



**Universidad**  
Zaragoza



**Facultad de Ciencias**  
**Universidad Zaragoza**

TRABAJO FIN DE GRADO

GRADO EN FÍSICA

---

# Experimento IAXO para la detección de axiones: señal y fondo en el prototipo IAX0-D0

---

*Autor:*

TAMARA PARDO YANGUAS

*Directores:*

DR. IGOR GARCÍA IRASTORZA

DR. JAVIER ALBERTO GALÁN LACARRA

Departamento de Física Teórica

Área de Física Atómica, Molecular y Nuclear

Facultad de Ciencias, Universidad de Zaragoza

Junio de 2020

## Resumen/ *Abstract*

En esta memoria se lleva a cabo una introducción al mundo axiónico, analizando el surgimiento de esta partícula hipotética, sus propiedades, su candidatura como Materia Oscura y las principales estrategias de detección directa, entre las que destaca IAXO, helioscopio de cuarta generación en el que se centra este trabajo, cuyo objetivo es valorar si es factible en términos de sensibilidad y ganancia el cambio del gas activo del detector de argón a xenón para disminuir el nivel de fondo y mejorar la eficiencia del conjunto. En base a los resultados arrojados por la cámara TREX-0 en la comparación de ganancias relativas máximas entre la mezcla de Ar+2%Iso y distintas mezclas de Xe+Ne+Iso, se plantean dos hipótesis acerca del factor de ganancia entre ambas mezclas, una menos conservadora que la otra, cuya confirmación exige futuras medidas por parte de la colaboración.

*This essay proposes an introduction to the axionic world and analyzes the emergence of this hypothetical particle, its properties, its candidature as Dark Matter and the main strategies for its direct detection. Regarding this detection strategies, it is worth considering IAXO, a fourth generation helioscope which is the main focus of this study that aims at evaluating whether the change of the active gas of the detector from argon to xenon is feasible in terms of sensitivity and gain, thus diminishing the background noise and improving the final efficiency. Based on the results obtained by the TREX-0 camera in the comparison between the maximum relative amplification gain in Ar+2 %Iso and in Xe+Ne+Iso mixtures, two hypotheses are proposed concerning the gain factor between both mixtures, one of them less conservative than the other which will be subject to further observations and discussion.*

# Índice

<b>1. Introducción</b>	<b>1</b>
<b>2. Más allá del Modelo Estándar</b>	<b>2</b>
2.1. El problema CP fuerte . . . . .	2
2.2. El mecanismo de Peccei-Quinn . . . . .	3
2.3. Propiedades del axión . . . . .	4
<b>3. El axión como candidato a Materia Oscura</b>	<b>5</b>
<b>4. Detección de axiones</b>	<b>6</b>
4.1. Experimento IAXO . . . . .	9
<b>5. Parte experimental</b>	<b>11</b>
5.1. Objetivos . . . . .	11
5.2. Montaje experimental . . . . .	12
5.3. Caracterización de la Micromegas . . . . .	13
5.3.1. Transmisión electrónica . . . . .	13
5.3.2. Ganancia . . . . .	14
5.3.3. Resolución en energía . . . . .	16
<b>6. Simulaciones</b>	<b>18</b>
6.1. Velocidad de deriva . . . . .	18
6.2. Difusión longitudinal y transversal . . . . .	20
<b>7. Conclusión</b>	<b>24</b>
<b>8. Bibliografía</b>	<b>25</b>

## 1. Introducción

El Modelo Estándar es actualmente la teoría que mejor describe el conocimiento recogido hasta la fecha en Física de Partículas. Aunque el descubrimiento del bosón de Higgs en 2012 reforzó la validez de este marco teórico al explicar la generación de la masa a través de interacciones, existen cuestiones todavía sin resolver por las que el Modelo Estándar no es una teoría fundamental completa al no ofrecer una imagen íntegra del mundo subatómico. El interés con dar con los componentes de la Materia Oscura ha motivado a la comunidad científica en los últimos años a dedicar gran parte de sus esfuerzos en explorar nuevas especies de partículas asociadas con simetrías presentes a altas energías en extensiones del Modelo Estándar.

En esta memoria se realiza, en primer lugar, una búsqueda bibliográfica del axi3n como partícula hipot3tica que surge de aplicar el mecanismo de Peccei-Quinn al problema de simetría de carga-paridad de la Cromodinámica Cuántica. Se analiza su surgimiento, sus propiedades, su propuesta como especie constituyente de la Materia Oscura y las principales estrategias de detección. La experiencia acumulada en los proyectos<sup>1</sup> y el objetivo incesante de mejorar los límites impuestos a los atributos del axi3n, han motivado el desarrollo de IAXO (*The International AXion Observatory*), un helioscopio de axiones de cuarta generaci3n con la mayor sensibilidad presente hasta la fecha en un telescopio que permitirá rastrear regiones del espacio de parámetros hasta ahora inexploradas con gran potencial de dar con el axi3n, si éste finalmente existe.

En segundo lugar, se lleva a cabo un trabajo experimental para analizar si es viable el cambio del gas activo del detector de IAXO de arg3n a xen3n, correcci3n con la que se pretende disminuir el ruido de fondo ofreciendo una ganancia suficiente, siendo el objetivo general del proyecto IAXO reducirlo hasta  $10^{-7}$  o incluso  $10^{-8}$  cuentas/keV/cm<sup>2</sup>/s. Para ello, se caracterizará el detector gaseoso utilizado, una Micromegas, la cual representa la estructura de amplificaci3n usada en CAST (*CERN Axion Solar Telescope*) y en su análogo IAXO-D0, el prototipo del detector de IAXO, en funci3n de la transmisi3n electr3nica, la ganancia y la resoluci3n en energía. Combinando el factor de ganancia que se obtiene en este estudio entre las mezclas probadas de Xe+Iso y Xe+Ne+Iso con la ratio de ganancias obtenida previamente en CAST entre Ar+2.3%Iso y Xe+1.5%Iso, se establecerá, por extensi3n, una hip3tesis acerca del factor de ganancia entre las mezclas de Ar+Iso y Xe+Ne+Iso. Adem3s, se expondrá una segunda versi3n más optimista seg3n la cual las mezclas de xen3n podrían conseguir ganancias similares a las de arg3n. En tercer lugar, se simulan como futura referencia para la interpretaci3n de resultados las principales propiedades macroscópicas de transporte de electrones en gases debido a un campo el3ctrico externo: la velocidad de deriva y los coeficientes de difusi3n longitudinal y transversal.

Las conclusiones derivadas de este trabajo tendrán una consecuencia directa en los planes formales del Grupo de Física Nuclear y Astropartículas de la Universidad de Zaragoza, al condicionar la decisi3n del gas (arg3n o xen3n) que se va a utilizar en la toma de datos que tiene previsto realizarse en CAST desde finales de junio. Estas medidas, junto con las que proporcione IAXO-D0, que ya se encuentra en funcionamiento en Zaragoza, deberán ser analizadas en paralelo para decidir si las nuevas mezclas cumplen los objetivos de la colaboraci3n en lo relativo a bajo fondo, sensibilidad y ganancia, y deben, por tanto, emplearse en IAXO.

---

<sup>1</sup>Véase Secci3n 4

## 2. Más allá del Modelo Estándar

El Modelo Estándar es uno de los logros más importantes de la ciencia del siglo XX al describir con gran exactitud en una sola teoría las partículas elementales del mundo subatómico y las interacciones fundamentales entre ellas. A pesar de que la comunidad científica reconoce su trascendencia y éxito, el Modelo Estándar está en constante proceso de revisión debido a las observaciones experimentales para las que no ofrece una explicación adecuada.

Por un lado, el Modelo Estándar incorpora tres de las cuatro fuerzas fundamentales, incluyendo la teoría de interacción fuerte (Cromodinámica Cuántica o QCD) y la electrodébil, y omitiendo, por tanto, la gravedad. Además, la teoría no explica el origen de la Materia Oscura y de la Energía Oscura, ni de la masa de los neutrinos, ni aclara la asimetría materia-antimateria.

Por otro lado, la teoría cuenta con algunos problemas de naturalidad que no impiden su funcionamiento, pero que suponen una falta de comprensión que ha motivado a los físicos teóricos a sospechar que la teoría está incompleta. Entre el problema de jerarquía y del origen de las constantes físicas fundamentales del modelo, se encuentra el problema CP fuerte, o por qué las interacciones fuertes parecen no violar la simetría carga-paridad.

### 2.1. El problema CP fuerte

Una ley física tiene simetría CP (carga-paridad) cuando es igualmente válida después de intercambiar cada partícula por su antipartícula (simetría C o conjugación de carga) e invertir sus coordenadas espaciales (simetría P o paridad). A día de hoy, aunque desde los años 60 es conocido que la interacción electrodébil viola CP, no se ha observado experimentalmente la ruptura de la simetría CP en las interacciones fuertes [1].

La violación de la simetría CP fuerte está presente en uno de los términos del lagrangiano QCD, que es un sector del lagrangiano del Modelo Estándar que explica la interacción fuerte, es decir, la interacción entre quarks para formar hadrones.

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

donde  $G^{\mu\nu a}$  es el campo del gluón,  $\tilde{G}_{\mu\nu a}$  su dual y  $\alpha_s$  la constante de acoplamiento fuerte.

El parámetro  $\bar{\theta}$  es un término no perturbativo que no aparece en los cálculos habituales, pero que, sin embargo, predice un momento dipolar eléctrico para protones y neutrones como consecuencia de la dinámica de los quarks. Las medidas experimentales corroboran sistemáticamente la no observación de momento dipolar eléctrico para neutrones [2]. Como en el laboratorio nunca se mide un cero absoluto, se determina que esta propiedad debe ser menor que la precisión de la instrumentalización utilizada en el proceso de medida, lo que se traduce en una cota superior para el parámetro  $\bar{\theta}$  relacionada con esta resolución,  $|\bar{\theta}| \leq 10^{-10}$ .

La conclusión a la que se llega es que el parámetro  $\bar{\theta}$ , o no existe, o es extremadamente pequeño. El carácter no perturbativo de esta constante alenta la posibilidad de excluir este término de la ecuación maestra, pues, si  $\bar{\theta} = 0$ , el lagrangiano QCD respeta la simetría CP y la física sigue describiéndose correctamente. Sin embargo, se advierte la necesidad de encontrar una razón muy fuerte para hacerlo si este término con las simetrías conocidas no está prohibido. La razón subyacente es la comunicación entre los sectores del lagrangiano [3], pues no son estancos, es decir, hay términos del sector electrodébil que involucran a los quarks, pues estas partículas interactúan fuerte pero también electrodébil. Por ello, al introducir los términos de QCD en el lagrangiano del Modelo Estándar, el sector electrodébil genera de forma automática el término  $\mathcal{L}_{\bar{\theta}}$  que viola CP, lo cual es natural porque el sector electrodébil rompe esta simetría. En consecuencia,  $\bar{\theta}$  es realmente la suma de dos contribuciones, la de la propia QCD y la que proviene de la matriz de masas de sector electrodébil resultado de los acoplos de Higgs-Yukawa.

De esta manera,  $\bar{\theta}$  corresponde al parámetro  $\theta$  de la QCD, el ángulo  $\theta$  del vacío, uno de los parámetros fundamentales del Modelo Estándar entre los que se encuentran las masas de las partículas elementales, las constantes de acoplamiento o los parámetros del Higgs, entre otros. Esta veintena de números son a día de hoy lo más fundamental del conocimiento, pues se trata de números que no se pueden predecir que, una vez incorporados al lagrangiano inferido por la física observada en el laboratorio, permiten predecir el resto de parámetros de la Física de Partículas (secciones eficaces, niveles de energía..), y derivar el movimiento. El método operativo seguido en esta rama de la física consistirá en realizar medidas experimentales para comprobar si los resultados obtenidos coinciden o no con las predicciones teóricas, en cuyo caso negativo se describirían nuevas partículas más allá del Modelo Estándar.

Se puede decidir postular que debe haber alguna simetría en la naturaleza que fuerza que el parámetro  $\theta$ , aunque sea fundamental, sea cero o más pequeño que lo que indica el experimento,  $\bar{\theta} \leq 10^{-10}$ , manteniendo así que el Modelo Estándar explica la realidad correctamente. Para que dos términos no relacionados provenientes de dos sectores diferentes del Modelo Estándar se cancelen con esa precisión habrá que exigir que la contribución de la QCD viole CP de la manera exacta para contrarrestar la violación CP del sector electrodébil en un problema de *fine tuning*, procedimiento muy típico en Física de Partículas. Matemáticamente, es posible convivir con este ajuste si se entiende que la naturaleza, de forma caprichosa, ha elegido que el parámetro  $\theta$  sea anormalmente pequeño. Aunque el Modelo Estándar permita estos cálculos, la historia de la Física demuestra que debe haber alguna simetría nueva por descubrir que provoca esta situación tan incómoda, es decir, esta elección no puede ser simplemente casualidad.

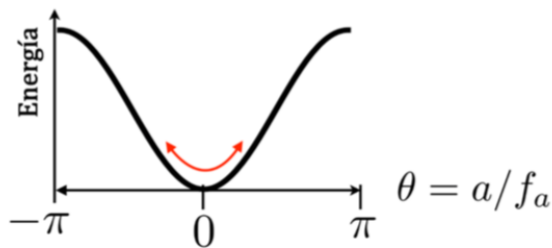
## 2.2. El mecanismo de Peccei-Quinn

En 1977, Peccei y Quinn [4, 5] propusieron un mecanismo que explica de manera muy elegante y natural la extrema pequeñez del parámetro  $\theta$  del Modelo Estándar y, en consecuencia, la ausencia del momento dipolar eléctrico del neutrón. Aunque no ha sido verificado todavía a nivel teórico y se encuentra en el terreno de la especulación, se trata de un esquema sencillo que se postula actualmente como la solución más convincente al problema CP fuerte de la QCD.

Como se ha comentado, el lagrangiano es una expresión condensada de campos a partir de la cual se derivan las ecuaciones del movimiento. Como cada interacción proviene de una simetría y el Modelo Estándar está lleno de ellas, las combinaciones de parámetros que se pueden escribir en el lagrangiano para construir modelos en Física de Partículas están fuertemente restringidas por la aparición de simetrías. En esta línea, Peccei y Quinn decidieron prescindir del problema de ajuste fino postulando la existencia de una nueva simetría  $U(1)$ , simple en comparación con las que ya integraba el lagrangiano, que permite explicar el problema CP fuerte.

Esta teoría predice que a nivel de la teoría cuántica de campos, el parámetro  $\theta$  ya no es un número fijo, un parámetro constante, sino que es un campo que se extiende como entidad etérea en todo el espacio-tiempo y que puede fluctuar y cambiar de valor a lo largo de su extensión. Al imponer la nueva simetría, este campo, como cualquier otro, tiene asociado un potencial en tanto que interactúa con el resto de campos. Dicho potencial debe tender de manera natural a un mínimo cuyo valor respete la simetría CP, el cero del potencial, elección derivada del hecho de que debe cumplirse el límite  $|\bar{\theta}| \leq 10^{-10}$  impuesto por las medidas experimentales.

La principal consecuencia derivada del mecanismo de Peccei-Quinn, como primero apuntaron Weinberg y Wilczek [6, 7], es que las excitaciones cuánticas de este campo, aunque muy débilmente acopladas, son potencialmente observables como una nueva partícula hasta ahora no detectada, el axiÓN, que aparece como consecuencia de la ruptura espontánea de la simetría  $U(1)$  a una escala de energía alta,  $f_a$ . Tras este proceso, el término del lagrangiano de la QCD que viola la simetría CP se anula, consiguiendo, efectivamente,  $\theta = 0$ .



**Figura 1:** Representación del potencial del campo axiónico. La propuesta de Peccei-Quinn mantiene que dicho potencial tiende de forma natural al mínimo,  $\theta = 0$ , para respetar la simetría CP. Las oscilaciones del campo en torno a ese mínimo son potencialmente observables como el axiÓN. [8]

En consecuencia, existen dos alternativas para explicar por qué el parámetro  $\theta$  es anormalmente pequeño: acogerse al Modelo Estándar actual con el problema del fine tuning, o añadir, aunque no haya evidencia experimental firme, el mecanismo de Peccei-Quinn al mismo. Esto último supone aceptar el axiÓN como unidad de excitación del campo axiónico.

### 2.3. Propiedades del axiÓN

El axiÓN surge como consecuencia de aplicar la propuesta de Peccei-Quinn al problema CP fuerte, por lo que algunas propiedades de esta nueva partícula hipotética están fijadas por la escala de energía  $f_a$  a la que se rompe la simetría  $U(1)$  definida en dicho mecanismo [9]. De esta manera, la masa del axiÓN,  $m_a$ , y la constante de acoplo a otras partículas,  $g_{ai}$ , están inversamente relacionadas con  $f_a$ , es decir,  $m_a \propto \frac{1}{f_a}$  y  $g_{ai} \propto \frac{1}{f_a}$ , por lo que  $m_a \propto g_{ai}$ .

Por un lado, el axión es una partícula elusiva neutra muy ligera (pero no de masa nula). Aunque se ha conseguido obtener experimentalmente que  $f_a > 10^5$  GeV, no hay actualmente cotas muy contrastadas para la masa del axión y existe, en general, bastante libertad a la hora de considerar rangos de detección. Diversos experimentos han excluido varios órdenes de magnitud de esta ventana de valores, concluyendo que, si bien por encima del eV es muy poco probable encontrar estas partículas de carácter bosónico, en este momento no hay argumentos para determinar un límite inferior para esta propiedad. A día de hoy, la ventana  $10^{-6}$  eV  $\leq m_a \leq 1$  eV es el objetivo principal de futuras búsquedas experimentales [10], si bien existe una fuerte motivación por parte de la comunidad científica para probar el rango de valores más amplio posible.

Por otro lado, como consecuencia del valor obtenido para  $f_a$  y su relación con  $g_{ai}$ , esta partícula pseudoescalar (escalar que bajo paridad cambia de signo) de espín nulo interacciona débilmente con la materia ordinaria, es decir, con nucleones, electrones y fotones. Además, como el acoplo es proporcional a la masa del axión, axiones más ligeros interaccionan menos [3]. Entre estas interacciones, la más relevante para la búsqueda experimental de axiones es su acoplo a dos fotones,  $g_{a\gamma\gamma}$ , propiedad necesaria en prácticamente cualquier modelo de axión que predice una gran fenomenología de esta partícula. Entre ellas, revela que el Sol y otras estrellas, dependiendo del valor que tome el acoplo, son importantes fuentes de axiones. De hecho, la teoría predice que, de existir, esta partícula hipotética se podría transformar en fotón (y viceversa) en el seno de campos electromagnéticos. Propiedades más concretas dependen fuertemente del modelo que se considere (modelos PQWW y DFSZ, KSVZ, entre otros).

### 3. El axión como candidato a Materia Oscura

La imagen actualmente aceptada del Universo revela que la materia bariónica que compone todo lo conocido (galaxias, estrellas, seres vivos...) supone menos del 5% del total del Cosmos. El 95% restante, el lado oscuro del Universo, está compuesto por dos elementos todavía desconocidos, la Energía Oscura y la Materia Oscura, que suponen un 68.3% y un 26.8% respectivamente [11]. A día de hoy, el reto más ambicioso al que se enfrenta la Física de Partículas es entender la naturaleza de estas dos sustancias, para lo cual, como se ha venido comentando, el Modelo Estándar, pese a su éxito, no ofrece una explicación fundamental.

La motivación por encontrar partículas candidatas a Materia Oscura en extensiones del Modelo Estándar ha ido creciendo a un ritmo vertiginoso desde que en 1933 Fritz Zwicky la postulase por primera vez en base a la discrepancia encontrada entre la velocidad orbital observada en el cúmulo de Coma y la esperada según su luminosidad, siendo la primera mucho mayor que la segunda [12]. El concepto de que el Universo contaba con materia que no emitía luz responsable de gran parte de su masa empezó a cobrar importancia durante los años 70, cuando Vera Rubin descubrió que la velocidad de rotación de un objeto en una órbita Kepleriana estable de radio  $r$  alrededor de una galaxia no decrecía como  $v(r) \propto 1/\sqrt{r}$ , sino que permanecía constante más allá de la parte visible de la galaxia [13]. En consecuencia, la masa contenida dentro de la órbita no es constante en torno al centro, sino que se extiende según  $M(r) \propto r$ , lo que implica la existencia de materia no luminosa que contribuye a la interacción gravitatoria.



A partir de entonces, se han sucedido a diversas escalas gran variedad de evidencias observacionales que verifican este resultado apoyando la existencia de Materia Oscura, como, entre otras, el efecto de la lente gravitacional, que en los últimos años se ha convertido en una herramienta muy importante en Astrofísica, si bien el argumento más importante tiene su origen en la Cosmología y se basa en el estudio del Fondo Cósmico de Microondas (CMB).

Entre las partículas propuestas para resolver el enigma de la de la Materia Oscura se encuentran partículas con constantes de acoplo pequeñas y baja masa, llamadas WISPs (*Weakly Interacting Slim Particles*), entre las que destaca el axi3n, y partículas masivas de interacci3n d3bil, denominadas WIMPs (*Weakly Interacting Massive Particles*). En los 3ltimos 30 a3os, la comunidad ha dedicado la mayor parte de sus esfuerzos en estudiar este 3ltimo grupo, aunque, a d3a de hoy, ni el LHC (*Large Hadron Collider*) ni experimentos subterráneos han encontrado una evidencia firme de su existencia, lo cual convierte al axi3n en el candidato m3s prometedor.

La hip3tesis del axi3n ha incorporado desde su propuesta en 1977 [4, 5] muchos adeptos en tanto que su producci3n no precisa ingredientes nuevos, sino que es el propio mecanismo de Peccei-Quinn el que mediante la ruptura espont3nea de la simetr3a U(1) dota de masa al campo axi3nico en una escala de energ3a concreta. Los axiones solares, aunque son manifestaciones de este campo, no cumplen las condiciones necesarias que caracterizan a la Materia Oscura, pues, al tener energ3as equivalentes a los rayos X, esta poblaci3n no se compone de part3culas fr3as no relativistas. Por el contrario, los axiones no t3rmicos son, de existir, part3culas neutras de muy baja energ3a que se habr3an producido en cantidades ingentes en una 3poca muy temprana del Cosmos y que te3ricamente populan en el Universo actual en cantidades suficientes para constituir la densidad total de energ3a que se requiere para ser Materia Oscura. Como siguen existiendo a d3a de hoy, estos axiones de Materia Oscura, por un lado, o no interaccionan, o lo hacen muy d3bilmente, de modo que, como en el caso de los WIMPs, s3lo es relevante la interacci3n gravitatoria a grandes distancias. Por otro lado, como no han deca3do y su acoplo es peque3o, deben ser part3culas estables a escalas de tiempo cosmol3gicas, por lo que, como su vida media es mayor que la edad del Universo, las oscilaciones primordiales no cesan.

Es importante comentar que, a d3a de hoy, no est3 garantizado que la densidad de axiones f3siles no relativistas, si existe, explique por ella misma la naturaleza de la Materia Oscura, es decir, como en el caso de los neutrinos, que contribuyen en una peque3a fracci3n, no es necesario que la materia no bari3nica est3 compuesta por un solo tipo de part3cula. Por el contrario, desde el punto de vista te3rico, se est3 considerando cada vez m3s la posibilidad de que 3sta puede ser una combinaci3n de WIMPs y ALPs (*Axion-Like Particles*).

## 4. Detecci3n de axiones

En los 3ltimos a3os, la hip3tesis de que el axi3n pueda ser un importante constituyente de la Materia Oscura ha intensificado el inter3s de la comunidad cient3fica en implementar y actualizar t3cnicas experimentales para la b3squeda de estas part3culas. El principio de funcionamiento de los experimentos con este prop3sito se basa en una de sus propiedades intr3secas, su acoplo a dos fotones  $g_{a\gamma\gamma}$ , pues, seg3n el efecto Primakoff, los fotones t3rmicos producidos en el Sol pueden convertirse en axiones (y viceversa) en el seno de campos electromagn3ticos. De esta

manera, los axiones, de existir, se podrían producir y detectar tanto en las estrellas como en el laboratorio al aplicar potentes campos magnéticos perpendiculares a las trayectorias de acuerdo al fenómeno de oscilación fotón-axión. Se analizan las principales estrategias de detección [10].

Por un lado, se distinguen los llamado experimentos LSW (*Light Shining trough a Wall*), cuyo objetivo es detectar axiones que se producen exclusivamente en el laboratorio a partir de láseres potentes monocromáticos en presencia de campos magnéticos [14]. En su recorrido hacia un primer obstáculo, algunos de los fotones del haz se transformarán en axiones por efecto Primakoff y, dado que el muro es opaco a fotones, pero transparente a axiones, no serán, a diferencia de los fotones, absorbidos por la pared. Después de ésta, otro campo magnético intenso permitirá a estos axiones transformarse de nuevo en fotones detectables que llegarán a un detector. De esta manera, la señal de axiones se identificará con la detección de fotones regenerados con energías similares a las del haz. La mayor ventaja de este método operativo es que su dependencia con el modelo de axión es muy pequeña, ya que, al generarse los axiones en el mismo laboratorio, no se tienen en cuenta supuestos astronómicos o cosmológicos. El mayor inconveniente es, sin embargo, su sensibilidad, que está órdenes de magnitud por debajo de otras técnicas. Un ejemplo de experimento de este tipo es ALPS (*Axion Like Particle Search*).

Por otro lado, la Tierra está embebida en el halo de Materia Oscura de la Vía Láctea. Si el axión existe, y además es la partícula constituyente de la Materia Oscura, este halo estará colmado de axiones, por lo que es posible desarrollar experimentos para detectar axiones de Materia Oscura, los denominados haloscopios. Esta técnica, propuesta por Sikivie en 1983 [15], se fundamenta en el efecto Primakoff inverso, es decir, en la conversión de axiones primordiales a fotones al atravesar cavidades resonantes de microondas en el seno de potentes campos magnéticos. Para que tenga lugar la detección, la frecuencia de resonancia de la cavidad ha de coincidir con la frecuencia asociada al fotón convertido, que está relacionada con la masa del axión. La cavidad debe ser sintonizable para ir modificando la frecuencia de resonancia y poder barrer el rango de masas asociado a axiones no relativistas, que es del orden del  $\mu\text{eV}$ . De esta manera, la señal de estas partículas se corresponderá con un exceso de eventos para una frecuencia de resonancia dada. Los experimentos de búsqueda axiones de Materia Oscura están penalizados por la incertidumbre teórica relacionada con su origen, ya que puede ocurrir que el axión finalmente exista, pero en un porcentaje muy inferior al esperado, por lo que la señal que se busca sería realmente más pequeña de lo que se sospecha. Dentro de los haloscopios, el que mayor sensibilidad ha conseguido hasta la fecha es el ADMX (*Axion Dark Matter Experiment*).

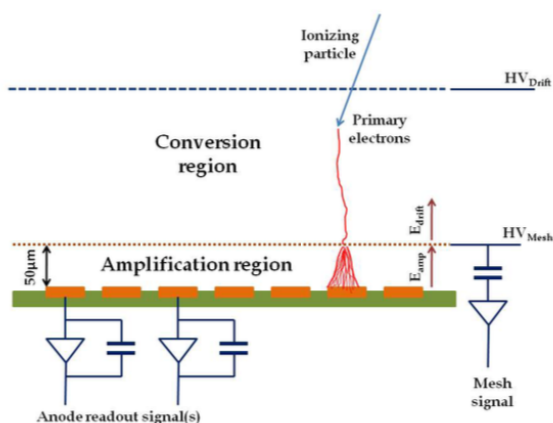
Por último, se analiza el helioscopio de axiones, que sobresale entre las otras dos estrategias como la tecnología más avanzada en el proceso de detección. Esta técnica fue concebida, de nuevo, por Sikivie en 1983 [15], quién se percató de la complementariedad de haloscopios y helioscopios de axiones, al explorar respectivamente el rango de baja y alta masa de estas partículas. Fue posteriormente desarrollada por K. van Bibber [16] en 1989.

El helioscopio de axiones es un tipo de telescopio que apunta al Sol y que busca axiones potencialmente generados en esta fuente natural, lo cual sería un descubrimiento de primer nivel. Su detección se basa en dos principios teóricos, en la producción de axiones en el núcleo del Sol mediante el efecto Primakoff, y en la reconversión, según el efecto Primakoff inverso [17], de

los axiones recibidos en fotones de rayos X de baja energía al aplicar en el laboratorio intensos campos electromagnéticos con un potente imán. De esta manera, cuando el imán está alineado con el Sol, los detectores de rayos X detectan fotones como un exceso de rayos X respecto al fondo, el cual se mide en períodos de no alineamiento con el Sol. Una ventaja de los helioscopios frente a los halocopios es que los primeros no dependen de la hipótesis de que la Materia Oscura sea axiónica, sino que, al buscar axiones emitidos por el Sol, su funcionamiento solamente exige que estas partículas existan, de forma que, de ser detectadas, se habrían producido necesariamente en el Sol, lo cual es una predicción fuertemente avalada por los modelos estudiados de la Física Solar. Además, la señal esperada empleando helioscopios es independiente de la masa del axión, por lo que es posible explorar una amplia ventana de valores para este parámetro de hasta unos pocos keV. La técnica del helioscopio de axiones fue implementada por primera vez en el Laboratorio Nacional de Brookhaven en 1992, y, años más tarde, en 1998, en el experimento SUMICO, un helioscopio de segunda generación de la Universidad de Tokio.

CAST (*CERN Axion Solar Telescope*) es un helioscopio de axiones solares de tercera generación que dispone de un imán dipolar de 10 m de largo procedente de un prototipo del LHC que proporciona un campo magnético de 9 T responsable de la conversión de axiones a fotones de rayos X por el efecto Primakoff inverso. El imán se encuentra en una plataforma móvil que permite, mediante movimientos a lo largo de los ejes azimutal y polar, el seguimiento del Sol durante 3 horas al día. Desde su puesta en marcha en 2003, CAST ha experimentado distintas etapas, entre las que se encuentran la fase de vacío, la de  $^4\text{He}$  y la de  $^3\text{He}$ . Desde 2013 a 2015, CAST volvió a estudiar la fase de vacío, incorporando en esta campaña de forma pionera en un helioscopio ópticas de enfoque de rayos X [18], con las que se consiguió una enorme mejora en sensibilidad. Además, el uso de detectores de bajo fondo mejorados [19], en concreto, de Cámaras de Proyección Temporal (TPCs) con plano de lectura Micromegas (*Micromesh Gaseous Structure*), supuso una enorme mejora en la relación señal-ruido.

Las TPCs con plano de lectura Micromegas pixelado con diseño microbulk son actualmente la tecnología más popular en detectores de rayos X de ultra bajo fondo. Las TPCs son detectores gaseosos propuestos en el año 1974 por D. Nygren. Por su parte, las Micromegas fueron ideadas en 1994 por I. Giomataris [20] sucediendo en cierto modo a las cámaras MWPC (Cámaras Proporzionales Multihilo) desarrolladas por G. Charpak en 1968 al superar sus limitaciones técnicas ofreciendo una excelente resolución espacial y en energía.



**Figura 2:** Esquema de funcionamiento de un detector Micromegas en una TPC. Las partículas ionizan el gas en la región de deriva (en la figura, de conversión) y los electrones primarios derivan hacia el ánodo debido a un campo eléctrico. Los electrones entran en la región de amplificación al penetrar en los agujeros de la mesh, donde se amplifican mediante un campo eléctrico mucho más elevado con el objetivo de producir una señal detectable. [21]

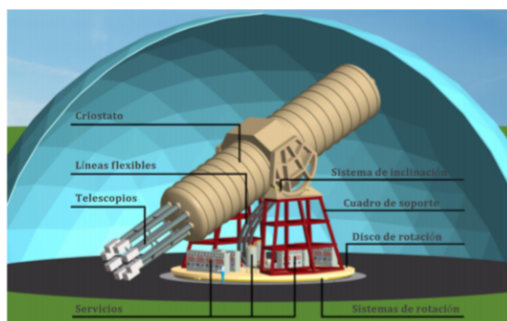
En una TPC con plano de lectura Micromegas se distinguen tres electrodos: el cátodo en un extremo de la TPC, la mesh (o micromesh) en el otro extremo, que es una placa metálica agujereada, y el ánodo pixelado, que consiste en una placa metálica separada del anterior terminal unos 30-100  $\mu\text{m}$ . La zona desde el cátodo hasta la mesh se denomina región de deriva, es un volumen grande en que se producen las interacciones primarias ante la presencia de un campo eléctrico del orden de decenas de V/cm que transporta iones hacia el cátodo y electrones hacia el ánodo. Aquella entre la micromesh y el ánodo se conoce como zona de amplificación, donde se amplifican los electrones primarios que penetran en los agujeros de la mesh mediante un campo eléctrico mucho más elevado del orden de decenas de kV/cm produciendo un fenómeno de ionización por avalancha que amplifica la señal para ser detectada. Estos detectores permiten, gracias a las TPCs, recuperar información tridimensional de la distribución de carga original considerando la información temporal de la cámara de deriva, y, gracias a las Micromegas, reconstruir la topología del evento con una mejor estabilidad, ganancia y homogeneidad espacial. De esta manera, es posible distinguir entre fondo y señal mediante la identificación de patrones.

CAST integra en su diseño los dos requisitos básicos de un helioscopio de axiones: un potente imán móvil y detectores de rayos X de ultra-bajo fondo. La fiabilidad de esta tecnología, junto con actualizaciones presentes en las últimas versiones, han permitido una reducción de más de dos órdenes de magnitud del ruido de fondo respecto a helioscopios de antiguas generaciones, consiguiendo un nivel de aproximadamente  $10^{-6}$  cuentas/keV/cm<sup>2</sup>/s en la región de interés (1-10 keV), siendo los muones procedentes de rayos cósmicos la contribución dominante [22]. CAST no sólo ha fijado la cota inferior más baja en la discriminación señal-ruido, sino que ha impuesto el límite más estricto hasta la fecha en el acoplo axión-fotón,  $g_{a\gamma\gamma} < 0.66 \times 10^{-10} \text{ GeV}^{-1}$ , para un amplio rango de masas,  $m_a < 0.02 \text{ eV}$ . Aunque ha conseguido aproximarse o incluso superar las predicciones astrofísicas más restrictivas, tras 8 años de toma de datos no ha sido capaz de detectar axiones. Se ha descubierto que es posible implementar mejoras y actualizaciones en la tecnología empleada en CAST [23], por lo que la trascendencia de los resultados obtenidos y la experiencia acumulada han motivado el desarrollo de una nueva generación de helioscopio de axiones, el proyecto *International AXion Observatory* (IAXO).

#### 4.1. Experimento IAXO

El experimento IAXO [23, 24] es actualmente uno de los proyectos internacionales más prestigiosos y competitivos en la búsqueda de axiones o ALPs originados en el Sol según el efecto Primakoff en el que colaboran una centena de científicos de 14 países entre los que se encuentran los miembros del Grupo de Física Nuclear y Astropartículas de la Universidad de Zaragoza.

Se trata de un helioscopio de axiones solares de cuarta generación que pretende alcanzar una sensibilidad sin precedentes en la constante de acoplo,  $g_{a\gamma\gamma} < 10^{-12} \text{ GeV}^{-1}$ , una optimización de 1.5 órdenes de magnitud respecto a los mejores límites superiores obtenidos hasta la fecha [25] que permitirá explorar regiones del espacio de parámetros hasta ahora excluidas por restricciones astrofísicas. En lo relativo a la relación señal-ruido, se espera que IAXO sea 4-5 órdenes de magnitud más sensible que CAST, lo que implicaría una mejora de  $g_{a\gamma\gamma}$  en un factor  $\sim 20$ , cubriendo así un rango de masas hasta  $m_a \approx 0.25 \text{ eV}$  [26].



**Figura 3:** Esquema de IAXO. [26]

La técnica de IAXO sigue el esquema de un helioscopio, incorporando, por tanto, un potente imán móvil, ópticas de enfoque de rayos X y detectores de ultra-bajo fondo [24]. Si bien la tecnología necesaria para su desarrollo ya existe, IAXO ha aplicado el aprendizaje adquirido en los últimos experimentos a su diseño conceptual, el cual corresponde a un helioscopio de axiones mejorado. IAXO dispondrá de un gran imán superconductor toroidal inspirado en el diseño de ATLAS específicamente diseñado para la búsqueda de axiones. Este imán, más largo y con mayor área transversal que el de CAST, constará de 8 bobinas de 20 m de largo y 60 cm de diámetro que generarán cada una un campo magnético de 2.5 T. Aunque este campo es menor que el de CAST, en IAXO el seguimiento del Sol por parte del imán situado en una plataforma móvil se cuadruplicará, pasando de 3 horas de seguimiento en CAST, a prácticamente 12 horas.

Otra área de mejora será la óptica de rayos X. En IAXO, las ocho bobinas estarán equipadas con óptica de rayos X, similar a la usada en el telescopio NuSTAR, que focalizará la señal de fotones en áreas en torno a  $0.2 \text{ cm}^2$  con el objetivo de reducir el tamaño del detector y, en última instancia, el ruido de fondo. En el plano focal de cada sistema óptico, se encuentran los detectores de rayos X de ultra-bajo fondo, pequeñas TPCs con plano de lectura Micromegas [22] pixelados con la técnica microbulk y gas activo Ar+2.3 %Iso que ya se usaron en CAST.

Actualmente, el prototipo del detector de IAXO, IAXO-D0, se encuentra en funcionamiento en Zaragoza tomando datos sobre el fondo y evaluando la calidad del detector. Además, como primera etapa experimental hacia IAXO, se tiene previsto desarrollar BabyIAXO [27], un prototipo del experimento compuesto por un imán reducido equipado con detectores Micromegas y ópticas de enfoque, cuyo objetivo es testear la tecnología diseñada para IAXO y adquirir experiencia en la infraestructura para optimizar sus parámetros. En la línea de CAST, se pretende explotar el potencial de BabyIAXO, disminuir el fondo hasta  $\sim 10^{-7}$  cuentas/keV/cm<sup>2</sup>/s, en dos etapas de aproximadamente 1.5 o 2 años cada una, una de vacío y otra con un gas amortiguador.

De esta manera, IAXO busca reducir el fondo a  $\sim 10^{-7}$ - $10^{-8}$  cuentas/keV/cm<sup>2</sup>/s en el rango de energía 1-10 keV [28], por lo que el blindaje activo y pasivo del detector está en continuo proceso de revisión, así como su electrónica, los algoritmos de selección, y, tal y como se va a discutir a continuación, el cambio del gas activo del detector. Más allá de la búsqueda de axiones solares, se espera que en la próxima década el potencial polivalente de IAXO se explote de forma paralela en la detección de axiones de Materia Oscura, para lo que habría que incorporar cavidades y sensores de microondas en el volumen magnético, así como en el estudio del acoplo axión-electrón y en la investigación general de WISPs en la frontera de baja energía [24].

## 5. Parte experimental

El gran reto experimental al que se enfrenta la comunidad científica para llevar a cabo la búsqueda de partículas más allá del Modelo Estándar es conseguir niveles de fondo y umbrales de energía tan bajos como sea posible en detectores gaseosos, uno de los instrumentos más utilizados en Física de Partículas para la detección de sucesos basado en la ionización del medio y en la deriva y difusión de cargas secundarias.

Este tipo de detectores ha experimentado en los últimos años una enorme mejora en sensibilidad al aplicarse estrategias en paralelo para la reducción del ruido de fondo. En el caso de IAXO, las simulaciones lanzadas para identificar cuál es su naturaleza apuntan a que la radiación externa de rayos gamma y la falta de radiopureza son líneas de investigación ya optimizadas, pues el plomo incorporado como blindaje pasivo ya frena los posibles fotones incidentes y el material del detector es suficientemente radiopuro respectivamente. La mejora de la eficiencia de la parte activa del blindaje, esto es, del mecanismo de anticoincidencia en los vetos que reducen la identificación de muones y neutrones cósmicos, no es el único mecanismo en desarrollo para la mejora de la relación señal-ruido, donde además destacan la mejora del algoritmo tras los avances en electrónica, nuevas calibraciones o el uso de diferentes mezclas de gases [29].

Es precisamente en este contexto en el que se encuadra la parte experimental de este trabajo: analizar si es factible en términos de bajo fondo, sensibilidad y ganancia el cambio del gas activo de la cámara de IAXO de argón a xenón a más baja presión.

### 5.1. Objetivos

La motivación detrás del experimento es encontrar, siempre y cuando estas modificaciones no alteren significativamente el funcionamiento del detector, una mezcla de xenón que disminuya el ruido de fondo ofreciendo una ganancia razonable, siendo un objetivo general del proyecto IAXO reducir un orden de magnitud el nivel de fondo respecto al resultado obtenido en CAST, es decir, conseguir un fondo de  $10^{-7}$  o incluso  $10^{-8}$  cuentas/keV/cm<sup>2</sup>/s [24].

Por un lado, al cambiar a xenón se pretenden eliminar los picos que se distinguen en el espectro de fondo. Mientras que el pico de 3 keV se relaciona con la emisión  $K_\alpha$  procedente de la contaminación del <sup>39</sup>Ar, el de 8 keV se identifica con la fluorescencia del cobre y es debido a la desexcitación de los átomos de cobre de la propia Micromegas, sobre la cual no es posible colocar teflón para bloquear fotones. El de 5 keV, que es muy débil, es estrictamente el pico de escape de esta emisión principal [30]. Si bien el pico de 8 keV no preocupa si a su izquierda el fondo se mantiene bajo, los picos de 3 y 5 keV se encuentran justo en la región donde se espera encontrar axiones, pues la señal se localiza entre 1 y 10 keV, estando la máxima entre 3 y 5 keV. Se espera que con el cambio de gas del volumen activo estos fenómenos desaparezcan, ya que el xenón tiene una fluorescencia muy distinta al argón, en torno a 30 keV [31].

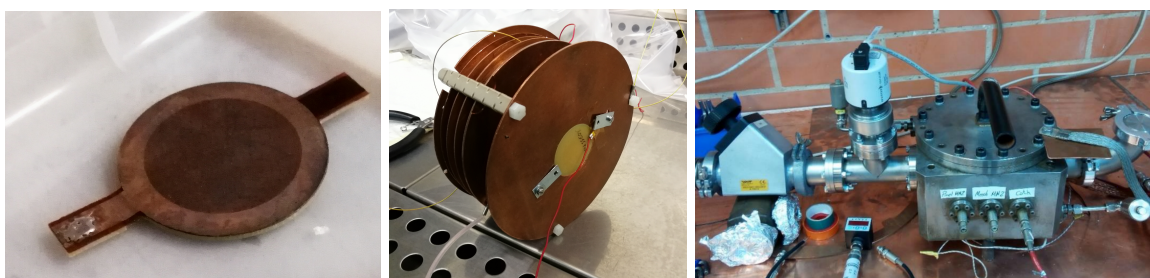
Por otro lado, si bien la toma secuencial de medidas se realiza con una sola Micromegas no pixelizada, la mezcla que finalmente se seleccione se testeará en una electrónica más compleja, en el prototipo del detector IAXO-D0, una réplica fidedigna de CAST. Por ello, utilizar xenón

permite, manteniendo el diseño de la cámara de CAST [18] (3 cm de distancia de deriva), reducir la presión que debe soportar mecánicamente la fina ventana de mylar (cátodo de la TPC) que encierra al gas frente al tubo de vacío por el que llegan los fotones. Dado que la presión determina cómo de fina puede ser la ventana, a menor presión, más fina será, es decir, más transparente a rayos X, pudiendo mejorar la eficiencia del conjunto respecto a la etapa utilizando argón debido al gran poder de frenado del xenón, a su alta sección eficaz de absorción de rayos X y a que, en promedio, necesita menor energía para formar un par electrón-ión que el argón.

## 5.2. Montaje experimental

El *setup* utilizado para examinar la calidad y eficiencia de las mezclas de gases consiste en una pequeña TPC de ultra-alto vacío, la cámara TREX-0 reciclada del proyecto TREX-DM con un volumen activo de 2.41, 10 cm de altura y 16 cm de diámetro [32]. La cámara dispone de puertos de entrada y salida a través de los cuales se alimenta la estructura, se incorporan y retiran los gases mediante un sistema de recuperación y tiene lugar la adquisición de los datos.

En su interior se localiza el detector utilizado, una Micromegas situada en el ánodo de la TPC, esto es, en una de las bases de una estructura de discos equipotenciales consistente en 6 anillos de cobre conectados al mismo potencial. La Micromegas, de tipo microbulk, se caracteriza por un gap de amplificación de  $50 \mu\text{m}$  y dispone de dos terminales, la mesh, cuyos agujeros tienen un diámetro de  $35 \mu\text{m}$ , y el ánodo acoplado a la cadena electrónica. Como en esta configuración ni ánodo ni cátodo están pixelados al tratarse de un solo canal, no tiene sentido denominar a este último electrodo píxel, tal y como suele designarse en la literatura. En la otra base de la estructura (cátodo de la TPC) se coloca la fuente radiactiva de  $^{109}\text{Cd}$ , cuya emisión principal de 22.1 keV servirá para calibrar y caracterizar el detector.



**Figura 4:** Fotografías del montaje. De izquierda a derecha: Micromegas de tipo microbulk utilizada, estructura de discos equipotenciales y visión general de la cámara TREX-0 y sus puertos.

El sistema infiere la información a partir de la señal recogida por la mesh, es decir, a partir de la carga de cada evento. Este electrodo se lleva a un preamplificador que funciona como un diferencial y, a continuación, a un amplificador Canberra 2004 para adaptar la señal unipolar al rango de medidas del adquisidor de datos (0-10 V), que es una MCA (*MultiChannel Analyzer*) modelo Amptek MCA 8000A que permite la digitalización del espectro en 1024 canales. La señal bipolar se envía a un osciloscopio, donde se estima la relación señal-ruido de los pulsos.

### 5.3. Caracterización de la Micromegas

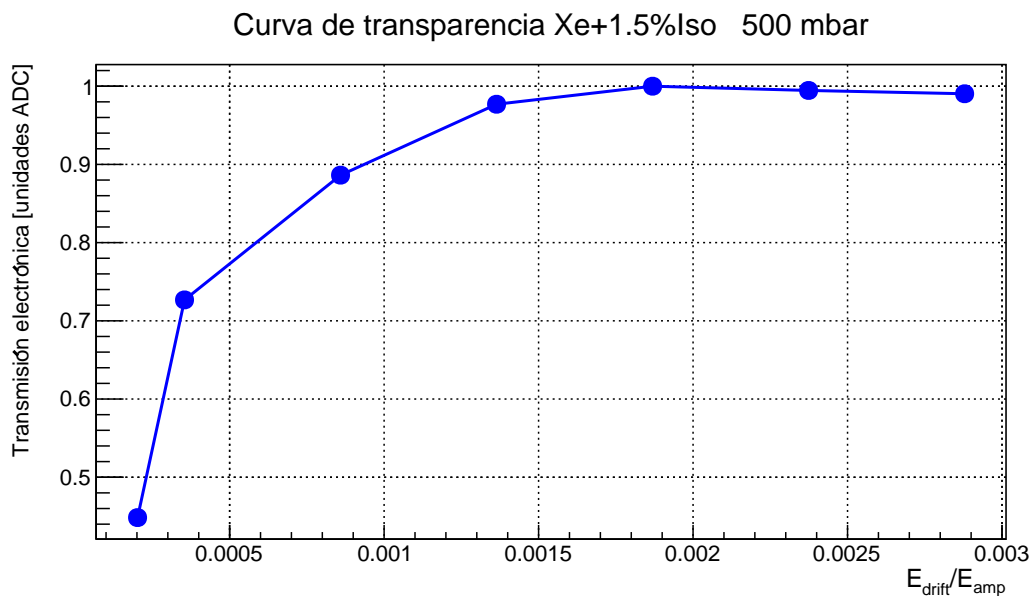
Se va a describir el método operativo seguido para la caracterización de la Micromegas en base a la dependencia de la transmisión electrónica, de la ganancia y de la resolución en energía con el campo de deriva,  $E_{drift}$ , el campo de amplificación,  $E_{amp}$ , y la presión.

En primer lugar, habiendo aplicado vacío a la cámara, se comprueba que la Micromegas funciona correctamente calibrando el detector con un gas de ganancia conocida, Ar+2%Iso. Se procede a la toma sucesiva de medidas con las mezclas de xenón fijando 500 mbar e introduciéndolos en la cámara desde una botella externa junto con la fracción de neón e isobutano necesaria para mantener en todo momento constante la masa de xenón. Las válvulas de entrada y de salida de la cámara se cierran, y tiene lugar la medida del espectro durante un período corto de tiempo, típicamente 5 minutos, para evitar fugas en el circuito que producirían el poco deseado fenómeno de *attachment*, es decir, la recombinación del gas con impurezas electronegativas como el oxígeno o el vapor de agua.

#### 5.3.1. Transmisión electrónica

Se obtiene la curva de transparencia (o curva de transmisión electrónica) de la Micromegas con la mezcla de Xe+1.5%Iso a 500 mbar, que indica las condiciones de campo eléctrico óptimas en que la mesh es transparente a electrones primarios, situación en la que se maximiza el porcentaje de estas cargas que alcanzan la región de amplificación.

Para obtenerla, se va modificando el voltaje de deriva  $V_{drift}$  y se mide el espectro de emisión manteniendo constante el campo de amplificación,  $V_{mesh} = 330$  V. Se representa la posición normalizada del pico de 22.1 keV obtenida realizando un ajuste gaussiano (ver Figura 7) en unidades arbitrarias ADC frente al cociente del campo eléctrico de la mesh y el de deriva,  $E_{drift}/E_{amp}$ .



**Figura 5:** Transmisión electrónica de la Micromegas en función del cociente de campos de deriva y amplificación en Xe+1.5%Iso a 500 mbar.



El comportamiento de la gráfica sigue el esperado para una curva de transparencia [33]. A campos de deriva muy pequeños, debido a que los electrones primarios generados no alcanzan la mesh al recombinarse con las impurezas del gas, la transmisión electrónica es baja. Al aumentar la ratio de campos, la transmisión crece hasta saturar adquiriendo la típica forma de *plateau*, región en que la transparencia de la mesh a cargas primarias es máxima e independiente de los campos aplicados. Se espera que, una vez alcanzada esta situación, la transmisión decrezca para voltajes de deriva altos debido a que las líneas de campo pueden no converger en los agujeros de la mesh con suficiente intensidad para arrastrar los electrones, los cuales llevan un movimiento dirigido por las fuerzas del campo eléctrico de carácter errante debido a las colisiones con el gas. Para que el detector funcione en condiciones de transmisión óptimas y obtener estadística suficiente es imprescindible trabajar en el plateau, seleccionando, en este caso, el penúltimo punto del mismo correspondiente a un cociente de campos de  $E_{drift}/E_{amp} = 0.002374$ .

Es importante comentar que durante el experimento se trabajó con mezclas a distinta presión, y que a mayor presión se espera que la carga recogida por la mesh sea menor como consecuencia del acoplo a impurezas. De forma rigurosa, debería haberse realizado la curva de transparencia para cada mezcla con el propósito de analizar si este parámetro es capaz de desvirtuar el punto de operación sacándolo del plateau y provocando que el detector no obtuviese en la toma de medidas la máxima señal. Como se opera en un punto intermedio alejado de la región donde la transmisión electrónica es baja, no se teme, en principio, que este fenómeno se pudiese haber dado en base al pequeño rango de presiones manejado (0.5-1 bar).

### 5.3.2. Ganancia

A continuación, se obtiene la curva de ganancia característica de la Micromegas, que permite obtener el factor de multiplicación de electrones primarios en el detector. Para ello, se va variando el voltaje aplicado en la mesh modificando el voltaje de deriva para mantener constante el cociente de campos seleccionado en la curva de transparencia. La Micromegas se fuerza a su límite de ruptura, es decir, el voltaje de la mesh se va subiendo hasta que, como consecuencia de los fotones de desexcitación precursores de descarga, el detector no puede seguir operando.

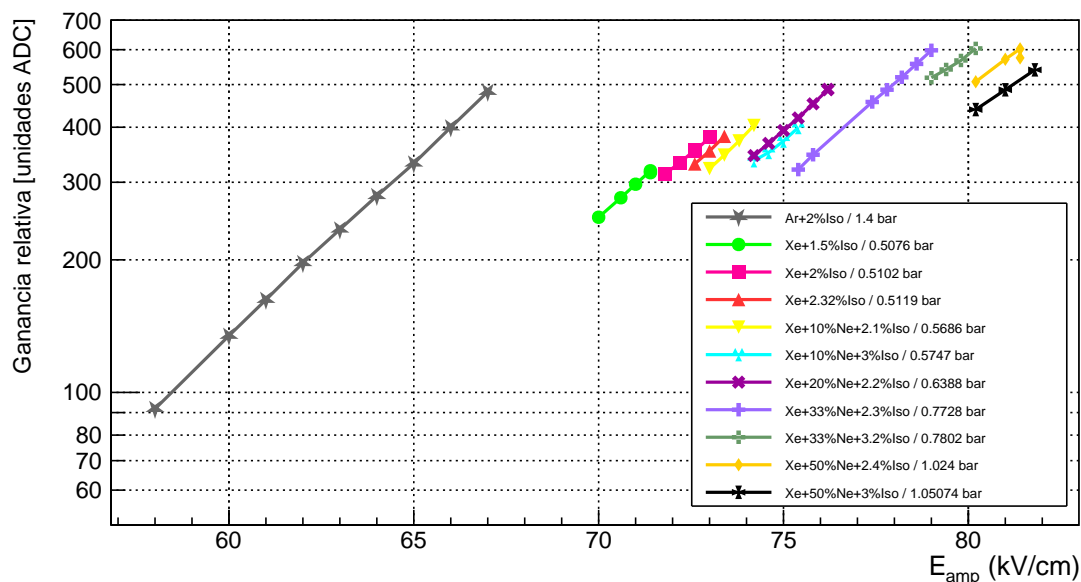
Todas las medidas se han tomado en el mismo setup, la cámara TREX-0 de ultra-alto vacío con detector Micromegas, con la misma configuración de preamplificador, amplificador y adquiridor de datos. La curva obtenida es, en consecuencia, la de ganancia relativa en unidades ADC arbitrarias. Si bien es necesario trabajar con ganancias absolutas si se realizan modificaciones del montaje o comparaciones con otros sistemas, como el objetivo del experimento es la comparación relativa de las ganancias máximas obtenidas con mezclas de argón y de xenón en el mismo setup, no es estrictamente necesario realizar el calibrado de la cadena electrónica.

En la Figura 6 se representa la posición del pico de 22.1 keV obtenida a partir del ajuste gaussiano en escala logarítmica frente al campo de amplificación, donde se observa que la ganancia aumenta exponencialmente con el campo de amplificación [34]. Analizando la curva de ganancia, queda justificado el interés de trabajar con mezclas triples Xe+Ne+Iso. Aunque el neón no juega ningún papel, es decir, añadirlo es únicamente una cuestión técnica, se observa

que al aumentar el porcentaje de este gas en las mezclas, se alcanzan ganancias mayores [35], obteniendo un factor 2 más de ganancia con las mezclas de Xe+Ne+Iso que con las de Xe+Iso, la cuales no ofrecen muy buenos resultados en cuanto a ganancia. Por otro lado, añadir isobutano afecta a la ganancia incluso más que el porcentaje de neón, ya que el isobutano es un *quencher*, una especie molecular opaca a la radiación ultravioleta que frena los fotones de baja energía procedentes de desexcitaciones de los átomos del ánodo que inician una descarga continua. Por ello, agregar este gas a las mezclas permite subir el voltaje de la mesh, y, por tanto, escalar algún punto en la curva de ganancia mejorando la estabilidad del detector [36].

Hay otro parámetro que influye en la ganancia relativa, la presión, pues curiosamente se observa que a mayor presión total, mayor ganancia, cuando normalmente sucede lo contrario, es decir, a igual composición, subir la presión suele conllevar una reducción de la ganancia máxima. Este efecto anómalo se justifica con el hecho de que en el experimento el factor importante es la composición de la mezcla y no tanto la presión.

Una vez analizado el comportamiento de estos parámetros, se concluye que las mezclas con las que se obtiene máxima ganancia son las de Xe+33%Ne+2.3%Iso y Xe+50%Ne+2.4%Iso. Tras consultar con el CERN la normativa acerca del porcentaje máximo de isobutano que se puede añadir al tratarse de una especie inflamable, se ha seleccionado la de Xe+50%Ne+2.3%Iso a 1.024 bar para la toma de datos que se va a realizar en CAST desde finales de junio, eliminando así las complicaciones técnicas derivadas de trabajar por debajo de la atmosférica. El porcentaje de isobutano que finalmente se va a emplear es un 2.3% en lugar del 2.4% probado en Zaragoza, ya que con este último la mezcla es considerada inflamable por los responsables del CERN.



**Figura 6:** Ganancia relativa de la Micromegas en escala logarítmica en función del campo de amplificación para distintas mezclas de gases y presiones.

En este punto, se revisan los resultados de calibraciones previas con xenón obtenidas en CAST por el grupo de investigación durante el verano de 2019, que señalaron con veracidad que la ganancia con Xe+1.5%Iso es un factor 10 menor que con Ar+2.3%Iso. Teniendo en cuenta

que, tal y como se acaba de comentar, se ha obtenido un factor 2 más de ganancia con mezclas de Xe+Ne+Iso que con las de Xe+Iso, se puede inferir que las mezclas de Xe+Ne+Iso pueden tener una ganancia un factor 5 por debajo de las de argón. Este argumento será definitivamente válido cuando la comparación se realice en CAST o en IAXO-D0, sistemas donde los resultados se acercarán más a la realidad. Dado que la tecnología usada en este estudio se diferencia únicamente de la de CAST en que ésta no está pixelada, es decir, como se mantienen invariantes el tamaño del gap de la Micromegas, los gases utilizados y la relación entre voltaje y ganancia, una cierta relación cualitativa se tiene que mantener en este montaje.

La Figura 6 también admite una segunda interpretación menos conservadora: las mezclas de Xe+Ne+Iso podrían conseguir ganancias similares a las de Ar+Iso. Si se analizan exclusivamente los datos de TREX-0, la cadena de factores de ganancia no es exactamente como se ha comentado, ya que ahora el ratio de ganancias entre las mezclas de Ar+Iso y Xe+Iso no es 10, sino que está en torno a un factor 2 menos con xenón. Combinando este resultado con el factor 2 de ganancia mayor en mezclas de Xe+Ne+Iso que en las de Xe+Iso, se puede tener la expectativa de que las mezclas de Xe+Ne+Iso consigan ganancias del orden de las de argón.

De hecho, observando la curva de ganancia y comparando la mezcla de Xe+50 %Ne+2.4 %Iso con la de Ar+2 %Iso, se puede concluir que la mezcla de xenón logra alcanzar e incluso superar la ganancia de la mezcla de argón. A pesar de que la realidad podría estar entre las dos versiones aquí expuestas, el veredicto que se mantiene vigente es el arrojado por CAST, ya que es el detector que se va a utilizar, y además, IAXO-D0, donde ya se están empezando a reproducir estas medidas, se parece indudablemente mucho más a CAST que a TREX-0, donde, por otro lado, no se ha utilizado estrictamente en la mezcla de argón el porcentaje de isobutano de CAST, que es un 2.3 % en lugar de un 2 %, lo cual ha podido distorsionar sutilmente las medidas.

### 5.3.3. Resolución en energía

La resolución en energía es el resultado de las fluctuaciones en la medición de la energía. Este parámetro depende de la fracción de electrones primarios que es capaz de atravesar los agujeros de la mesh, así como de otros procesos estocásticos, tales como la multiplicación de electrones en la avalancha y sus colisiones con el gas, y está fuertemente limitado por el ruido electrónico.

La curva de la resolución en energía se obtiene representando la anchura a media altura (FWHM) del pico de 22.1 keV frente a la ganancia relativa en unidades ADC arbitrarias. La FWHM, que es una medida de la extensión de la función, se determina experimentalmente mediante la siguiente ecuación:

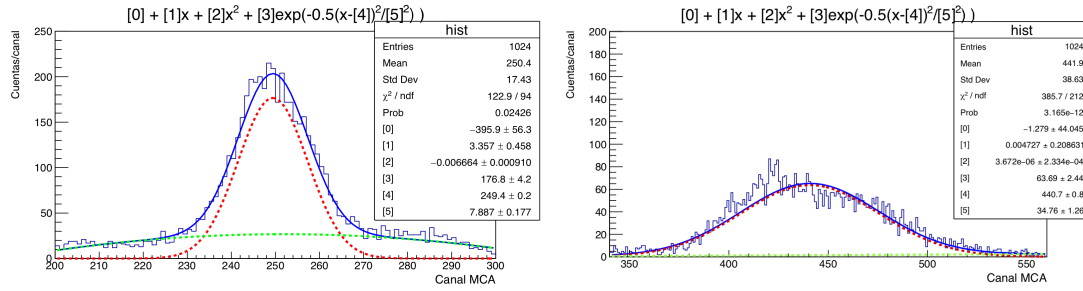
$$FWHM(\%) = 100 \frac{2\sqrt{2\ln(2)}\sigma}{\mu} \approx 235 \frac{\sigma}{\mu} \quad (2)$$

donde  $\mu$  es la media de la distribución, el centro de la gaussiana, y  $\sigma$  su desviación estándar.

Tanto el test de transparencia como el de ganancia y el de resolución en energía requieren el

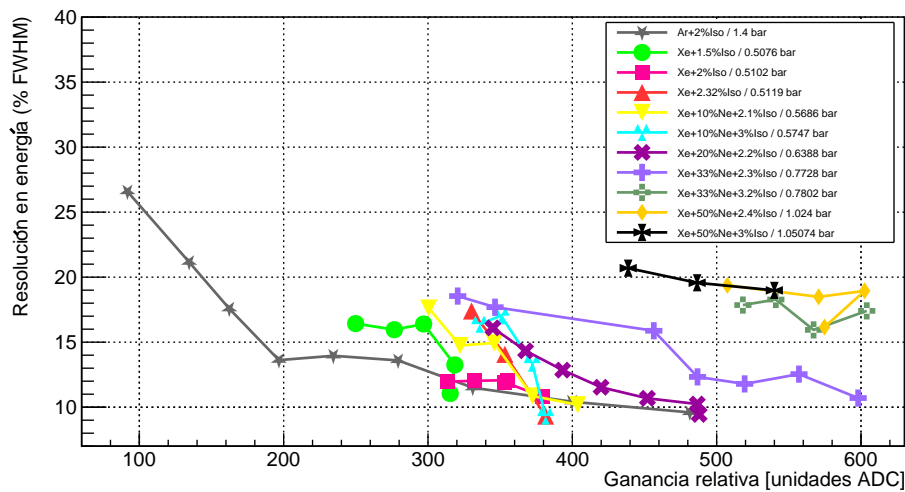
ajuste gaussiano del pico de 22.1 keV. Para ello, como se muestra en la Figura 7, se construye el histograma correspondiente al espectro obtenido con la MCA y se elabora en ROOT<sup>2</sup> una macro que ajusta la señal de interés a una gaussiana (3 parámetros:  $A$ ,  $\mu$  y  $\sigma$ ) y el fondo a un polinomio de orden 2 (3 parámetros:  $a$ ,  $b$  y  $c$ ). Así, es posible discernir el ruido de fondo de los eventos depositados utilizando una función de 6 parámetros que se ajustan de acuerdo a  $\chi^2$ ,

$$f = a + bx + cx^2 + Ae^{-\frac{1}{2} \frac{(x-\mu)^2}{\sigma^2}} \quad (3)$$



**Figura 7:** Ajuste del pico de 22.1 keV obtenido del espectro de la fuente de  $^{109}\text{Cd}$  mediante la MCA para la menor resolución (izda) y para la mayor resolución (dcha). La línea verde representa el ajuste del fondo, la línea roja el de la señal de interés, y la azul la suma de ambas contribuciones.

En la Figura 8 se comprueba que la resolución disminuye, o mejora, al ser el ruido electrónico despreciable en comparación a la señal. En este experimento, las mezclas no alcanzan ganancias muy altas, por lo que no es posible observar el efecto de aumentar este parámetro, si bien, para una mezcla concreta, la resolución mejora con la ganancia al irse alejando el pico de ruido [32]. La mayor resolución, en torno al 27 %, se obtiene con Ar+2%Iso, lo cual es coherente con la elección para este tipo de detectores. Entre los factores que afectan a la resolución en energía se encuentran, entre otros, los intrínsecos del gas, la calidad de los agujeros y la homogeneidad del gap de la Micromegas, la ganancia...



**Figura 8:** Resolución en energía de la Micromegas (% FWHM) en función de la ganancia relativa para distintas mezclas de gases y presiones.

<sup>2</sup>ROOT es un software elaborado en el CERN para el procesamiento, análisis y almacenamiento de datos, [37].

## 6. Simulaciones

Se analizan los principales parámetros del transporte de electrones en gases, esto es, la velocidad de deriva y los coeficientes de difusión longitudinal y transversal, propiedades que se leen y extraen vía TRestGas<sup>3</sup>, una reimplementación de MediumMagBoltz, que es una interfaz de MagBoltz que lo ejecuta. Magboltz [38], escrito por Steve Biagi, es un programa de cálculo de propiedades del transporte de electrones en gases que utiliza simulaciones Monte Carlo de carácter semiclásico. Garfield++, una interfaz a Magboltz, es un programa informático para la simulación de cámaras de deriva en dos y tres dimensiones desarrollado en el CERN que genera un archivo MagBoltz en la base de datos, donde se recogen las secciones eficaces de un gran número de gases detectores con una precisión mayor del 2% [39]. Para llevar a cabo la monitorización de estos parámetros, es preciso generar las mezclas de gases con las que se va a trabajar en la base de datos, modificando en TRestGas la fracción en peso de cada gas que conforma cada mezcla.

El comportamiento de estos parámetros, salvo casos extremos, no va a determinar si un gas es adecuado o no para una determinada aplicación. La motivación detrás de realizar estas simulaciones es el hecho de que resulta útil tener los datos ya generados para la mezcla concreta que se vaya a utilizar como futura referencia a la hora de interpretar los datos, ya que, por ejemplo, la velocidad de deriva fija, entre otros, la ventana temporal que lee la electrónica.

### 6.1. Velocidad de deriva

En primer lugar, se estudia la velocidad de deriva, que es la velocidad media que adquieren los electrones primarios en la región de deriva de la TPC al ser transportados hacia el ánodo siguiendo las líneas de campo del campo eléctrico de deriva uniforme aplicado según [40],

$$v_d = \frac{e \cdot \tau}{m_e} E \quad (4)$$

donde  $e$  y  $m_e$  son respectivamente la carga y la masa del electrón,  $E$  es el módulo del campo eléctrico aplicado y  $\tau$  es el tiempo medio entre colisiones.

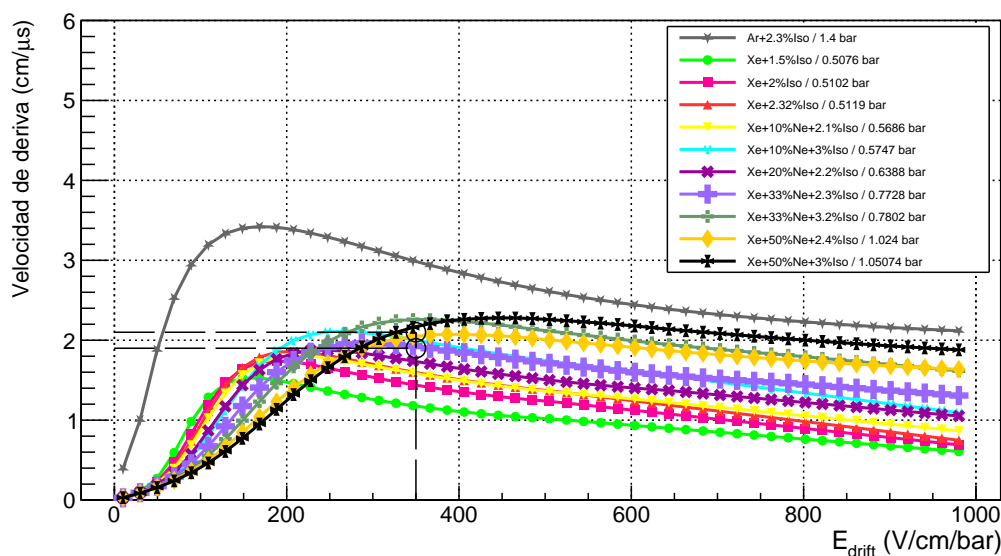
Desde el punto de vista de la velocidad de deriva, el gas óptimo es aquel que produce colisiones inelásticas y recorridos libre medios largos. Este último argumento justifica la utilización de gases nobles en detectores al tratarse de gases inertes sin impurezas electronegativas que absorban electrones [21]. Sin embargo, en estos gases el principal mecanismo de scattering son colisiones elásticas con muy poca fracción de energía perdida, por lo que alcanzar velocidades de deriva altas siguiendo trayectorias con mínimas desviaciones resulta complicado. Por ello, se usan frecuentemente mezclas de gases, añadiendo pequeñas cantidades de quencher para aumentar la velocidad de deriva respecto a la de los gases nobles, lo que provoca una mayor pérdida de energía en cada colisión que minimiza las desviaciones causadas por el scattering y hace que el campo eléctrico tienda a dirigir las cargas en la dirección de deriva sin un riesgo elevado de que electrones primarios se pierdan con los átomos de oxígeno que puedan contaminar el gas.

---

<sup>3</sup>TRestGas es parte de RESTSoft (*Rare Event Searches with TPCs Software*), un software creado en la Universidad de Zaragoza para la adquisición, almacenamiento, simulación y análisis de datos de los detectores TPCs.

La velocidad de deriva no va a tener un papel determinante en la calidad de un gas a menos de que ésta sea excesivamente baja y, en consecuencia, la probabilidad de perder electrones por attachment en la región de deriva sea alta.

Se representa la velocidad de deriva para distintas mezclas de gases obtenida de la base de datos de Magboltz [38] en función del campo de deriva reducido.



**Figura 9:** Velocidad de deriva de los electrones obtenida de Magboltz en función del campo de deriva reducido para distintas mezclas de gases.

Al trabajar en el experimento con campos de deriva reducidos entre 330-380 V/cm/bar, se observa en la Figura 9 que a un campo tomado como referencia de 350 V/cm/bar le corresponden velocidades de deriva entre 1-2 cm/μs en todas las mezclas de xenón, estando este parámetro en las mezclas seleccionadas de ganancia máxima en torno a 2 cm/μs. La curva correspondiente a la etapa de referencia utilizando Ar+2.3%Iso se aleja de la tendencia descrita por las mezclas de xenón debido a que las características intrínsecas del gas son distintas (distintas especies moleculares, secciones eficaces...). Aunque con argón se alcanzan velocidades de deriva más altas, en torno a 3 cm/μs para el campo de deriva considerado, los valores obtenidos con xenón son suficientemente altos para no contemplar el efecto de attachment. Se puede comprobar que, tras una etapa de crecimiento exponencial, la velocidad de deriva tiende a saturar, siendo evidente la dependencia del punto de inicio de esta región con la presión, de manera que, a mayor presión, este punto se desplaza más a la derecha, esto es, a mayores campos eléctricos.

En general, a mayor presión, mayor velocidad de deriva, aunque este efecto debe analizarse junto con el porcentaje de neón e isobutano presente en cada mezcla. Por un lado, la velocidad de deriva crece al aumentar la concentración de neón, por lo que las mezclas Xe+Ne+Iso tienen una probabilidad de sufrir attachment menor que las de Xe+Iso. Por otro lado, la adición de isobutano, además de reportar beneficios relacionados con las propiedades de amplificación, produce una mejora importante en las características de deriva del gas, permitiendo alcanzar velocidades de deriva más altas, si bien es necesario aplicar un campo eléctrico más intenso para compensar el recorrido libre medio más corto característico de estas moléculas.

A continuación, se analiza la variación de la velocidad de deriva en función del porcentaje en peso de isobutano añadido en la mezcla entre 0.5 % y 5 % para distintos campos de deriva en las mezclas seleccionadas de máxima ganancia, Xe+33 %Ne+2.3 %Iso y Xe+50 %Ne+2.4 %Iso.

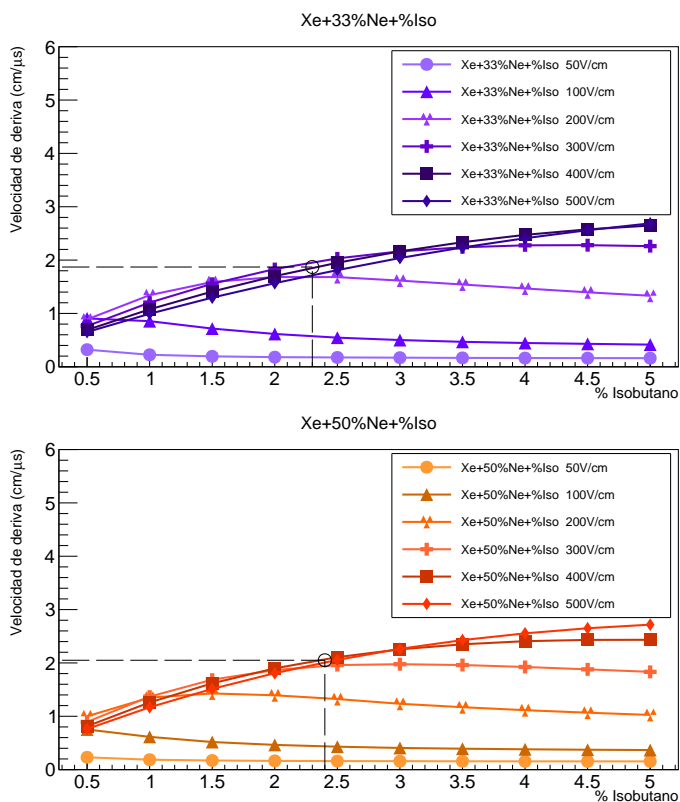
**Figura 10:** Velocidad de deriva de los electrones obtenida de Magboltz en función del porcentaje de isobutano para distintos campos de deriva en Xe+33 %Ne+ %Iso (arriba) y Xe+50 %Ne+ %Iso (abajo).

Estas simulaciones justifican, por un lado, el rango de campo de deriva elegido para trabajar. Se comprueba que para el correcto funcionamiento del detector es imprescindible un campo de deriva superior a 50 y 100 V/cm, ya que con estos campos se alcanzan velocidades de deriva muy por debajo y entorno a  $0.5 \text{ cm}/\mu\text{s}$  respectivamente en las dos mezclas de gases, velocidades de deriva muy pequeñas que provocan la pérdida masiva de electrones por recombinación con impurezas o con átomos de oxígeno en su deriva hacia al ánodo de la cámara. Se observa que, una vez superado un umbral, aumentar el campo no reporta apenas beneficios en términos de velocidad de deriva, pues, para el porcentaje de isobutano involucrado en las mezclas, 2.3 % en la primera y 2.4 % en la segunda, se obtiene aproximadamente misma velocidad de deriva, 1.87 y  $2.05 \text{ cm}/\mu\text{s}$  respectivamente, si se aplican 300, 400 o 500 V/cm al sistema.

Aumentar el campo de deriva es una de las limitaciones técnicas del experimento, de manera que, por encima de 380 V/cm/bar, la Micromegas experimentaba una descarga continua que ponía en riesgo su funcionamiento. Es importante comentar que, tal y como se visualiza, es posible añadir mayor quencher a la mezcla y alcanzar velocidades de deriva más altas. La elección de este porcentaje se realiza desde el punto de vista práctico y bajo la dirección del CERN, pues el carácter inflamable de este gas supone complicaciones técnicas desde el punto de vista de la protección de la instalación, si bien aumentarlo puede resultar interesante para otros fines.

## 6.2. Difusión longitudinal y transversal

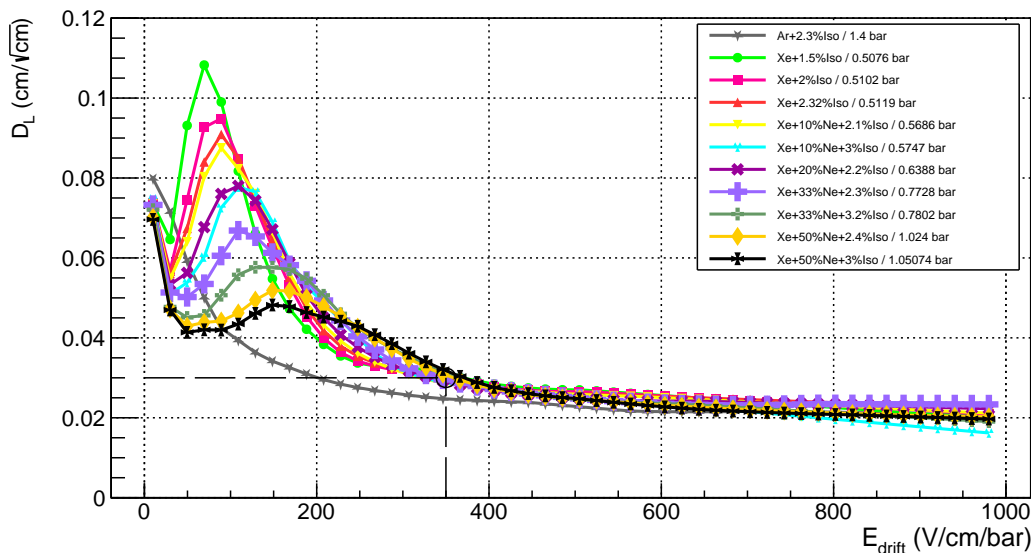
Como se ha venido comentando, en la región de deriva, los electrones resultado de la interacción primaria se aceleran como consecuencia del campo eléctrico uniforme aplicado en su camino hacia el ánodo. En este recorrido no siguen estrictamente las líneas de campo, sino que experimentan desviaciones respecto a ellas como consecuencia de la dispersión que sufren por las moléculas de gas describiendo una distribución gaussiana.



Durante mucho tiempo, se asumió que esta desviación era un fenómeno de dispersión isotrópica. Sin embargo, en 1967 Wagner *et al* descubrieron experimentalmente que la difusión longitudinal de los electrones a lo largo de un campo eléctrico es significativamente diferente de la difusión transversal, es decir, que se trata de un proceso anisótropo. Matemáticamente, el coeficiente de difusión es un tensor con una componente paralela al campo eléctrico (difusión longitudinal) y otra perpendicular (difusión transversal). Los coeficientes de difusión vienen determinados por la extensión de la nube electrónica en la zona activa del detector a un campo de deriva dado. Mientras que el de difusión longitudinal se determina a partir de la medida de la velocidad de deriva y del tiempo de llegada al ánodo de cargas primarias, el de difusión transversal se obtiene directamente del plano de lectura pixelado.

En general, se busca que la difusión sea lo más pequeña posible para que el detector opere en condiciones óptimas y pueda realizar una imagen de la topología del evento con toda la información disponible. Sin embargo, tener cierta difusión siempre es bueno porque homogeneiza la señal y evita que se pierda el suceso en el caso de que la carga caiga en un píxel defectuoso. En CAST y en IAXO el tamaño del strip, que se define como la proyección en el eje X e Y de la lectura de los píxeles en una determinada dirección, es de medio mm. En la aplicación que se está considerando en este trabajo, la de rayos X, la difusión no es un parámetro tan crítico como lo puede ser, por ejemplo, en detectores de *tracking*, donde es preciso que sea lo más baja posible para extraer la curva de la partícula y, por tanto, su carga. En cambio, en experimentos cuyo objetivo es obtener ganancias máximas en gases, se puede conseguir mayor ganancia a costa de perder capacidad de resolver la imagen al aumentar la difusión de electrones.

Por un lado, se analiza la difusión longitudinal representando los coeficientes de difusión longitudinal  $D_L$  obtenidos de Magboltz [38] frente al campo de deriva reducido.



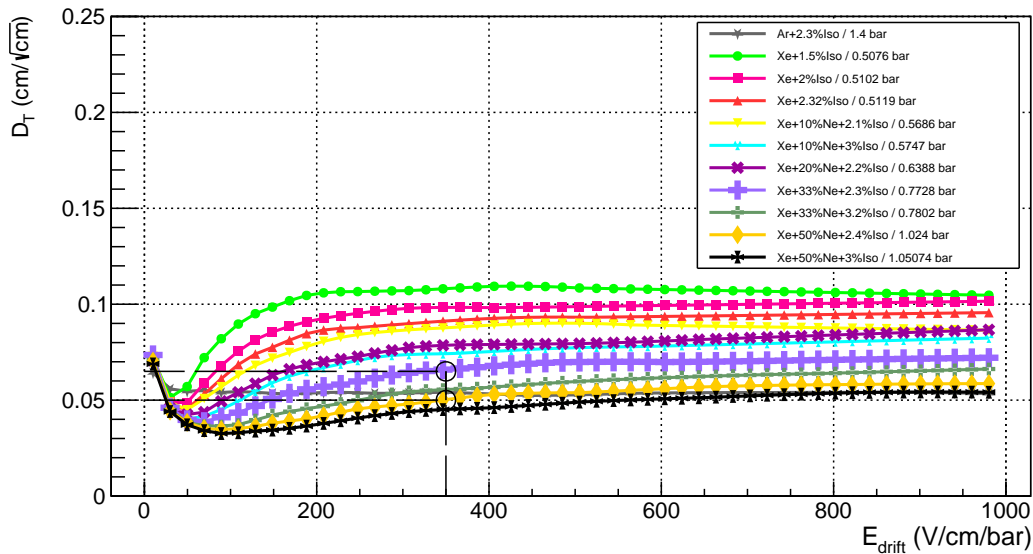
**Figura 11:** Coeficientes de difusión longitudinal obtenidos de Magboltz respecto al campo de deriva reducido para distintas mezclas de gases.

Analizando la Figura 11, se observa inmediatamente que la adición de quencher en la mezcla



reduce el coeficiente de difusión longitudinal de forma sistemática. Sin embargo, para el rango de campo de deriva reducido que se está considerando en el experimento, 330-380 V/cm/bar, no hay apenas diferencia en el valor del coeficiente en las mezclas de xenón, en torno a  $0.03 \text{ cm}/\sqrt{\text{cm}}$ , por lo que la difusión longitudinal es un parámetro que no va a influir en la elección de la mezcla óptima. Se comprueba que con argón se obtiene menor difusión,  $0.025 \text{ cm}/\sqrt{\text{cm}}$ , aunque, como esta diferencia no es significativa, es posible obtener con xenón una difusión que no se aleja demasiado de los valores que se acostumbra obtener con el gas de referencia.

Se estudia la difusión transversal representando los coeficientes de difusión transversal  $D_T$  obtenidos de Magboltz [38] frente al campo de deriva reducido.



**Figura 12:** Coeficientes de difusión transversal obtenidos de Magboltz respecto al campo de deriva reducido para distintas mezclas de gases.

Se comprueba, de nuevo, que, al aumentar el porcentaje de isobutano en la mezcla, el coeficiente de difusión transversal disminuye. A diferencia de la difusión longitudinal, en este caso hay aproximadamente un factor 3 entre el mayor y el menor coeficiente. Teniendo en cuenta que cada electrón deriva en función de dónde se ha producido en la cámara, y que los sucesos que se hayan producido pegados al cátodo se difunden durante una deriva de 3 cm (las dimensiones de la cámara), la difusión transversal varía entre 1.9 mm y 0.5 mm entre las distintas mezclas de gases.

Resulta interesante comentar la dependencia de la concentración de neón con la difusión transversal y con la ganancia. Por un lado, en la Figura 12 se observa que conforme aumenta la concentración de neón se tiene menor difusión para un mismo campo eléctrico. Por otro lado, se ha obtenido en la Figura 6 que se alcanzan ganancias más altas a mayor porcentaje de este gas. Esta relación da cuenta de lo preliminar de los resultados, pues, según lo comentado sobre la distribución de la carga en los canales del detector, uno esperaría obtener justamente lo contrario, ya que, cuanto menor difusión hay en el plano del detector, mayor densidad de carga localizada habrá en él y, por tanto, antes se va a producir la ruptura. Por ello, esta correlación, al igual que en la velocidad de deriva, debería analizarse junto con otros parámetros que juegan un papel y que no se están teniendo en cuenta, como es la presión a la que opera el detector.

## 7. Conclusión

Esta memoria comienza destacando el enorme éxito del Modelo Estándar, el cual, a pesar de su robustez en términos estadísticos, presenta ciertas cuestiones sin resolver. Se estudia el problema CP fuerte, la aparición del axión al aplicar el mecanismo de Peccei-Quinn, las propiedades de esta partícula hipotética y su candidatura como Materia Oscura, cuya composición es uno de los principales interrogantes de la cosmología moderna que ha motivado el desarrollo de distintas estrategias de detección de axiones. Entre ellas, destaca la técnica del helioscopio de axiones, y entre éstos, los resultados obtenidos en CAST, antecedente de IAXO, proyecto alrededor del cual gira esta memoria, cuyo objetivo es analizar si es factible en términos de sensibilidad y ganancia el cambio del gas activo del detector de IAXO de argón a xenón para disminuir el ruido de fondo.

En primer lugar, se ha llevado a cabo un trabajo de laboratorio con el que se ha caracterizado una Micromegas en función de la transmisión electrónica, la ganancia y la resolución en energía. Forzando el detector a su límite de ruptura, se ha realizado una comparación de ganancias relativas máximas entre la mezcla de Ar+2%Iso, cuyo funcionamiento acertado es bien conocido, y distintas mezclas de xenón. De este análisis se han extraído dos argumentos no excluyentes fundamentados en la cadena de factores de ganancia obtenida en CAST y en TREX-0 entre mezclas de Ar+Iso y Xe+Iso, y mezclas de Xe+Iso y Xe+Ne+Iso. La primera versión, basada en calibraciones previas con xenón en CAST, mantiene que las mezclas de Xe+Ne+Iso muestran una ganancia un factor 5 por debajo de las de argón. La segunda interpretación, menos conservadora, apunta a que, dando validez exclusivamente a los datos de TREX-0, es posible alcanzar con mezclas de xenón ganancias del orden de las mezclas de argón.

En segundo lugar, se han realizado simulaciones de los principales parámetros del transporte de electrones en gases, es decir, de la velocidad de deriva y de los coeficientes de difusión, con las que ya se tiene generado como futura referencia el comportamiento de estas propiedades en la mezcla concreta se va a utilizar, que finalmente es la de Xe+50%Ne+2.3%Iso a 1.024 bar. Con esta tarea se ha conseguido familiarizarse con los entornos de ROOT y RESTSoft.

En conclusión, dado que el reto de este estudio era encontrar mezclas de xenón comparables a las de argón en términos de ganancia para llevar a cabo una corrección del nivel de fondo, se podría decir, bajo la hipótesis obtenida por TREX-0, que se ha alcanzado un resultado satisfactorio. Sin embargo, como se ha comentado, aunque la realidad puede encontrarse a caballo entre los dos argumentos aquí descritos, el veredicto que a día de hoy que se contempla es el dictado por CAST, ya que es el detector que aporta, avalado por la fiabilidad de su tecnología, datos más fehacientes. Con todo, se puede afirmar que las medidas han sido ciertamente útiles, pues han permitido identificar la mezcla de xenón de máxima ganancia y han aportado un indicio suficientemente fuerte con una consecuencia directa en el *planning* formal de la colaboración, ya que el contenido aquí expuesto ha motivado la decisión de que en la toma de datos que se va a llevar a cabo en CAST desde finales de junio se utilice xenón. Aunque la incertidumbre ligada al argumento no está despejada del todo, y se disipará, o bien con los datos de CAST, o bien con los de IAXO-D0, todo apunta en la dirección correcta. Los resultados obtenidos servirán como test de cara a BabyIAXO, etapa intermedia del helioscopio de axiones IAXO en el que se centrará el trabajo futuro de la colaboración.

## 8. Bibliografía

- [1] H.-Y. Cheng, *The Strong CP Problem Revisited*, *Physics Reports*. **158** (1988) 1
- [2] C. Baker *et al.*, *Improved experimental limit on the electric dipole moment of the neutron*, *Physical Review Letters*. **97** (2006) 131801
- [3] I. G Irastorza, *Hunting the axion*, *Rev. Real Academia de Ciencias Zaragoza*. **69** (2014) 37–78
- [4] R. D. Peccei and H. R. Quinn, *CP Conservation in the presence of Instantons*, *Phys. Rev. Lett.* **38** (1977) 1440–1443
- [5] R. D. Peccei and H. R. Quinn, *Constraints imposed by CP conservation in the presence of Instantons*, *Physical Review*. **D16** (1977) 1791–1797
- [6] S. Weinberg, *A new light boson?*, *Physical Review Letters*. **40** (1978) 223–226
- [7] F. Wilczek, *Problem of Strong P and T Invariance in the presence of Instantons* *Physical Review Letters*. **40** (1978) 279–282
- [8] C. Margalejo, *Modelo de fondo para IAXO-D0, prototipo del experimento IAXO (International AXion Observatory)* Master thesis. Universidad de Zaragoza, 2019.
- [9] J. E. Kim, *Light Pseudoscalars, Particle Physics and Cosmology*, *Physics Reports*. **150** (1987) 1–177.
- [10] 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
- [11] **Planck** Collaboration, P. Ade *et al.*, *Planck 2013 results. XVI. Cosmological parameters* *Astron. Astrophys.* **571** (2014) A16.
- [12] F. Zwicky, *Spectral displacement of extra galactic nebulae*, *Helv. Phys. Acta.* **6** 110.
- [13] V. C. Rubin and W K. Ford Jr., *Rotation of the Andromeda nebula from a spectroscopic survey of emission regions*, *The Astrophysical Journal*. **159** (1970) 379.
- [14] J. Redondo and A. Ringwald, *Light shining through walls*, *Contemporary Physics*. **52** (2011) 211–236
- [15] P. Sikivie, *Experimental tests of the invisible axion*, *Physical Review Letters*. **51** (1983) 1415
- [16] K. V. Bibber *et al.*, *Design for a practical laboratory detector for solar axions*, *Physical Review D*. **39** (1989) 2089
- [17] T. Dafni and F. J. Iguaz, *Axion helioscopes update: the status of CAST and IAXO*. (2015)
- [18] M. Kuster *et al.*, *The X-ray Telescope of CAST*, *New Journal of Physics*., **9** (2007) 169
- [19] P. Abbon *et al.*, *The Micromegas detector of the CAST experiment*, *New Journal of Physics*. **9** (2007) 170

- [20] Y. Giomataris *et al.*, *MICROMEAS: a high-granularity position-sensitive gaseous detector for high particle-flux environments*, *Nucl. Instrum. Meth. A.* **376** (1996) 29-35
- [21] E. R. Chóliz, *Ultra-low background microbulk Micromegas x-ray detectors for axion searches in IAXO and BabyIAXO*, PhD thesis. Universidad de Zaragoza, 2019.
- [22] S. Aune, J. Castel, T. Dafni, M. Davenport, G. Fanourakis *et al.*, *Low background x-ray detection with Micromegas for axion research*, *JINST.* **9** (2014) P01001
- [23] I. G. Irastorza, F. Avignone, S. Caspi, J. Carmona, T. Dafni *et al.*, *Towards a new generation axion helioscope*, *JCAP.* **1106** (2011) 013
- [24] **IAXO** Collaboration, I. G. Irastorza *et al.*, *The International Axion Observatory IAXO. Letter of Intent to the CERN SPS committee*, *Tech. Rep.* 2013
- [25] M. Giannotti, J. Ruz, and J. K. Vogel, *IAXO, next-generation of helioscopes*, *PoS, 38th International Conference on High Energy Physics.* 2016.
- [26] E. Armengaud *et al.*, *Conceptual Design of the International Axion Observatory (IAXO)*, *JINST.* **9** (2014) T05002
- [27] **IAXO** Collaboration, *BabyIAXO Experiment Proposal to the DESY PRC.* 2019
- [28] I.G. Irastorza *et al.*, *Status of R&D on micromegas for rare event searches: The T-REX project*, *European Astronomical Society Publications Series.* **53** (2012) 147–154
- [29] E. Ferrer *et al.*, *The IAXO helioscope*, *J.Phys.Conf.Ser.* **650** (2015) 012009
- [30] J. G. Garza *et al.*, *Micromegas for Dark Matter searches: CAST/IAXO & TREX-DM experiments*, *EPJ Web of Conferences.* **174** (2018) 01008
- [31] *The lund/lbnl nuclear data search*, <http://nucleardata.nuclear.lu.se/toi/>
- [32] J. G. Garza, *Micromegas for the search of solar axions in CAST and low-mass WIMPs in TREX-DM*, PhD thesis. Universidad de Zaragoza, 2016.
- [33] F. J. Iguaz *et al.*, *Characterization of microbulk detectors in argon-and neon-based mixtures*, *JINST.* **7** (2012) P04007
- [34] M. E. Rose and S. A Korff, *An Investigation of the Properties of Proportional Counters*, *Physical Review.* **59** (1941) 850
- [35] D. Herrera, *Development of a Micromegas Time Projection Chamber in Xe-based penning mixtures for rare event searches*, *Technical report.* 2014.
- [36] F. J Iguaz *et al.*, *New developments in Micromegas microbulk detectors*, *Physics Procedia.* **37** (2012) 448–455
- [37] ROOT, <https://root.cern.ch>, 2020
- [38] Magboltz, <http://magboltz.web.cern.ch/magboltz>
- [39] Garfield++, <https://garfieldpp.web.cern.ch/garfieldpp>.
- [40] W. Blum, W. Riegler and L. Rolandi, *Particle detection with drift chambers*, *Springer Science & Business Media.* 2008.