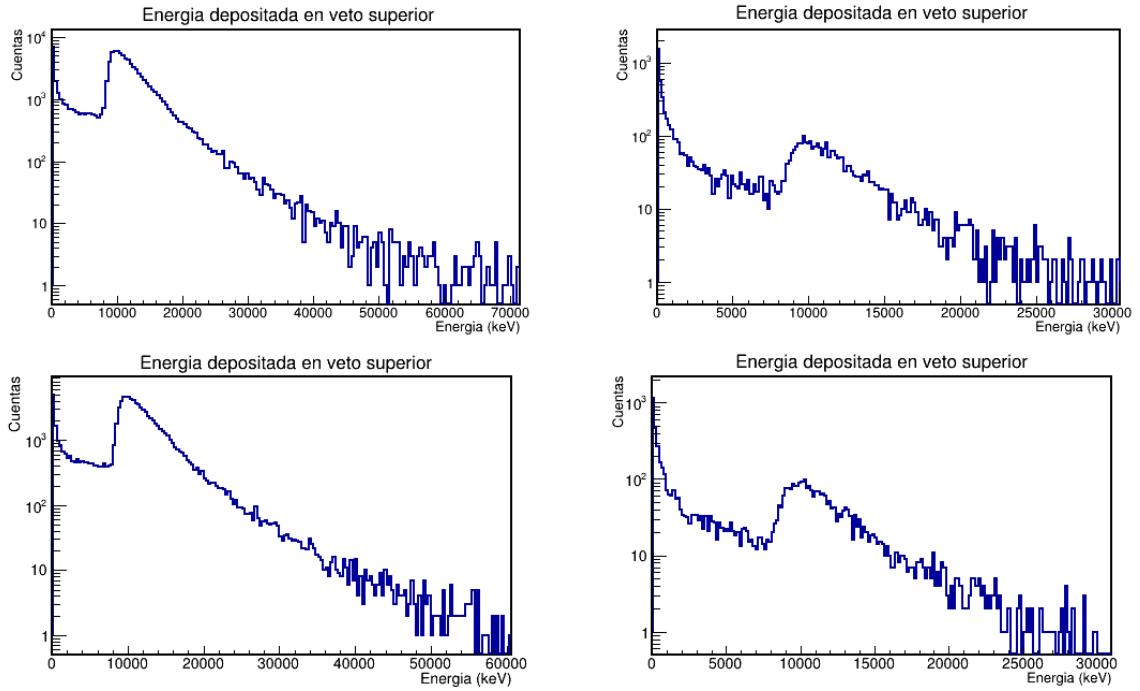


Figura 17: Comparación de las simulaciones de energía depositada en un voto superior en función de dos distribuciones angulares (isótropa y con ángulo sólido) y dos distribuciones energéticas (fija a 4 GeV y distribución de energía de los muones cósmicos). De arriba a abajo y de izquierda a derecha: isótropa y 4 GeV, ángulo sólido y 4 GeV, isótropa y muones cósmicos, ángulo sólido y muones cósmicos.

fijar como volumen sensible uno solo de estos vetos, para que los nuevos eventos sean medidas en coincidencia de la micromegas y el centelleador particular elegido. En las figuras 17 y 18 vemos que la conclusión obtenida es la misma, existe una mayor contribución de los muones que atraviesan la estructura verticalmente.

Queremos comparar también los histogramas obtenidos a energía fija con los de la distribución energética que siguen los muones cósmicos (según aparece en la figura 23). Para ello repetimos las simulaciones isótropa y con ángulo sólido variando la energía de los muones primarios. Observamos picos similares puesto que este valor no depende de la energía de entrada del muon si no de la energía que vaya depositando en la trayectoria. Además, la energía depositada y en consecuencia la posición del pico, dependerán del recorrido del muón dentro del centelleador. Lo que estamos registrando en todos los casos es el muon primario que no ha llegado a decaer en otras partículas porque la energía inicial no es lo suficientemente alta. Por otro lado, la posición del pico nos indica que la mayoría de las partículas han atravesado todo el blindaje depositando parte de su energía inicial en vetos. Unos pocos muones no consiguen traspasar la estructura y dejan toda su energía en los vetos más próximos al punto de origen.

Otro resultado curioso proviene de estudiar cuál es la energía total depositada en la cámara de gas de las partículas provenientes del voto de arriba y lateral que acabamos de ver. Para todas las distribuciones angulares y energéticas anteriores encontramos un doble pico (figura 19). Las posiciones de cada una de estas marcas vienen dadas por el poder de frenado de los muones según la dirección en la que atraviesan la cámara cilíndrica y teniendo en cuenta que la

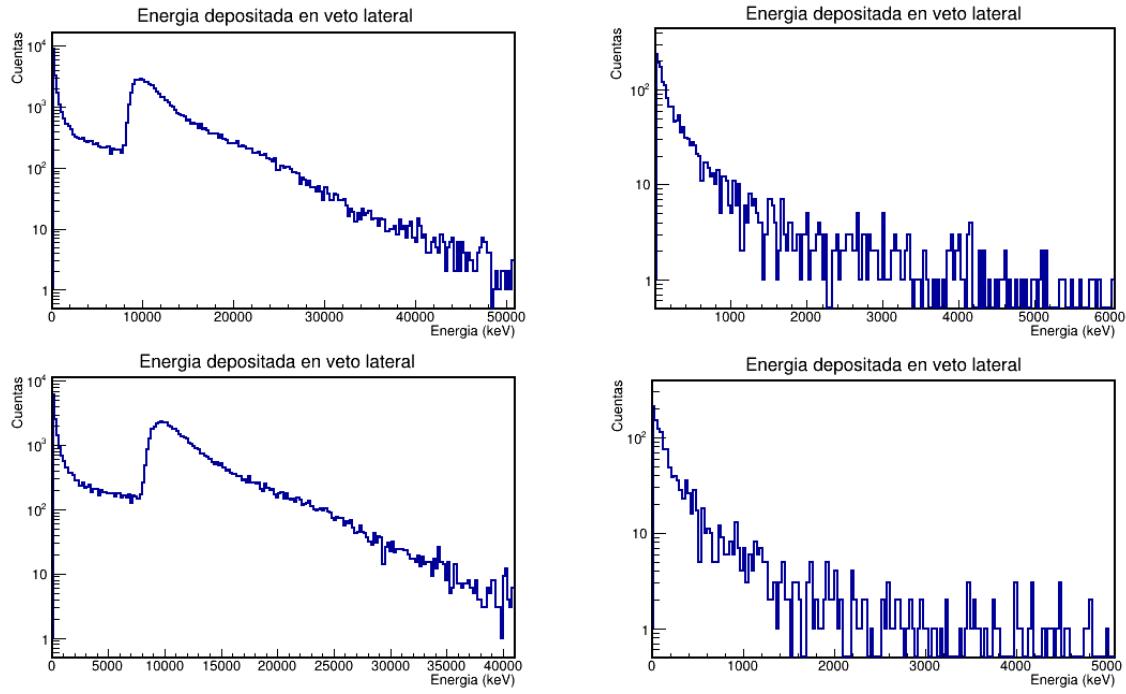


Figura 18: Comparación de las simulaciones de energía depositada en un voto lateral en función de dos distribuciones angulares (isótropa y con ángulo sólido) y dos distribuciones energéticas (fija a 4 GeV y distribución de energía de los muones cósmicos). De arriba a abajo y de izquierda a derecha: isótropa y 4 GeV, ángulo sólido y 4 GeV, isótropa y muones cósmicos, ángulo sólido y muones cósmicos.

densidad de esta es de $2,35 \times 10^{-3} \text{ g/cm}^3$ con dimensiones de 5 cm de radio y 3 cm de altura.

Por último vamos a realizar un análisis de las interacciones para obtener otros observables. Las gráficas asociadas a estos resultados se pueden ajustar mediante una función de Landau con un fondo lineal de la forma que se ve en la ecuación (6). Así, esta distribución describe la probabilidad de interacción de los muones con el detector.

$$p = \frac{1}{\pi c} \int_0^\infty e^{-t} \cos \left(t \left(\frac{x - \mu}{c} \right) + \frac{2t}{\pi} \log \left(\frac{t}{c} \right) \right) dt + mx + n \quad (6)$$

Las variables de la fórmula que tenemos que ajustar se corresponden a la amplitud c o altura del pico, a la energía o posición del pico μ y a la desviación estándar t , así como a los parámetros de la recta, pendiente m y ordenada n . En las figuras 20 y 21 observamos ejemplos de dos curvas simuladas y dos experimentales ajustadas.

5.3. Calibración de vetos

Los espectros obtenidos computacionalmente se pueden utilizar para calibrar los vetos. Así, se obtienen las medidas experimentales en forma de histogramas de energía, en lugar de canales, que es lo que nos proporciona la electrónica. Se busca comparar los centelleadores simulados con sus análogos en el montaje real final de IAXO-D0. Para ello debemos obtener un factor de calibración que nos relacione la energía con el canal. Este valor viene proporcionado por el

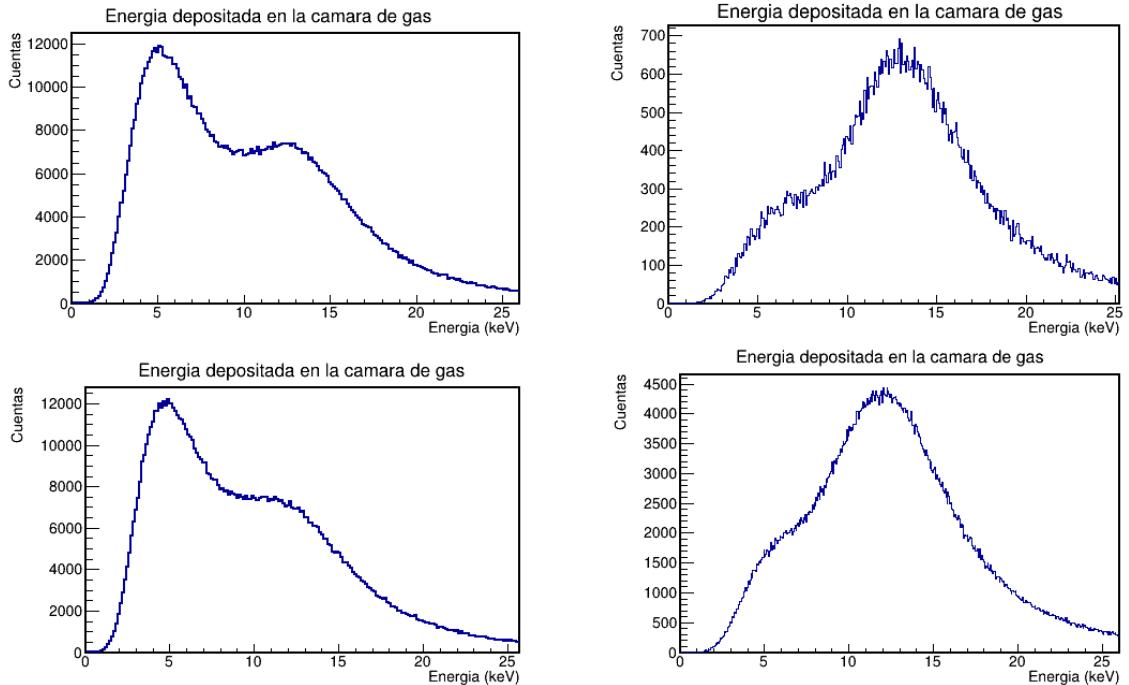


Figura 19: Comparación de las simulaciones de energía depositada en la cámara de gas en función de dos distribuciones angulares (isótropa y con ángulo sólido) y dos distribuciones energéticas (fija a 4 GeV y distribución de energía de los muones cósmicos). De arriba a abajo y de izquierda a derecha: isótropa y 4 GeV, ángulo sólido y 4 GeV, isótropa y muones cósmicos, ángulo sólido y muones cósmicos.

cociente entre la posición simulada del pico y la experimental. En la tabla 6 quedan recogidas las posiciones de los picos de los histogramas experimentales calibrados y sin calibrar junto con sus correspondientes factores de calibración y sus errores.

	Pico no calibrado (canal)	Pico calibrado (keV)	Factor de calibración (keV/canal)
Veto superior	1720 ± 3	10227 ± 29	$5,88 \pm 0,01$
Veto inferior	1101 ± 24	10042 ± 45	$9,09 \pm 0,21$

Tabla 6: Posiciones experimentales de los picos correspondientes al espectro de muones previamente calibrado y con calibración. El factor de calibración nos informa de la relación entre uno y otro valor.

Con esto ya podemos representar los resultados en una gráfica de cuentas frente a energía. En las figuras 20 y 21 se comparan los datos de las simulaciones con los del laboratorio, ajustados estos últimos también con la función de Landau descrita en la ecuación 6. En particular, los espectros simulados son los asociados a una distribución angular isotrópica y una distribución energética dada por los muones cósmicos. Se ha elegido esta opción por ser la más representativa de la situación real.

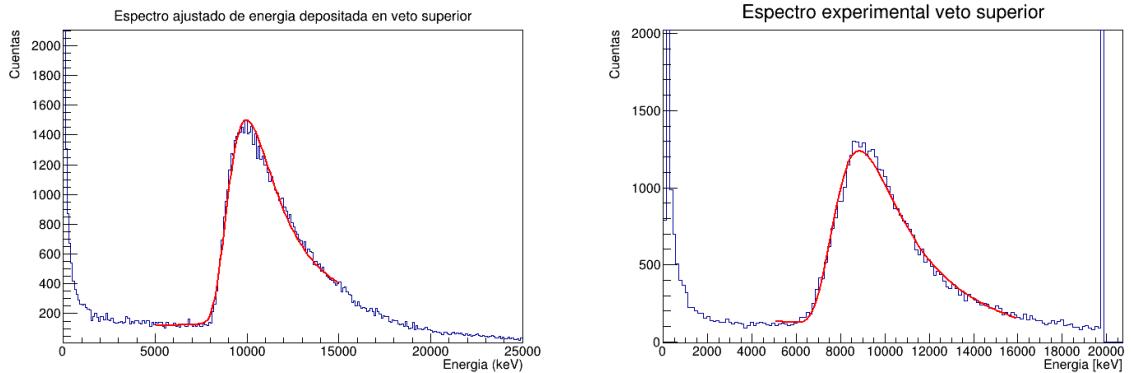


Figura 20: Comparación entre el espectro simulado ajustado de un voto superior y el resultado experimental, también calibrado y ajustado, del mismo voto en el montaje real.

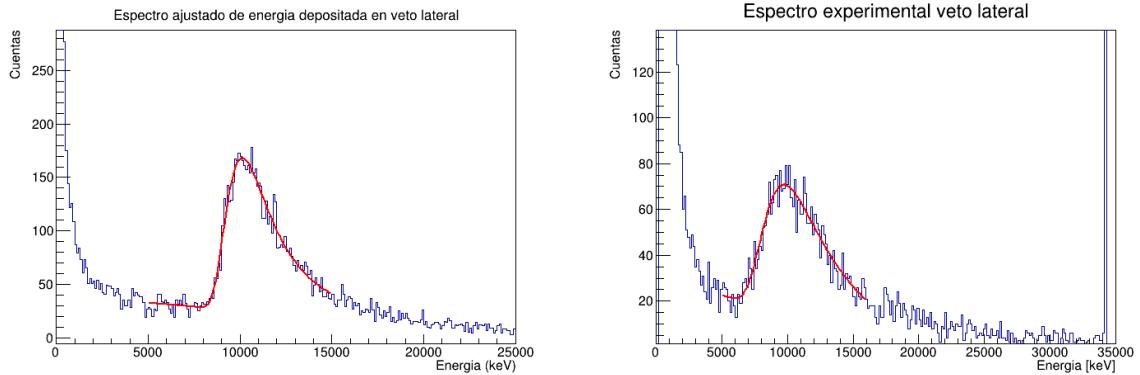


Figura 21: Comparación entre el espectro simulado ajustado de un voto lateral y el resultado experimental, también calibrado y ajustado, del mismo voto en el montaje real.

Las gráficas reflejan un mayor número de eventos en el caso de las simulaciones. Esto podría deberse a una sobreestimación de las contribuciones reales. Las mayores discrepancias ocurren en el pico. Teniendo en cuenta cómo se reparten las distintas partículas a lo largo del espectro: algunas partículas gamma y neutrones en la región de baja energía, muones y otros neutrones en la zona central y resto de partículas más energéticas (rayos gamma y neutrones de alta energía) en la parte alta; podemos pensar que hay muones y neutrones que no llegan a producir la medida en coincidencia. Esto nos indica que las distribuciones teóricas no son del todo acertadas. En el caso real tendremos más partículas que llegan con cierta inclinación y no son captadas por dos vetos.

6. Estado actual de IAXO-D0

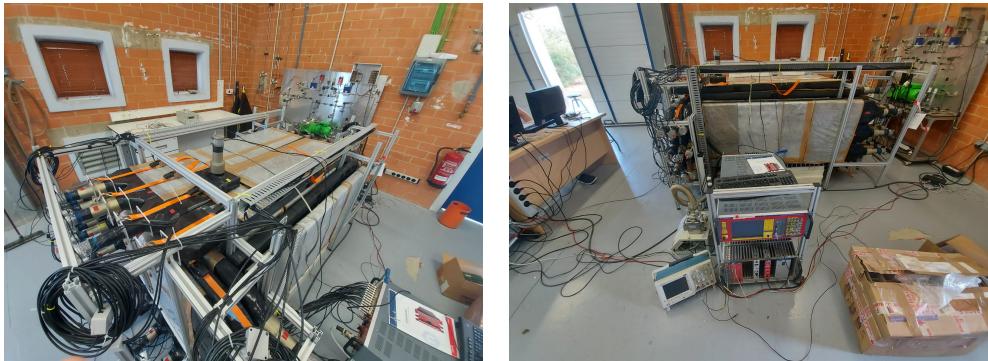


Figura 22: Imágenes del montaje de IAXO-D0 en el laboratorio de las instalaciones del *IAXO-LAB* en Zaragoza, donde se aprecia la orientación y disposición de los vetos.

Finalmente, vamos a revisar en qué estado se encuentra actualmente IAXO-D0, así como sus fases y perspectivas de futuro. En la figura 22 se pueden observar imágenes del montaje final con las implementaciones descritas en la Sección 1.3.2 de esta memoria. Actualmente el experimento está en fase de toma de datos del fondo radiactivo, que permiten estudiar la viabilidad de los componentes elegidos para su construcción de cara a conseguir los mejores resultados con BabyIAXO e IAXO. Se está haciendo un estudio completo del montaje en su conjunto pero también de los vetos de forma individualizada, con espectros resultantes como los de la sección previa. Así, se puede obtener más información que caracteriza la radiación incidente: dirección, componentes, etc.

Utilizando las simulaciones sobre la energía depositada en vetos individuales de la parte superior y lateral del montaje que se muestran en las figuras 17 y 18, se van a poder calibrar todos los vetos restantes. Así, será posible comparar correctamente los resultados obtenidos en el laboratorio con los computacionales en términos de energía.

Uno de los objetivos marcados por IAXO-D0 es la recogida de datos para demostrar que el sistema de vetos puede reducir también el fondo de las medidas debido a neutrones cósmicos de varias energías. Estos eventos pueden darse en mayor proporción que en el pequeño montaje estudiado con anterioridad, ya que, al poseer mayores cantidades de plomo, aumentarán las emisiones secundarias debidas a los neutrones. En este sentido y junto con los vetos, el uso de cadmio puede ser clave para eliminar estos flujos. Además, también se va a construir un segundo montaje análogo llamado en el Laboratorio Subterráneo de Canfranc (LSC), llamado IAXO-D1, que no tendrá blindaje activo con el fin de determinar qué parte del fondo tiene origen cosmogénico y cuál es radiación intrínseca proveniente, por ejemplo, de los materiales que constituyen la estructura.

7. Conclusiones

En este trabajo se han presentado las motivaciones que nos llevan a estudiar física más allá del Modelo Estándar para dar respuesta a fenómenos que las teorías actuales no pueden explicar. En particular, nos hemos centrado en el estudio de las propiedades del axión y ALPs como posibles candidatos a materia oscura, que suscitan cada vez más interés en el marco

de la cosmología actual. Se han descrito los métodos principales de detección de este tipo de partículas, comentando los resultados obtenidos por el experimento CAST y analizando las mejoras a implementar por su sucesor IAXO y los prototipos BabyIAXO e IAXO-D0. En estos proyectos se pone de manifiesto la importancia de un buen blindaje y la necesidad de identificar las formas de radiación que afectan a las medidas de eventos poco probables. En particular, este trabajo se ha centrado en estudiar el blindaje activo de IAXO-D0. Las contribuciones más relevantes en el fondo de radiación cósmica son los muones y los neutrones, pero también se han revisado los efectos de las partículas gamma. Para ello primero se ha estudiado un pequeño montaje formado por dos vetos iguales a los de IAXO-D0, separados por una capa de plástico y con dos variantes: con y sin una lámina de cadmio en la base. En este sentido se ha visto que la colocación de dicha lámina no era determinante en los resultados obtenidos por un experimento a esta escala. Podemos afirmar que, tanto los resultados experimentales como los computacionales, son los esperados y se muestran en concordancia entre sí. Por otro lado, el trabajo con el montaje completo de IAXO-D0 ha supuesto analizar el comportamiento de distintas distribuciones energéticas y angulares de muones con los detectores, caracterizar la longitud de atenuación de los vetos para conocer las pérdidas de energía que sufren los rayos cósmicos en ellos y finalmente la calibración de dichos centelleadores. Este último paso es muy importante en cualquier proyecto de este tipo ya que la electrónica no nos proporciona la información sobre energía, que es lo que nos interesa. Como brecha final de la memoria se ha expuesto el estado actual en el que se encuentra IAXO-D0, viendo que ya está tomando datos para estudiar el fondo de radiación y se han planteado sus objetivos de cara al futuro. Los resultados detallados en esta memoria servirán para calibrar todos los vetos de IAXO-D0 y para buscar posibles mejoras que implementar en IAXO y BabyIAXO.

Este trabajo me ha ayudado a comprender mejor la física detrás de los detectores, así como su funcionamiento experimental. Me ha ayudado a adquirir mayor desenvoltura en el laboratorio y a manejar herramientas informáticas de toma de datos y análisis. En general, he desarrollado mi capacidad de comprensión de resultados, buscando explicaciones a los sucesos observados.

Referencias

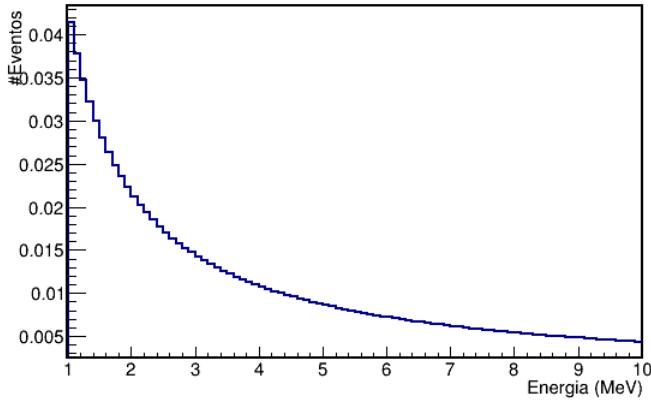
- [1] F. Zwicky, *The Redshift of Extragalactic Nebulae*, *Helvetica Physica Acta*. **6** (1933) 110-127
- [2] V. C. Rubin, *Dark Matter in Spiral Galaxies*, *Scientific American*. **248** 6 (1983) 96–109.
- [3] G. Bertone, D. Hooper and J. Silk, *Particle dark matter: evidence, candidates and constraints*, *Physics Reports*. **405** 5–6 (2005) 279-390
- [4] Planck Collaboration, *Planck 2013 results. XVI. Cosmological parameters*, *Astronomy Astrophysics*. **571** A16 (2014)
- [5] M. E. Peskin, *An introduction To Quantum Field Theory* [http://www.fulviofrisone.com/attachments/article/483/Peskin,%20Schroesder%20-%20An%20introduction%20To%20Quantum%20Field%20Theory\(T\).pdf](http://www.fulviofrisone.com/attachments/article/483/Peskin,%20Schroesder%20-%20An%20introduction%20To%20Quantum%20Field%20Theory(T).pdf)
- [6] I.G. Irastorza and J.Redondo, *New experimental approaches in the search for axion-like particles*, *Progress in Particle and Nuclear Physics*. **102** (2018) 89–159

- [7] R. D. Peccei and H. R. Quinn, *CP Conservation in the Presence of Pseudoparticles*, *Phys. Rev. Lett.* **38** (1977) 1440
- [8] M. Gorgetto and G. Villadoro, *Topological Susceptibility and QCD Axion Mass: QED and NNLO corrections*, *Journal of High Energy Physics.* **2019** 3 (2019) 1-22
- [9] H.-Y. Cheng, *The Strong CP Problem Revisited*, *Physics Reports.* **158** (1988) 1
- [10] J. E. Kim, *Light Pseudoscalars*, *Particle Physics and Cosmology*, *Physics Reports.* **150** 1–2 (1987) 1-177
- [11] D. J. E. Marsh, *Axion Cosmology*, *Physics Reports.* **643** (2016) 1-79.
- [12] A. Arvanitaki et al., *String Axiverse*, *Physical review D: Particles and fields.* **81** 12 (2009)
- [13] IAXO Collaboration, *Letter of Intent to the CERN SPSC The International Axion Observatory IAXO*, CERN-SPSC-2013-022 / SPSC-I-242. (2013)
- [14] J. Galán, *Exploring the Sun's core with BabyIAXO*, TAUP2021. (2021) https://indico.ific.uv.es/event/6178/contributions/15689/attachments/9316/12135/IAXO_TAUP_2021_Galan.pdf
- [15] IAXO Collaboration, *Conceptual Design of BabyIAXO, the intermediate stage towards the International Axion Observatory*, *Journal of High Energy Physics.* **2021** 137 (2021)
- [16] E. R. Chóliz, *Ultra-low background microbulk Micromegas x-ray detectors for axion searches in IAXO and BabyIAXO*, PhD thesis. Universidad de Zaragoza, 2019.
- [17] O. A. Luis Antonio, *Estudio de fondo y señal en BabyIAXO, prototipo del experimento IAXO (International AXion Observatory)*, TFM. Universidad de Zaragoza, 2020.
- [18] F.J. Iguaz et al., *New developments in Micromegas Microbulk detectors*, *Physics Procedia* 37 (2012) 448–455
- [19] Cosmic Rays at Earth Editor: P.K.F. Grieder Elsevier Science Published Date: 27th July 2001.
- [20] <https://www.crystals.saint-gobain.com/products/bc-408-bc-412-bc-416>
- [21] <http://fpsalmon.usc.es/genp/doc/escuela/seminarios/transparencias/G4IntroEnglish.pdf>
- [22] <https://root.cern/primer/>
- [23] J. F. Ziegler, *Terrestrial cosmic rays*, *Ibm Journal of Research and Development.* **40** 1 (1996) 19-40
- [24] https://physics.nist.gov/cgi-bin/Star/e_table.pl
- [25] <http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/Particles/muonatm.html>
- [26] <https://eljentechnology.com/products/plastic-scintillators/ej-200-ej-204-ej-208-ej-212>
- [27] W. C. Kaiser and J. A. M. de Villiers, *Relative Light Output Evaluation of Different Commercial Plastic Scintillators*, *IEEE Transactions on Nuclear Science.* **11** 3 (1964) 29–37

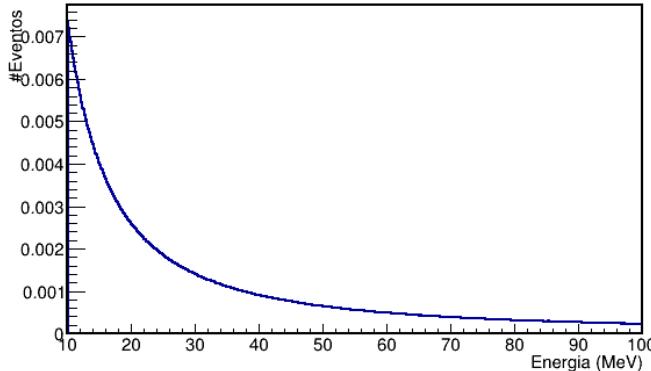
Anexo

Este Anexo recoge diversas gráficas referenciadas por el texto sobre la distribución energética de los rayos cósmicos y la energía depositada, la sección transversal y longitudinal de los vetos

Distribucion de energia de las gammas cosmicas de baja energia a nivel del mar



Distribucion de energia de las gammas cosmicas de media energia a nivel del mar



Distribucion de energia de las gammas cosmicas de alta energia a nivel del mar

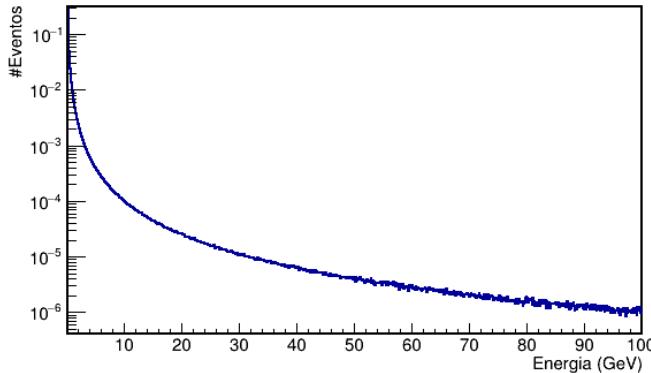
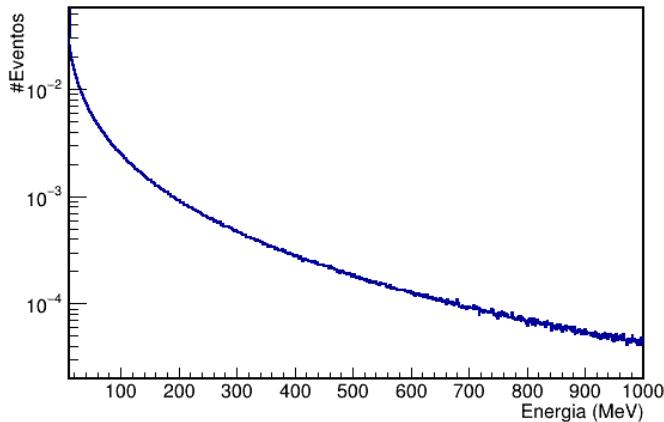
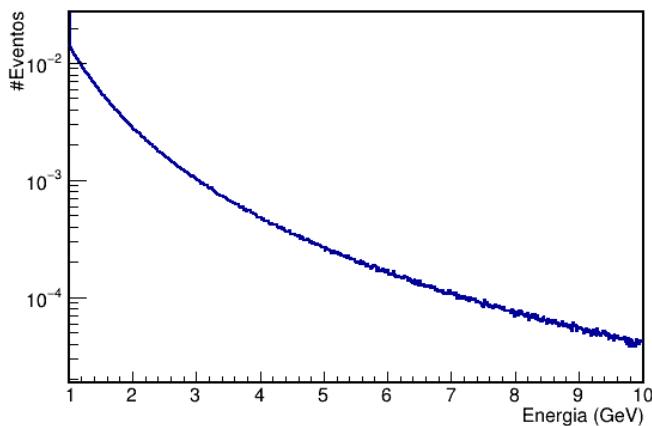


Figura 23: Espectros considerados para las distribuciones de energía a nivel del mar de la radiación gamma cósmica de alta (arriba), media (centro) y baja (abajo) energía normalizados a la unidad.

Distribucion de energia de los neutrones cosmolicos a nivel del mar



Distribucion de energia de los neutrones del alta energia a nivel del mar



Distribucion de energia de los muones cosmolicos a nivel del mar

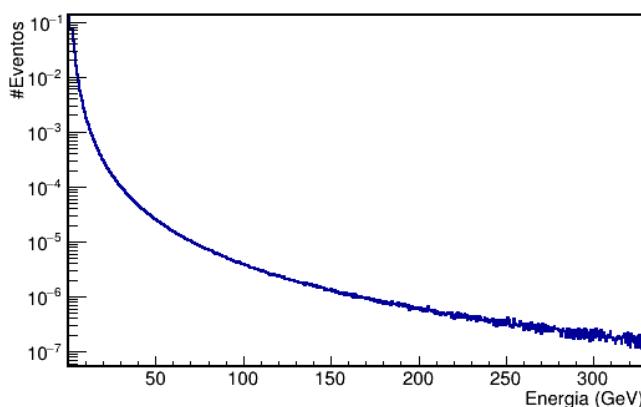


Figura 24: Espectros considerados para las distribuciones de energía a nivel del mar de los neutrones cósmicos de baja (arriba) y alta (centro) energía y de los muones cósmicos (abajo) normalizados a la unidad.

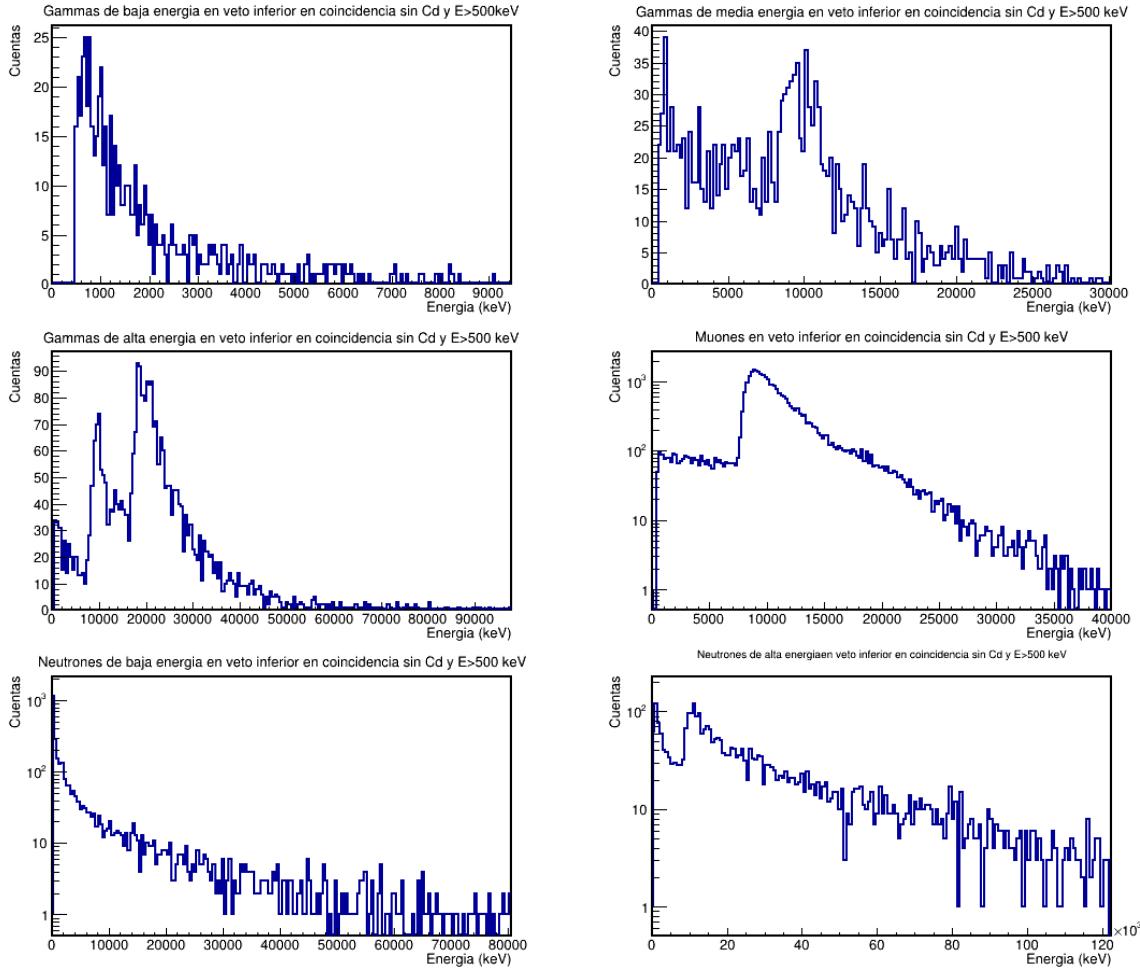


Figura 25: Simulaciones de la energía depositada en el voto inferior en el montaje sin cadmio y con valor umbral de 500 keV. De arriba a abajo y de izquierda a derecha, las medidas en coincidencia corresponden a las siguientes partículas cósmicas: gammas de baja energía, gammas de media energía, gammas de alta energía, muones, neutrones de baja energía y neutrones de alta energía.

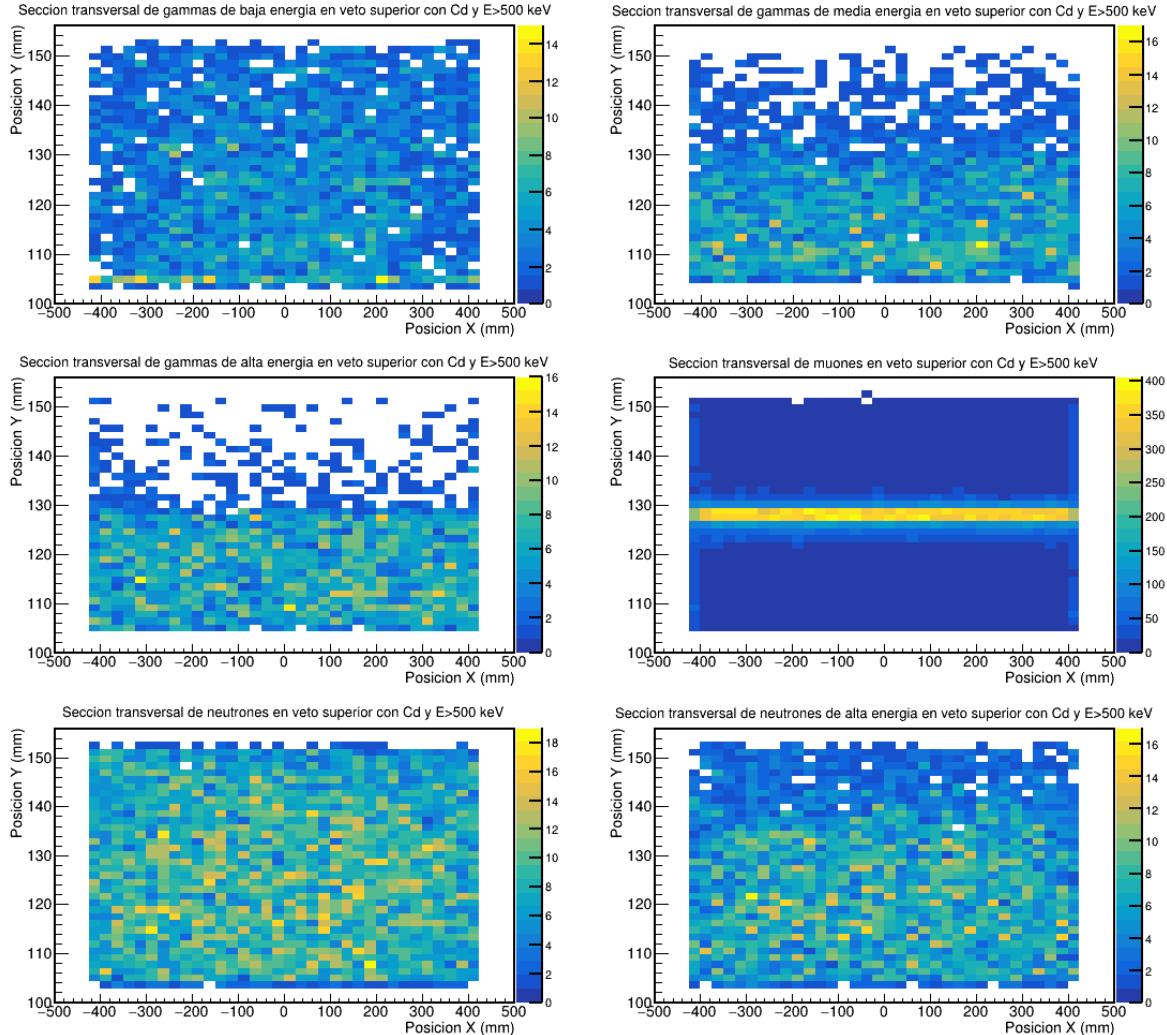


Figura 26: Simulaciones de la sección transversal (plano XY) en el veteo superior en el montaje con cadmio y con valor umbral de 500 keV. De arriba a abajo y de izquierda a derecha, las gráficas se corresponden a las siguientes partículas cósmicas: gammas de baja energía, gammas de media energía, gammas de alta energía, muones, neutrones de baja energía y neutrones de alta energía.

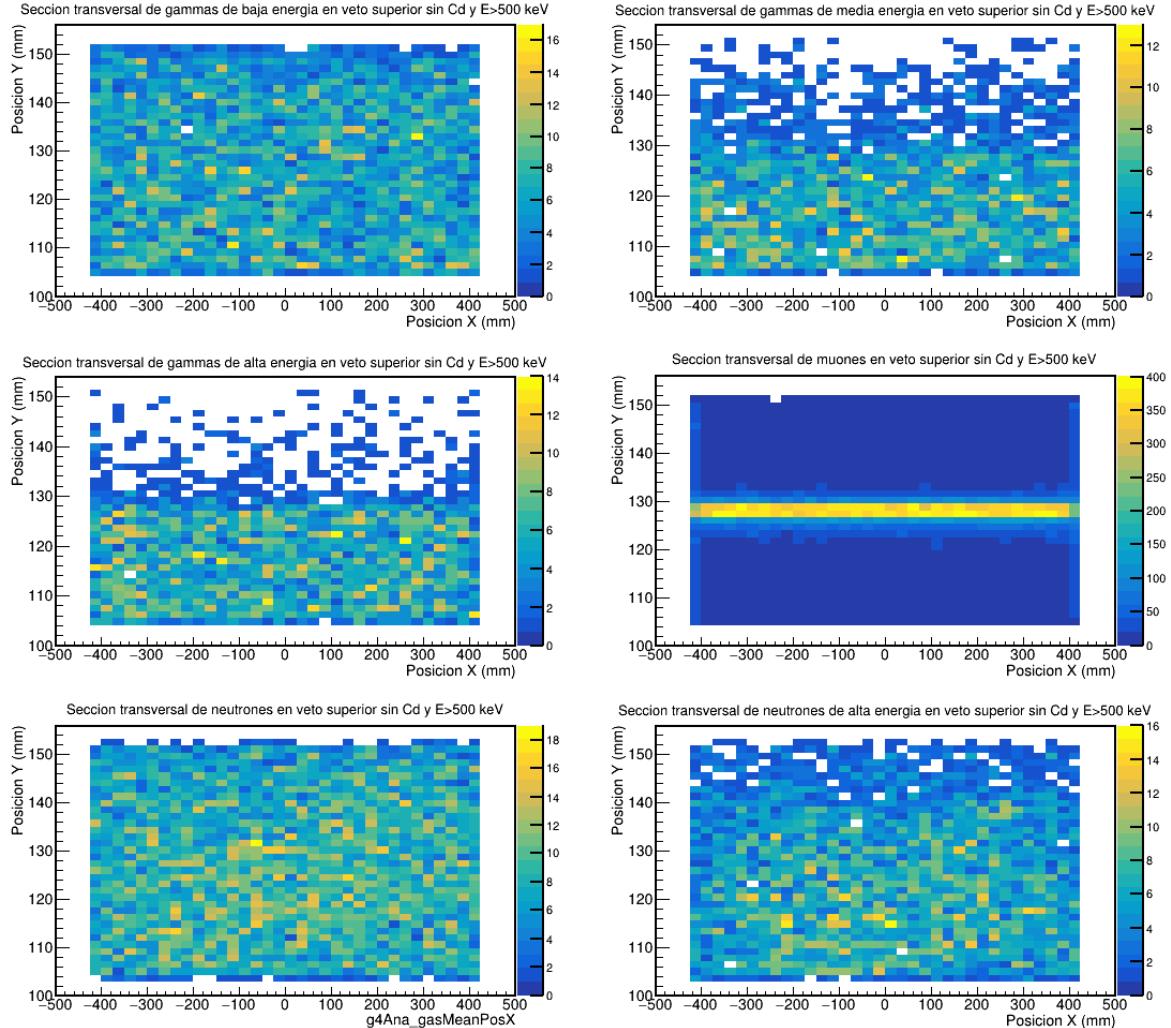


Figura 27: Simulaciones de la sección transversal (plano XY) en el vето superior en el montaje sin cadmio y con valor umbral de 500 keV. De arriba a abajo y de izquierda a derecha, las gráficas se corresponden a las siguientes partículas cósmicas: gammas de baja energía, gammas de media energía, gammas de alta energía, muones, neutrones de baja energía y neutrones de alta energía.

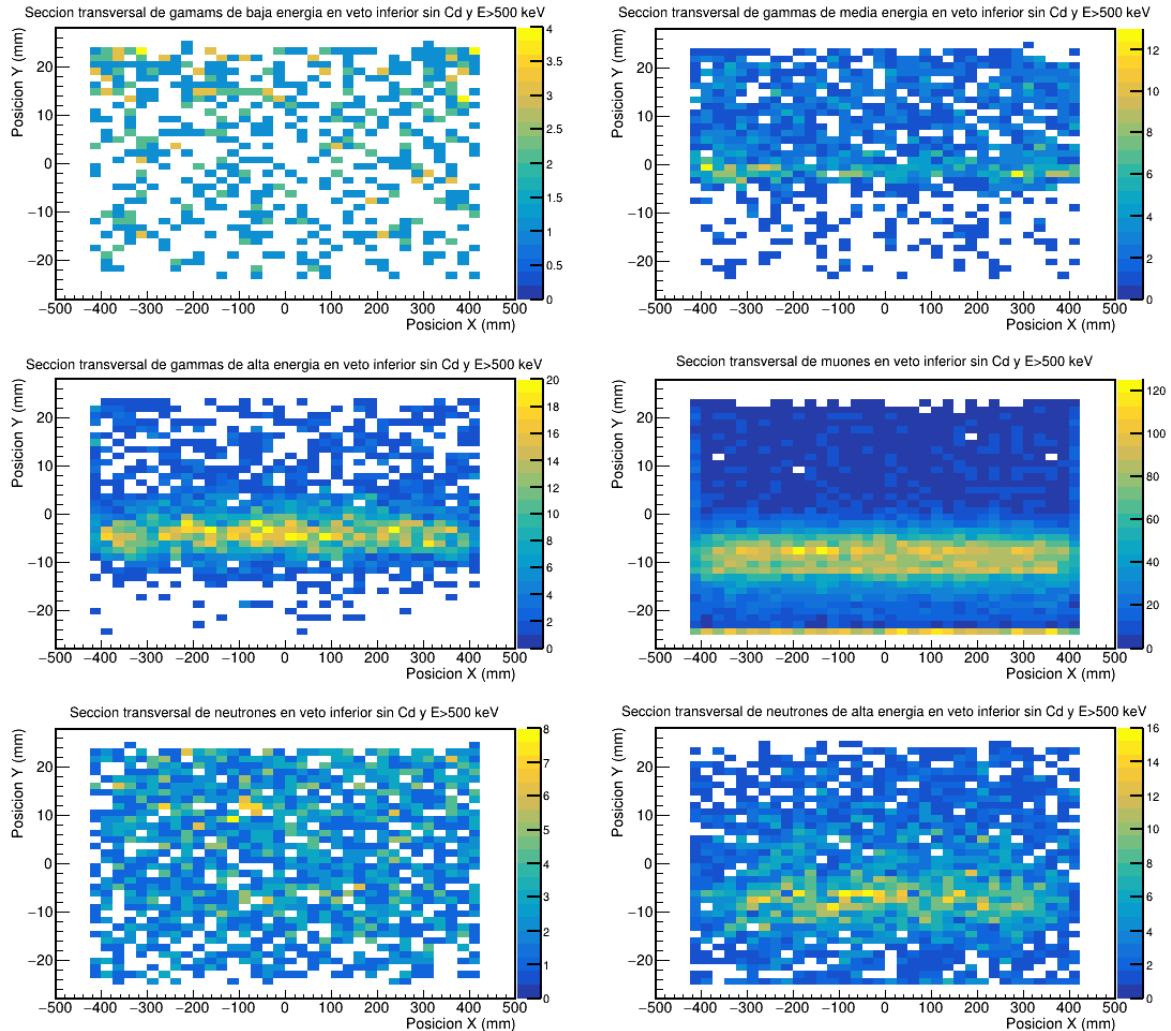


Figura 28: Simulaciones de la sección transversal (plano XY) en el voto inferior en el montaje sin cadmio y con valor umbral de 500 keV. De arriba a abajo y de izquierda a derecha, las gráficas se corresponden a las siguientes partículas cósmicas: gammas de baja energía, gammas de media energía, gammas de alta energía, muones, neutrones de baja energía y neutrones de alta energía.

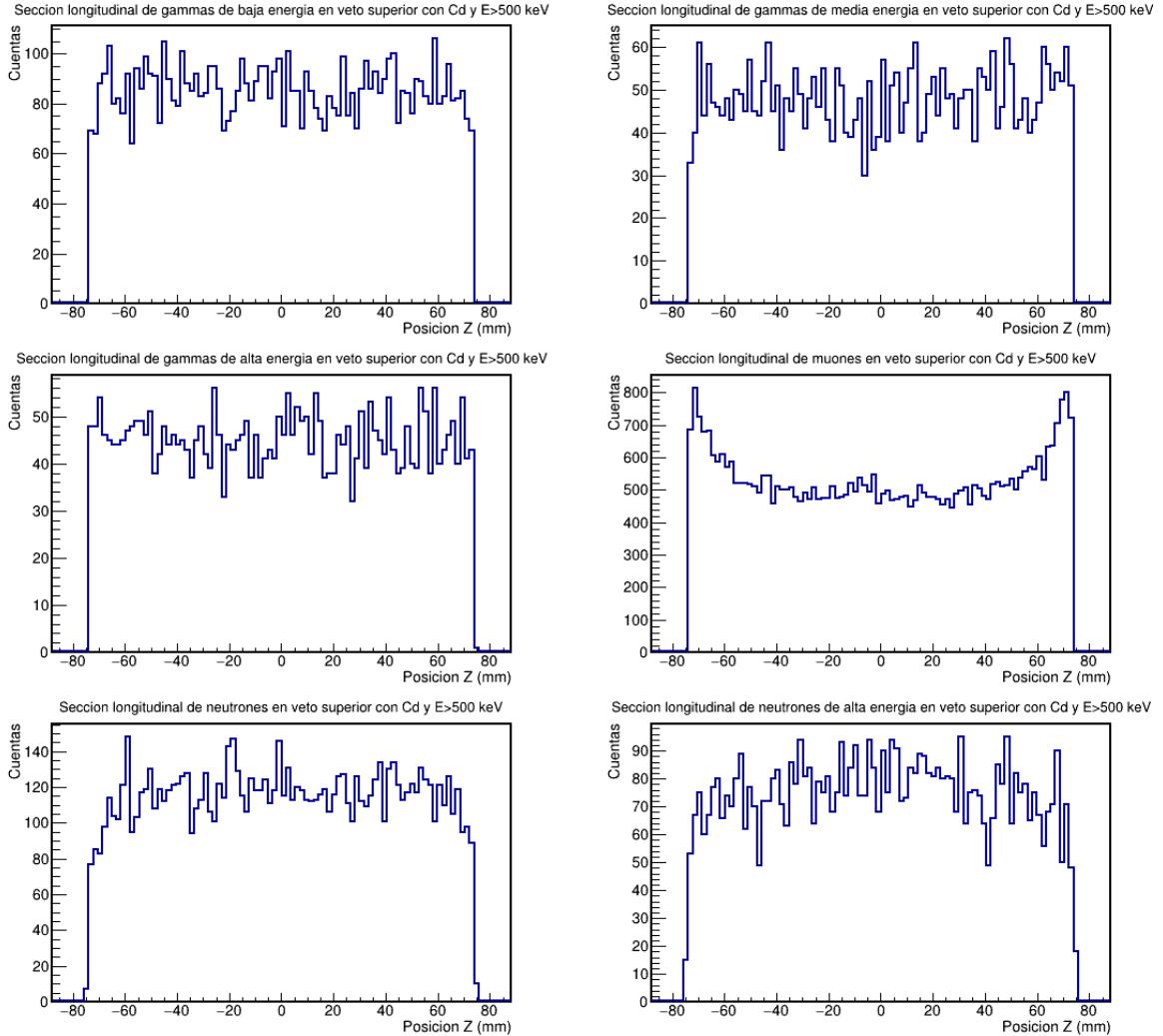


Figura 29: Simulaciones de la coordenada longitudinal Z en el voto superior en el montaje con cadmio y con valor umbral de 500 keV. De arriba a abajo y de izquierda a derecha, las gráficas corresponden a las siguientes partículas cósmicas: gammas de baja energía, gammas de media energía, gammas de alta energía, muones, neutrones de baja energía y neutrones de alta energía.

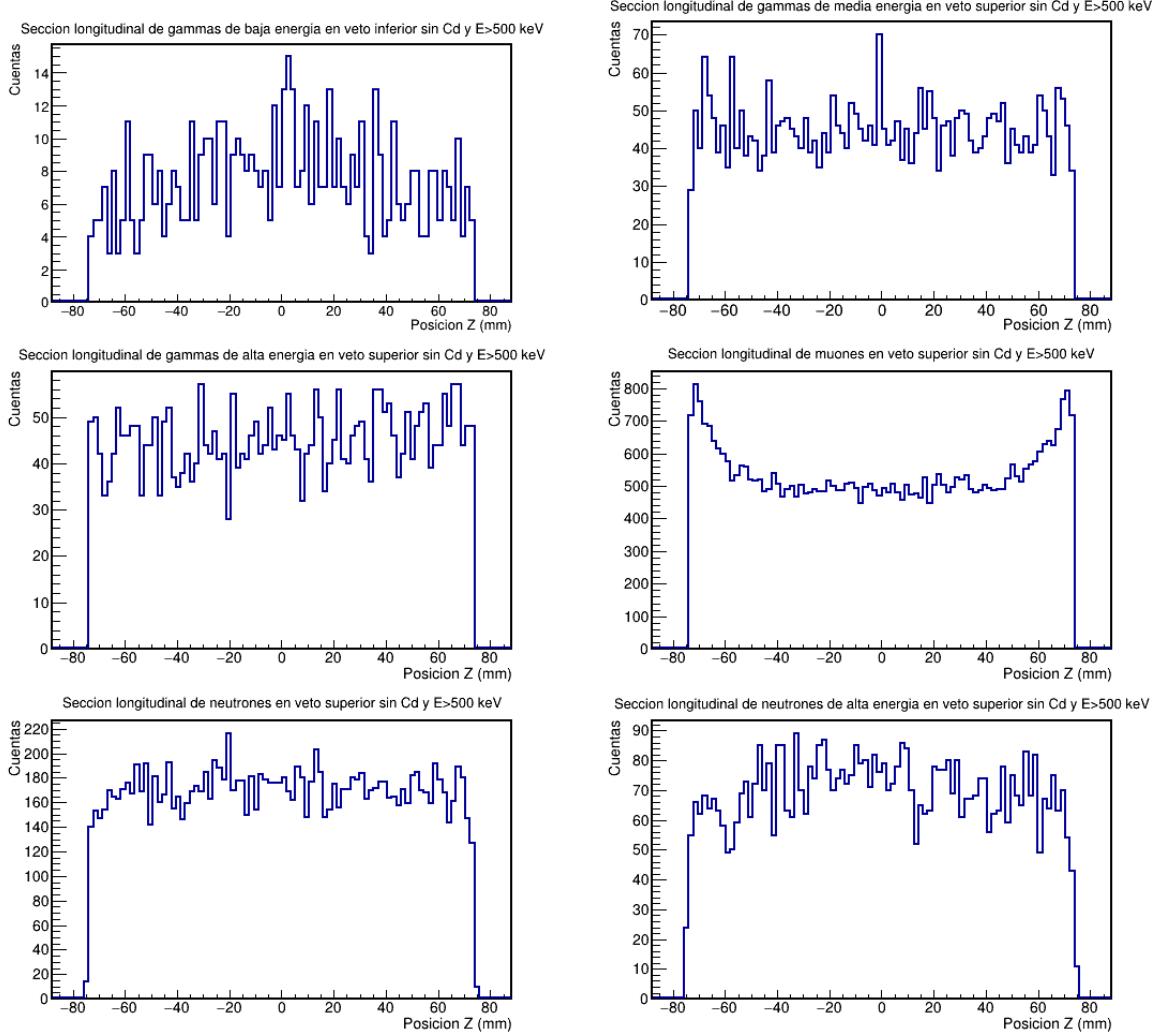


Figura 30: Simulaciones de la coordenada longitudinal Z en el voto superior en el montaje sin cadmio y con valor umbral de 500 keV. De arriba a abajo y de izquierda a derecha, las gráficas corresponden a las siguientes partículas cósmicas: gammas de baja energía, gammas de media energía, gammas de alta energía, muones, neutrones de baja energía y neutrones de alta energía.

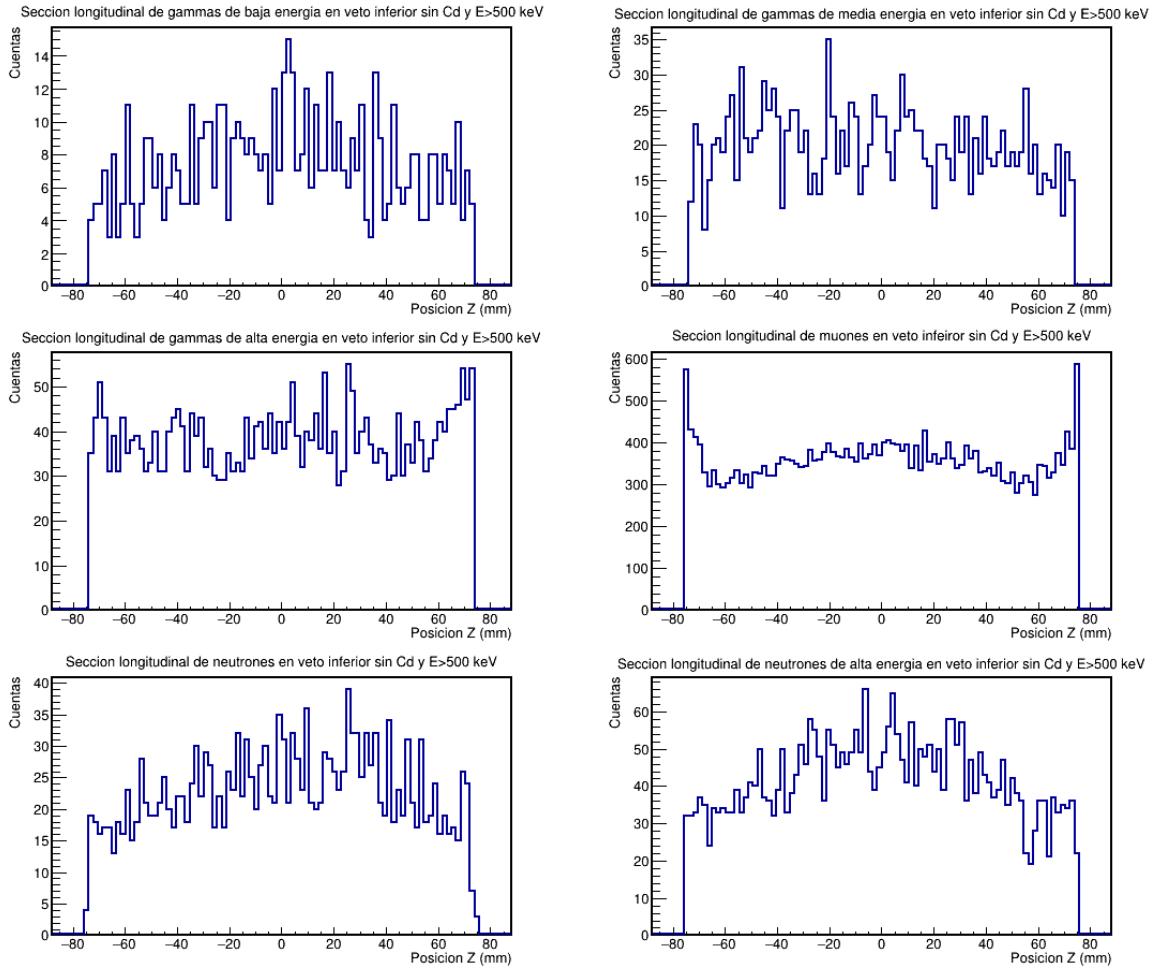


Figura 31: Simulaciones de la coordenada longitudinal Z en el voto inferior en el montaje sin cadmio y con valor umbral de 500 keV. De arriba a abajo y de izquierda a derecha, las gráficas corresponden a las siguientes partículas cósmicas: gammas de baja energía, gammas de media energía, gammas de alta energía, muones, neutrones de baja energía y neutrones de alta energía.

Energia depositada en el vete superior sin Cd

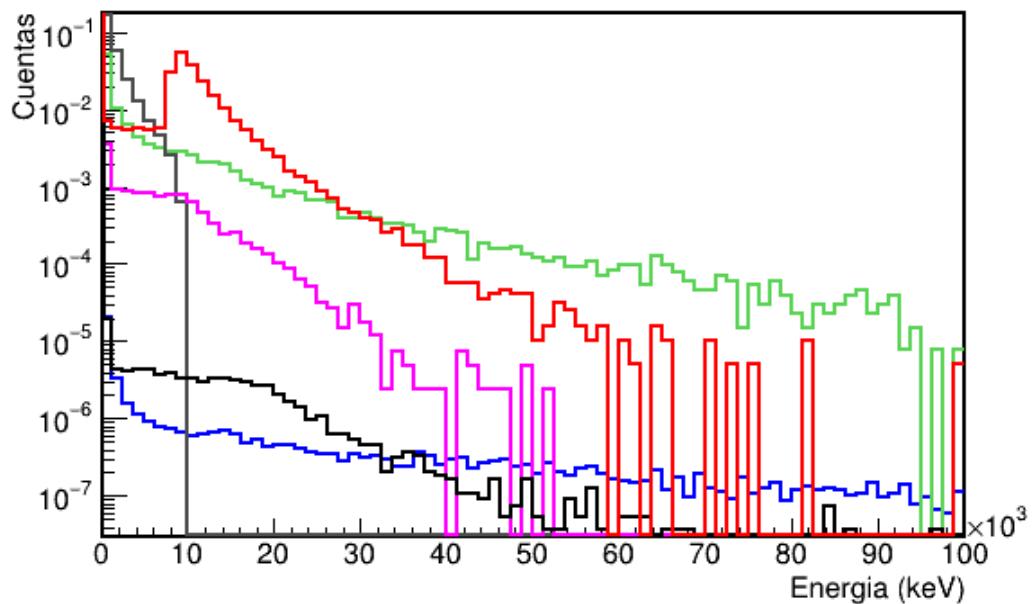


Figura 32: Simulaciones de la energía depositada en el vete superior en el montaje sin cadmio. Se comparan las siguientes partículas: rayos gammas de baja (gris), media (rosa) y alta (negro) energía, muones (rojo) y neutrones de baja (verde) y alta (azul) energía.