



Universidad Zaragoza

TRABAJO DE FIN DE GRADO

Caracterización del detector de búsqueda de materia oscura TRES-DM en mezclas a alta presión

Autor:

Carlos CANELLAS LARDIÉS

Tutores:

Dr. Igor GARCÍA IRASTORZA

Dr. Francisco José IGUAZ GUTIÉRREZ



**Departamento de
Física Teórica
Universidad Zaragoza**

Grupo de Física Nuclear y Astropartículas
Departamento de Física Teórica. Facultad de Ciencias
Universidad de Zaragoza

Junio 2017

Índice

1. Introducción	1
2. Objetivos	1
3. Desarrollo	1
3.1. Evidencias de la existencia de Materia Oscura	2
3.1.1. Escala galáctica	2
3.1.2. Escala de cúmulos de galaxias	3
3.1.3. Escala cosmológica	4
3.2. Candidatos a constituir la Materia Oscura	5
3.2.1. El axión	5
3.2.2. WIMPs	6
3.3. Métodos experimentales de detección de materia oscura	7
3.3.1. Detección directa	7
3.3.2. Detección indirecta	10
3.3.3. Colisionadores	10
3.4. TREX-DM	10
3.4.1. Vasija y blindaje	12
3.4.2. Deriva	12
3.4.3. Planos de lectura	12
3.4.4. Cadena electrónica	12
3.4.5. Calibración	13
4. Medidas realizadas y resultados obtenidos	13
4.1. Calibración de la cadena electrónica	14
4.2. Caracterización del detector Microbulk Micromegas	15
4.2.1. Ajuste del espectro de energía	15
4.2.2. Curvas de transmisión electrónica	16
4.2.3. Curvas de ganancia	17
4.2.4. Curvas de resolución	19
5. Conclusiones	20

1. Introducción

El *Modelo Estándar* de física de partículas engloba los constituyentes de la materia conocida, sin embargo, a día de hoy no se conoce cuales son los principales componentes del universo. Existe una *Materia Oscura*, que no emite o absorbe radiación electromagnética de ninguna longitud de onda conocida, aún así su interacción gravitatoria domina sobre la de la materia ordinaria en escalas que van desde pequeñas enanas marrones a grandes galaxias espiral, cúmulos de galaxias y hasta donde se ha podido observar.

Los candidatos más probables a constituir la Materia Oscura actualmente son los *axiones* y los *WIMPs*, siendo éstos últimos los más buscados tradicionalmente. A pesar de la intensa búsqueda de los mismos en los últimos años aún no ha habido una detección confirmada, por lo que se está empezando a buscar otro tipo de candidatos menos convencionales, entre ellos, los WIMPs de baja masa. En el marco de esta búsqueda surge el detector TREX-DM como parte del proyecto T-REX.

2. Objetivos

El presente trabajo busca dos objetivos principales:

- Por un lado se realiza una búsqueda bibliográfica entorno a la situación actual de la búsqueda de materia oscura, englobando las evidencias que apoyan la existencia de la misma, los posibles candidatos a constituir la y los esfuerzos que se están llevando a cabo para detectarla.
- Por otro lado se realiza una colaboración con el detector de WIMPs de baja masa TREX-DM, caracterizando un plano de lectura para su futura implantación en el detector. Con esta colaboración se pretende no sólo adquirir las destrezas necesarias para colaborar en un grupo de investigación en física de partículas, si no también generar un trabajo que sea de utilidad real tanto para el grupo como para la comunidad científica.

3. Desarrollo

Antes de empezar a repasar las distintas evidencias de la existencia de materia oscura, se introduce el concepto de *densidad crítica*, ρ_c , como aquella que corresponde a un universo *plano*¹ y que se define a partir de la constante de Hubble, H , y la constante de gravitación universal, G , como:

$$\rho_c = \frac{3H_0^2}{8\pi G} \quad (1)$$

¹Un universo plano es aquel cuya curvatura, k , es igual 0. Por contra una curvatura positiva implicaría un universo cerrado que terminaría en una singularidad y una negativa un universo abierto que seguiría expandiéndose indefinidamente.

Es habitual expresar las densidades en relación con la densidad crítica a través del parámetro $\Omega_i \equiv \frac{\rho_i}{\rho_c}$, de este modo, se denotan las densidad de los distintos componentes aplicando el subíndice apropiado, con esta notación, Ω_γ es la densidad de fotones, Ω_ν la de neutrinos, Ω_B la de bariones, etc. Así, la densidad total del universo Ω se expresa como la suma de la contribución de los distintos componentes i con densidad ρ_i .

$$\Omega \equiv \sum_i \Omega_i = \sum_i \frac{\rho_i}{\rho_c} \quad (2)$$

3.1. Evidencias de la existencia de Materia Oscura

Desde que Newton publicara su ley de gravitación en 1687 una buena manera de descubrir cuerpos celestes a sido observar desviaciones de las trayectorias predichas por la teoría. Cuando se tiene una teoría y se encuentra un comportamiento que no se ajusta a la misma, puede haber dos causas posibles, o bien la teoría no es válida o hay algún elemento que no se está viendo (oscuro) y no se ha tenido en cuenta. Este segundo supuesto llevó por ejemplo a postular la existencia de Neptuno al observar la trayectoria anómala de Urano.

De un modo similar se han hallado multitud de evidencias a distintas escalas de la existencia de materia oscura, algunas de las cuales se repasan a continuación. Mediante estas evidencias se trata de imponer un límite inferior a la *Densidad de Materia Oscura*, Ω_{DM} .

3.1.1. Escala galáctica

La mayor evidencia de materia oscura viene de las observaciones de *Curvas de Rotación de Galaxias Espiral* [10], es decir la distribución de velocidad de las estrellas y el gas en función de su distancia al centro galáctico. En una galaxia espiral la mayor parte del gas y las estrellas están contenidas en un disco dentro del cual giran siguiendo trayectorias aproximadamente circulares.

Suponiendo que una estrella o nube de gas está situada a una distancia R del centro de la galaxia, la aceleración a la que está sometida según la dinámica Newtoniana es:

$$a = \frac{G M(R)}{R^2} \quad (3)$$

donde $M(R)$ es la masa de toda la materia presente en el interior de ese disco:

$$M(r) = 4\pi \int_0^R \rho(r) r^2 dr \quad (4)$$

Como sigue una trayectoria prácticamente circular se cumple que $a = \frac{v^2}{R}$, por lo tanto:

$$v(R) = \sqrt{\frac{G M(R)}{R}} \quad (5)$$

De este modo, observando la curva de rotación de una galaxia podemos calcular la distribución de masa $\rho(r)$. A una distancia lejana de la galaxia, donde apenas aumenta la masa total,

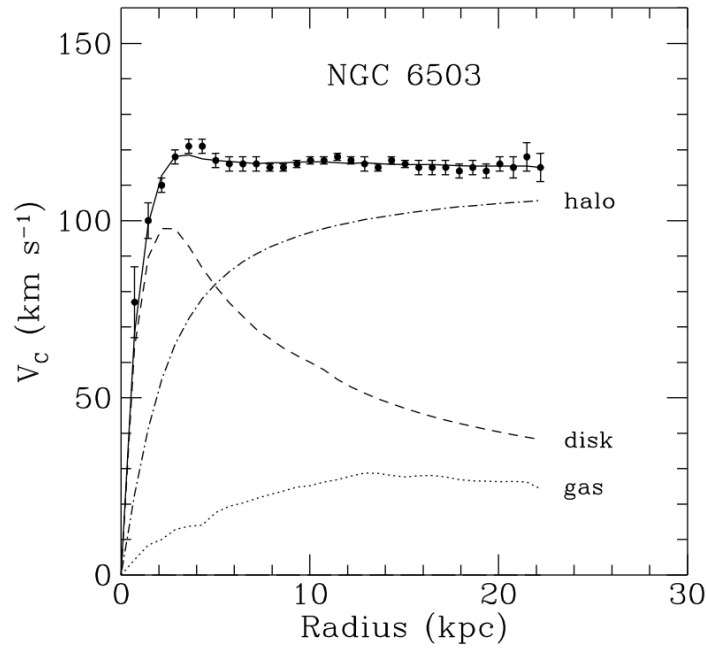


Figura 1: Curva de rotación de la galaxia NGC6503. Las líneas punteada, discontinua y punteada-discontinua corresponden a la contribución del gas, disco y de materia oscura respectivamente. Obtenido de Ref.[10].

$M(r) \simeq cte$, se debería observar una menor velocidad de rotación, $v \propto \frac{1}{\sqrt{r}}$. Sin embargo lo que observamos es que la velocidad es prácticamente constante (Figura 1).

Que $v(r \gg) \simeq cte$ implica según la Ec.(5) que la distribución de masa no acaba donde lo hace el disco visible, sino que se extiende más allá con la forma $M(R \gg) \propto R$ y por lo tanto $\rho(r \gg) \propto \frac{1}{r^2}$. Esta contribución de materia no visible (oscura) se denomina *halo*. En algún punto $\rho(r)$ tendrá que decaer, ya que si no la masa del universo sería infinita, pero no se sabe a qué distancia sucede esto[33].

Estas observaciones permiten poner un límite inferior a la densidad de $\Omega_{DM} \geq 0,1$ [33].

3.1.2. Escala de cúmulos de galaxias

Las galaxias en el universo se concentran espacialmente en grupos de galaxias y éstos a su vez en cúmulos de galaxias. La primera prueba de la existencia de materia oscura data de 1933 y vino de la medida de la dispersión de las velocidades de las galaxias del Cúmulo de Coma [42]. A partir de las velocidades de las galaxias dentro del cúmulo se puede determinar la masa total del mismo [48]. Zwicky determinó un cociente masa-luz de unas 400 masas solares por luminosidad solar, algo que excedía lo observado en la cercanía del sistema solar en dos ordenes de magnitud.

Hoy en día, la masa de un cúmulo galáctico se puede determinar de distintas formas: aplicando el teorema del virial a la distribución de velocidades de las galaxias, por efectos de lente gravitacional débiles o estudiando los rayos X que emiten las concentraciones de gas caliente en

los cúmulos galácticos [13]. El efecto de lente gravitacional consiste en observar la curvatura de la trayectoria seguida por las ondas electromagnéticas cerca de un objeto masivo. A partir de la medida del ángulo de desviación se puede determinar la masa del objeto.

Un ejemplo particularmente interesante es el del cúmulo Bala (1E0657-558), que recientemente (en escalas de tiempo cosmológicas) atravesó otro cúmulo de mayor tamaño. Como resultado de la colisión las galaxias de ambos cúmulos siguieron trayectorias balísticas² mientras que la mayoría del gas (que supone la mayoría de la materia bariónica del cúmulo) se frenó a consecuencia de la interacción electromagnética. Mediante el efecto de lente gravitacional se observó que la mayoría de la masa total de ambos cúmulos siguió también una trayectoria balística, lo que indica la presencia de una gran cantidad de masa que no interacciona electromagnéticamente (oscura) pero si de forma débil [35, 20].

Las observaciones a esta escala han situado la densidad de materia oscura en $\Omega_{DM} \sim 0,2$, un valor algo mayor que el obtenido a escala galáctica.

3.1.3. Escala cosmológica

Además de las evidencias a escala galáctica y de cúmulos de galaxias, también hay evidencias a escala cosmológica, es decir, a escala del universo, que se extraen del fondo cósmico de microondas (CMB³).

La existencia del CMB fue predicha por Georges Gamow en 1948 y fue observado por primera vez por Penzias y Wilson en 1965. En los últimos 25 años se han enviado sucesivos satélites para *fotografiar* el CMB: Cobe en 1992, WMAP en 2003 y por último Planck en 2013. A partir de los datos obtenidos por este último en 2015[39] se ha conseguido el valor más preciso de la densidad de Materia oscura, en particular a partir de la medida de las anisotropías en el CMB se tiene un valor para la densidad de *Materia no Bariónica (nbm)*. de :

$$\Omega_{nbm}h^2 = 0,1186 \pm 0,0020 \quad (6)$$

Donde h es el valor del parámetro de Hubble en unidades de $100km/s/Mpc$. Por otro lado, la densidad de materia bariónica que se ha obtenido es de $\Omega_b h^2 = 0,02226 \pm 0,00023$ una parte de la cual podría contribuir en forma de materia oscura bariónica a la densidad total de DM, Ω_{DM} . Es decir que estas observaciones dan una densidad total de masa de $\Omega_m = 0,308 \pm 0,012$, de la cual tan sólo el 16 % es materia bariónica y el 84 % restante corresponde a materia no bariónica.

Estas mismas observaciones corresponden a un universo prácticamente plano, lo cual, de acuerdo a la ec.(2) predice un valor de $\Omega \simeq 1$. La densidad de materia (bariónica y no bariónica) no es suficiente para dar cuenta de la densidad total del universo, lo que indica la necesidad de introducir una nueva contribución, denominada *Energía Oscura*, que sería de $\Omega_\Lambda = 0,692 \pm 0,012$.

²Un objeto sigue una trayectoria balística cuando ésta únicamente se ve afectada por su propia inercia y la acción de la gravedad.

³De sus siglas en inglés *Cosmic Microwave Background*.

3.2. Candidatos a constituir la Materia Oscura

Como se ha visto en la sección previa, la evidencia de existencia de DM a distintas escalas en el universo es abrumadora, de modo que la siguiente pregunta que surge de forma natural es *¿de qué está hecha la materia oscura?*. En esta sección se repasan brevemente algunos de los distintos candidatos que se han propuesto hasta la fecha, prestando especial atención a los WIMPs⁴, que son el objeto de búsqueda del detector TREX-DM.

Aunque podría haber contribuciones a la densidad total de DM debidas a Materia Bariónica, como los denominados MACHOs [28], [36] o como nubes de gas molecular frío [37], la mayor parte estaría formada por materia no bariónica. La materia oscura no bariónica del universo debería satisfacer algunas condiciones:

- Ser *fría*, es decir, no relativista en el momento de formación de las galaxias.
- Ser estable a escala de tiempo cosmológica porque de otro modo a día de hoy hubiera decaído.
- Interactuar muy débilmente con las partículas del *Modelo Estándar*.
- Aportar la cantidad adecuada a la densidad de reliquias en la Ec.(6).

Cabe resaltar que la materia oscura no tiene por qué estar formada por un sólo tipo de partícula, de hecho, los neutrinos del modelo estándar contribuyen a la ec.(6) en una cantidad $\Omega_\nu h^2 \leq 0,00062$ [33], pero no pueden dar cuenta de toda la materia oscura. Por lo tanto hay que buscar posibles constituyentes más allá del modelo estándar. Hay muchos candidatos a formar parte de la materia oscura no bariónica [13], no obstante los más interesantes son los *axiones* y los *WIMPs*.

3.2.1. El axión

En 1977 Peccei y Quinn propusieron una extensión al modelo estándar que solucionaba el problema de la conservación de la simetría CP en la cromodinámica cuántica [38]. En esta teoría aparece una nueva partícula: el axión. Al igual que éste, en diversas extensiones del modelo estándar aparecen partículas con la misma fenomenología, ALPs⁵. Ambas partículas son neutras e interactúan con la materia de forma débil, siendo candidatas a constituir materia oscura.

Al interactuar de forma tan débil no tendría por qué estar en equilibrio térmico con la materia ordinaria. Por tanto, podría haberse producido en masa en una etapa temprana de la evolución térmica del universo, con lo que podrían suponer una aportación a la densidad de materia oscura no bariónica suficiente de acuerdo con la ec.(6). No obstante el cálculo de $\Omega_a h^2$ es muy complicado y depende del mecanismo de producción asumido.

⁴De sus siglas en inglés, *Weakly Interacting Massive Particles*.

⁵De sus siglas en inglés, *Axion Like Particles*.

De existir el axión, podría convertirse en un fotón en presencia de campos electromagnéticos intensos mediante el denominado efecto Primakoff. Este proceso se daría con una constante de acoplo $g_{a\gamma}$, con unidades del inverso de la energía y de forma que $g_{a\gamma} \propto m_a$ [26]. Este proceso es la base de la búsqueda experimental de axiones.

3.2.2. WIMPs

Los WIMPs, χ , son partículas hipotéticas con una masa en el rango de $m_\chi \sim 10\text{GeV} - \text{TeV}$ y con secciones eficaces del orden de la interacción débil.

Su contribución a la densidad de reliquias actual se calcula partiendo del supuesto de que los WIMPs estaban en equilibrio térmico con las partículas del modelo estándar en la "sopa caliente" de partículas que era el universo después de la época inflacionaria. En este punto, mientras la temperatura del universo era mayor que la masa de la partícula, $T > m_\chi$, el equilibrio se mantendría ya que los procesos de aniquilación con su antipartícula⁶ $\bar{\chi}$ para dar lugar otras partículas más ligeras del modelo estándar se compensaría con el proceso inverso:

$$\chi\bar{\chi} \rightleftharpoons l\bar{l} \quad (7)$$

En este caso la abundancia en equilibrio es $n_\chi^{eq} \propto T^3$, es decir que es proporcional a la densidad fotónica.

Conforme el universo se expande y su temperatura baja, llega un punto en el que baja por debajo de la masa de la partícula, $T < m_\chi$ y a partir de ese momento el ritmo del proceso de la ec.(7) de derecha a izquierda decae exponencialmente ya que la mayoría de las partículas del modelo estándar no tienen suficiente energía como para producir WIMPs. Como consecuencia de esta ruptura de equilibrio la abundancia de WIMPs decae del mismo modo, $n_\chi^{eq} \propto T^{3/2}e^{-m_\chi/T}$.

Mientras esto sucede, el universo sigue expandiéndose de modo que cada vez es más complicado que una pareja $\chi\bar{\chi}$ se encuentre y el proceso de aniquilación se vuelve cada vez menos eficiente. Cuando el ritmo de expansión del universo, H , se vuelve mayor que el ritmo de aniquilación de WIMPs, $\Gamma_{\chi\bar{\chi}}$, éstos salen del equilibrio y su abundancia se congela, de modo que hoy en día es la misma, conformando lo que se llama *densidad o abundancia fósil* de la partícula χ , una reliquia de cuando estaba en equilibrio térmico con el resto de partículas del universo.

WIMP miracle La evolución de la abundancia fósil de χ se describe cuantitativamente mediante la ecuación de Boltzmann [32]:

$$\frac{dn_\chi}{dt} + 3Hn_\chi = -\langle\sigma_A v\rangle [(n_\chi)^2 - (n_\chi^{eq})^2] \quad (8)$$

Donde a es el factor de escala del universo. $\langle\sigma_A v\rangle$ da cuenta del ritmo de expansión del universo y los términos entre corchetes del lado derecho ($[(n_\chi)^2 - (n_\chi^{eq})^2]$) dan cuenta del ritmo de desintegración y creación de χ .

⁶En caso de que se trate de una partícula de Majorana $\chi = \bar{\chi}$.

Teniendo en cuenta lo expuesto más arriba, se puede utilizar esta ecuación para determinar la abundancia de WIMPs en el momento del desacople y por lo tanto la actual y llegar finalmente a[32]:

$$\Omega_\chi h^2 \simeq \frac{3 \times 10^{-27} \text{cm}^3/\text{s}}{\langle \sigma_A v \rangle} \quad (9)$$

Si existiera una nueva partícula cuya una sección eficaz fuera del orden de la interacción débil, daría lugar según la ec.(9) justamente a la abundancia requerida por la ec.(6) para dar cuenta de la materia oscura del universo. Esta coincidencia vino a denominarse el *WIMP miracle* y se tomó como prueba de que dicha partícula debía existir, lo que ha traído un gran desarrollo teórico y un gran esfuerzo experimental en busca de su detección.

3.3. Métodos experimentales de detección de materia oscura

La siguiente pregunta que surge de forma natural es *¿Cómo se detecta la materia oscura?* Principalmente hay tres estrategias diferentes para intentar detectar materia oscura que se conocen como *detección directa*, *detección indirecta* y búsquedas en grandes *colisionadores*. Estos tres métodos pueden ser sensibles a candidatos tipo WIMP, lo que es una muy buena noticia porque en caso de que siguiendo uno de los tres métodos se obtuviera un resultado positivo, éste podría ser corroborado y complementado con información obtenida siguiendo los otros dos. Se repasan a continuación cada uno de estos tres enfoques y se revisan los experimentos más relevantes que siguen cada uno de estos enfoques [18].

3.3.1. Detección directa

Si los WIMPs constituyen el grueso de la materia oscura, se agruparían gravitacionalmente con las estrellas ordinarias, formando halos tal y como se menciona en la sección 1 del presente documento. De existir dicho halo tendría que haber un flujo de estas partículas atravesando la tierra, de modo que podrían detectarse de un modo directo por sus interacciones con los núcleos en el interior de un detector. Los correspondientes retrocesos nucleares se pueden observar mediante ionización, centelleo o el incremento de la temperatura, de hecho muchos experimentos modernos combinan estas tres señales para poder reducir el ruido de fondo.

Para calcular el ritmo(número de eventos esperados en un experimento por unidad de tiempo y por unidad de masa del blanco en el que se dan los retrocesos nucleares) se tiene en cuenta la densidad y distribución de velocidad de los WIMPs en el sistema solar y la sección eficaz de dispersión WIMP-nucleón. De este modo, el ritmo viene dado aproximadamente por [13]:

$$R \simeq \sum_i N_i n_\chi \langle \sigma_{i\chi} \rangle \quad (10)$$

Donde el subíndice i hace referencia a los distintos tipos de núcleos presentes en el detector, N_i es el número total de núcleos de la especie i -ésima que forman el blanco, n_χ es la densidad local

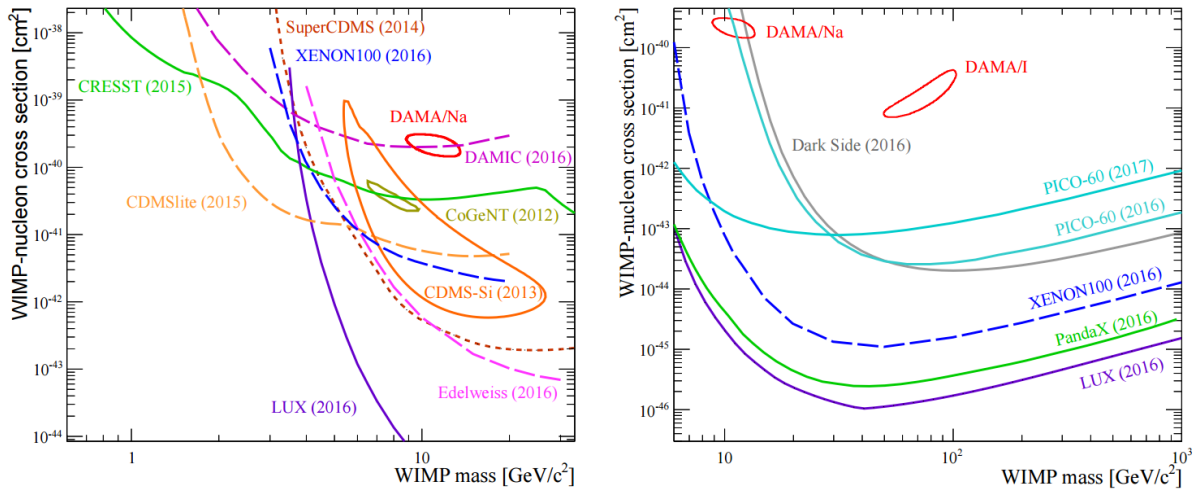


Figura 2: Resumen de las posibles señales y los límites de exclusión de varios experimentos para secciones eficaces independientes del espín para WIMPs de baja masa (izquierda) y para WIMPs de mayor masa (derecha). Obtenidos de la referencia[47].

de WIMPs y $\langle\sigma_{i\chi}\rangle$ la sección eficaz de dispersión de una interacción WIMP-núcleo de la especie i -ésima, promediada sobre la velocidad relativa de los WIMPs respecto al detector.

Los procesos considerados se pueden clasificar según sean elásticos o inelásticos o según dependan del espín del núcleo o no. Atendiendo a esta segunda clasificación, la sección eficaz de dispersión ($\sigma_{i\chi}$) cuando el acoplo depende del espín es proporcional a $J(J+1)$ y no al número de nucleones. Sin embargo, en el caso de que el acoplo no dependa del espín la sección eficaz es proporcional a A^2 , la sección eficaz independiente de espín es la contribución dominante para núcleos con $A > 20$, que son los que se suelen usar como blancos en los experimentos de detección directa de materia oscura [18].

Cada experimento que no obtiene un evento positivo excluye regiones del espacio paramétrico, determinando una zona del plano ($m_\chi, \sigma_{i\chi}$) en la que no puede estar el WIMP, ya que si no, se habría detectado por ese experimento. En las figuras 2 y 3 se muestran algunos de los resultados obtenidos por experimentos de detección directa e indirecta, las posibles detecciones anunciadas por algunos de ellos y la zona de exclusión determinada por cada uno.

Algunos experimentos usan **cristales de centelleo**, el experimento DAMA/LIBRA, situado en los laboratorios del INFN bajo el *Gran Sasso* en Italia, mide retrocesos nucleares en yoduro de sodio (NaI) e investiga una señal que podría ser consistente con la modulación anual del flujo de WIMPs que atraviesan la tierra debido al movimiento de ésta alrededor del sol. Los resultados obtenidos concuerdan con dos posibles soluciones para la masa y sección eficaz de la interacción WIMP-nucleón[12]: un WIMP con $m_\chi \simeq 50\text{GeV}$ y $\sigma_{i\chi} \simeq 7 \times 10^{-6}\text{pb}$ o un WIMP de baja masa, del orden de $m_\chi \simeq 6 - 10\text{GeV}$ con $\sigma_{i\chi} \simeq 10^{-3}\text{pb}$. Sin embargo, estos resultados no han sido confirmados por otras colaboraciones que han explorado ese espacio pa-

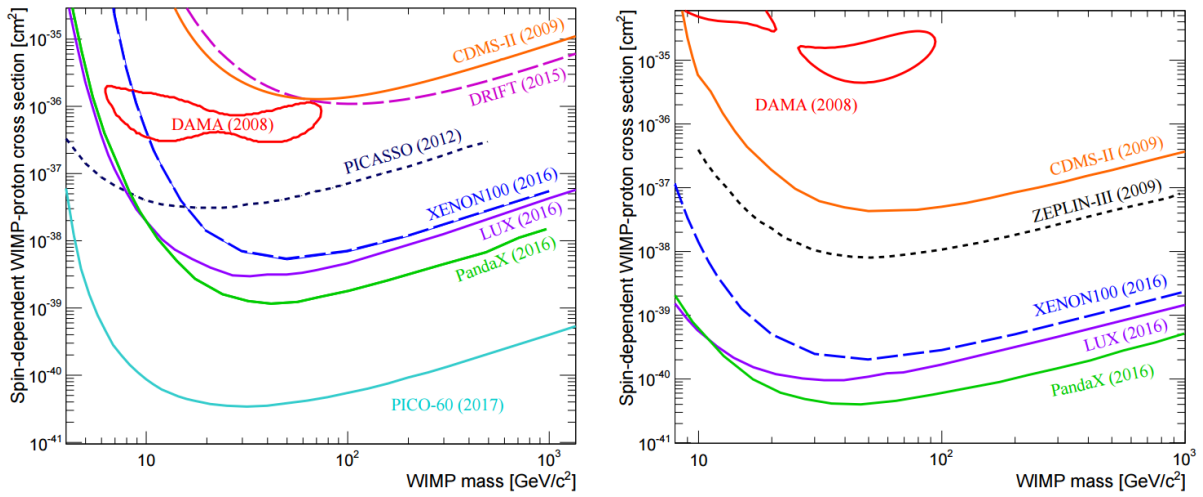


Figura 3: Límites experimentales de la sección eficaz para interacciones dependientes de espín frente a la masa del WIMP asumiendo que la interacción es con protones (izquierda) y con neutrones (derecha). Obtenido de Ref.[47].

ramétrico sin encontrar ninguna evidencia de materia oscura, aunque tampoco se ha encontrado una explicación convincente que no contemple los WIMPs como origen de la modulación anual detectada por DAMA/LIBRA, lo que sigue inspirando distintas teorías para tratar de explicar dicho fenómeno. El experimento KIMS, que funciona también con cristales NaI, ha excluido la región correspondiente al WIMP de mayor masa propuesto por DAMA/LIBRA. El experimento ANAIS[21], situado en el LSC⁷, buscará confirmar la señal de DAMA/LIBRA con un detector de 112 Kg de NaI(Tl),.

Otros experimentos usan **TPCs⁸ rellenas con líquidos nobles** y han obtenido los límites más estrictos a la sección eficaz, tanto para la parte independiente de espín como para la dependiente (Figura 3). Actualmente los mejores resultados son los obtenidos por XENON1T[23], PandaX-II[45] y LUX[6].

Algunos de ellos operan con **semiconductores a temperaturas por debajo del Kelvin**, permitiendo medir simultáneamente la ionización y los fonones generados por pequeños depósitos de energía, como por ejemplo CDMS[4], CRESST[8] y EDELWEISS[24]. El análisis de los datos obtenidos con los detectores de silicio de CDMS ha mostrado un resultado que podría ser compatible con un WIMP de $m_\chi \simeq 8\text{GeV}$ y $\sigma_{i\chi} \simeq 10^{-7}\text{pb}$, aunque es más probable que la señal sea debida a algún error instrumental ya que estos eventos se encuentran muy próximos al umbral de detección.

Los experimentos que usan **líquidos metaestables** aprovechan la formación de burbujas en los mismos tras una deposición de energía y son particularmente competitivos al observar interacciones dependientes de espín con protones, SIMPLE[25], PICASSO[41] y COUPP[11]

⁷Laboratorio Subterráneo de Canfranc.

⁸Time Projection Chambers.

usan ^{19}F como blanco en el que observar la traza. De darse un resultado positivo, esta detección permitiría además determinar el espín del WIMP.

3.3.2. Detección indirecta

Se puede intentar detectar materia oscura de un modo indirecto, a través de sus productos de desintegración como pueden ser neutrinos, fotones, o antipartículas como positrones o antiprotones.

La aniquilación de WIMPs en la Vía Láctea podría producir rayos cósmicos cargados y éstos podrían ser detectados mediante telescopios en la órbita terrestre, como PAMELA[3] o AMS-02[5], que han observado un exceso en el flujo de positrones. También se ha detectado un flujo total de electrones y positrones mayor del esperado en experimentos como FERMI/LAT[22], ATIC o HESS[2], sin embargo, no está clara la fuente de dichos rayos cósmicos. También se podrían detectar fotones con telescopios Chrenkov situados en la superficie, como MAGIC o HESS, u observatorios en órbita como FERMI/LAT. Por último se pueden buscar los neutrinos producidos por WIMPs en el sol, donde habría una mayor concentración de WIMPs y por lo tanto una mayor probabilidad de producción de neutrinos, mediante telescopios de neutrinos como BAKSAN[14], SuperKamiokande[19], ANTARES[3] o IceCube[1].

3.3.3. Colisionadores

Por último, se podrían generar WIMPs en colisionadores, aunque esto no supondría una confirmación de que éstos formen el grueso de la materia oscura del universo, permitiría determinar algunas de sus propiedades. Esta información se podría combinar con la obtenida mediante métodos de búsqueda directa e indirecta. Por el momento, en el LHC no se ha encontrado ninguna evidencia de física más allá del modelo estándar, lo que está limitando modelos supersimétricos, aunque sigue habiendo algunos de ellos viables.

El hecho de que no haya habido una confirmación de la existencia de los WIMPs de modo directo o indirecto está desviando la atención hacia otros candidatos, como los axiones y está poniendo en duda la idea del *WIMP Miracle* y abriendo la puerta al estudio de modelos de supersimetría menos convencionales o incluso modelos de WIMPs no supersimétricos.

3.4. TREX-DM

Como se muestra al final de la sección 3.3, se está abriendo la puerta a una búsqueda de candidatos más genéricos que los enmarcados en el WIMP miracle y dentro de ellos se encuentran los WIMPs de baja masa (es decir, $M_\chi < 10 - 20\text{GeV}$), que están fuera del alcance de los experimentos más convencionales. El proyecto T-REX⁹ en los últimos años ha desarrollado distintos detectores basados en TPCs para la búsqueda de sucesos poco probables[44], dentro

⁹ *TPCs for Rare Events eXperiments.*

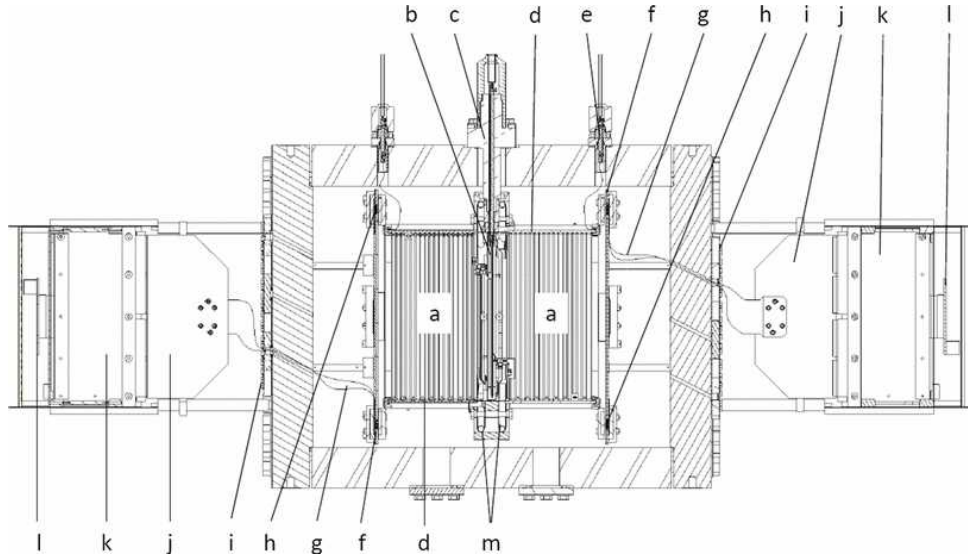


Figura 4: Esquema del detector TREX-DM. Los diferentes componentes son: volúmenes activos (a), cátodo central (b), pasa-muro para cable de alto voltaje (c), estructura de deriva (d), canalización para el último anillo (e), planos de lectura Micromegas (f), cable plano (g), conectores Samtec (h), pasa-muros para la señal (i), tarjeta interfaz (j), sistema de adquisición (k,l) y tubo de calibración (m). Obtenido de Ref.[30].

de ese contexto se ha creado el detector TREX-DM con el objetivo de buscar la existencia de WIMPs de baja masa.

Antes de describir el montaje experimental del detector, se repasan los procesos físicos que tienen lugar en su interior que permiten detectar la señal producida cuando hay una colisión WIMP-nucleón en su interior.

Al incidir una partícula en el volumen gaseoso (región de deriva) se puede producir una ionización del medio generando pares ión-electrón, si se aplica un campo eléctrico entre los extremos del volumen de gas, se producirá un proceso de deriva de los electrones e iones, de modo que los iones se desplazarán en dirección al cátodo y los electrones hacia el ánodo. Para obtener una señal detectable, se crea un campo eléctrico en las inmediaciones del ánodo (región de avalancha) que sea lo suficientemente intenso como para generar una cascada de electrones de avalancha. Estos electrones son recogidos por el ánodo, que si está pixelizado además permitirá reconstruir la topología del evento.

TREX-DM es una TPC concebida para alojar 0,3 kg de Ar a 10 bar (o alternativamente 0,16 kg de Ne) y hecha, en la medida de lo posible, de materiales radiopuros. El experimento usa gas a presión, sacrificando así la posibilidad de estudiar la direccionalidad de los WIMPs a cambio de aumentar la masa del detector y la probabilidad de detección. En la figura 4 se pueden ver las distintas partes del detector, que se repasan a continuación.

3.4.1. Vasija y blindaje

El detector está formado por una vasija de cobre cilíndrica de 0,5m de diámetro y 0,5m de largo. Tanto las tapas de ambos lados como la superficie cilíndrica tienen un espesor de 6cm, suficiente tanto para soportar presiones de hasta 12 bar como para formar parte del blindaje pasivo frente a fuentes externas. En la fase de toma de datos, estará rodeado de un blindaje de plomo y polietileno frente a neutrones y fotones externos.

3.4.2. Deriva

En su interior tiene dos volúmenes activos (Fig. 4(a)) divididos por un cátodo central (Fig. 4(b)), hecho de cobre y mylar y aislado de la superficie interna de la vasija mediante un cilindro de teflón que previene picos de tensión de hasta 40kV. El cátodo se alimenta a través del pasa-muro de alto voltaje (Fig. 4(c)).

Ambos volúmenes están rodeados por una estructura de deriva (Fig. 4(d)) de sección cuadrada de 19 cm de largo y 25 de lado cada una. Esta estructura están compuestas por un circuito de cobre y kapton y rodeado de teflón. El circuito está formado por anillos de cobre paralelos conectados entre sí por resistencias de $10M\Omega$ que a ambos lados terminan en un último anillo cuadrado de cobre conectado al exterior mediante otro pasa-muro (Fig. 4(e)). El voltaje del último anillo se varía de modo que en el interior del volumen de deriva el campo sea homogéneo independientemente del voltaje aplicado entre cátodo y ánodo.

3.4.3. Planos de lectura

Uno de los puntos clave del detector TREX-DM (y del proyecto T-REX) es el uso de la tecnología *Micromegas*[27]. Estos detectores separan la región de deriva y la de amplificación con un tercer electrodo denominado *Mesh*, que está agujereado y separado del ánodo pixelizado por pilares de kapton una distancia o gap muy pequeño ($25 - 26\mu m$) donde tiene lugar la amplificación. Estos detectores ofrecen información sobre la topología, una elevada ganancia ($10^3 - 10^4$) y además el modelo microbulk está fabricado con cobre y kapton, ambos con niveles excepcionalmente altos de radiopureza, lo que los hace idóneos para su uso en este tipo de detectores.

Como parte de este trabajo se ha caracterizado la respuesta de un detector microbulk Micromegas no pixelizado usando dos mezclas de gases: $Ar + 1\%iC_4H_{10}$ y $Ne + 2\%iC_4H_{10}$ con las que operará el detector TREX-DM. En la sección 5 se muestran los resultados obtenidos para presiones entre 1 y 10 bar, en pasos de 1 bar.

3.4.4. Cadena electrónica

La información obtenida en los planos de lectura(Fig. 4(f)) se conecta mediante un cable plano(Fig. 4(g)) a la electrónica a través de una canalización (Fig. 4(i)), ésta termina en la tarjeta

(Fig. 4(j)) que conecta con el ordenador mediante el sistema de adquisición (Fig. 4(k,l)) para el posterior análisis de los datos obtenidos. Igual que el bajo fondo radiactivo, para bajar el umbral de detección es necesario evitar en la medida de lo posible todo el ruido electrónico mediante distintos métodos como usar cables coaxiales y jaulas de Faraday, teniendo especial cuidado en la toma de tierra de la cadena electrónica.

3.4.5. Calibración

Para poder calibrar el detector se ha incluido un contenedor cilíndrico con una fuente de ^{109}Cd (Fig. 4(m)) que permite introducirla en la vasija y recogerla para que no afecte durante la toma de datos.

4. Medidas realizadas y resultados obtenidos

TREX-DM operará con dos mezclas de gases: $\text{Ar} + 1\% i\text{C}_4\text{H}_{10}$ y $\text{Ne} + 2\% i\text{C}_4\text{H}_{10}$. Se usan gases nobles como blanco debido a su gran poder de frenado, sin embargo éstos son muy transparentes a los fotones que se puedan producir en la ionización inicial o en la avalancha, por lo que se añade una pequeña concentración de otros gases, en este caso isobutano ($i\text{C}_4\text{H}_{10}$), con una alta sección eficaz de absorción para esos fotones. Estos gases, denominados *quenchenrs*, emiten más electrones al absorber los fotones, incrementando así la ganancia del detector, esto es conocido como el *efecto Penning*[16]. La proporción ha sido fijada de modo que cumpla con la normativa de seguridad del LSC ya que las mezclas con isobutano son inflamables para concentraciones superiores al 2 % para el caso del Ar y al 3 % para el Ne. Además, aunque la concentración de quencher óptima usando un detector Micromegas está entorno al 5 % para presión atmosférica[29], se ha observado con otros gases que ésta baja al aumentar la presión[17].

Tal y como se menciona previamente, como parte de este trabajo se ha caracterizado la respuesta de un plano de lectura Microbulk Micromegas en mezclas de gases a distintas presiones. Para ello se ha utilizado una versión simplificada del detector, consistente en una vasija de acero inoxidable que puede mantener presiones de 15 bar conectada a un sistema de bombeo de gas. En la figura 5, izquierda, se pueden observar las conexiones para la electrónica y para el sistema de gas.

En el interior hay una cavidad cilíndrica de 2,2 litros, 10 cm de altura y 16 cm de diámetro en la que está situada una estructura de deriva de 3 cm de alto, como se puede ver en la figura 5, izquierda. La estructura está formada por un cátodo de cobre circular de 10 cm de diámetro con una cavidad en la que se sitúa la fuente de ^{109}Cd y tres anillos de cobre conectados entre sí por resistencias de $1\text{M}\Omega$. En el último de ellos se apoya una placa cilíndrica de cobre y en el centro de la misma está el plano Microbulk Micromegas bajo estudio, colocado en una base de teflón. El cátodo y el ánodo se conectan a la exterior a través de los pasa-muros (*feedthroughs*) y se alimentan de manera independiente, mientras el último anillo está al mismo potencial que

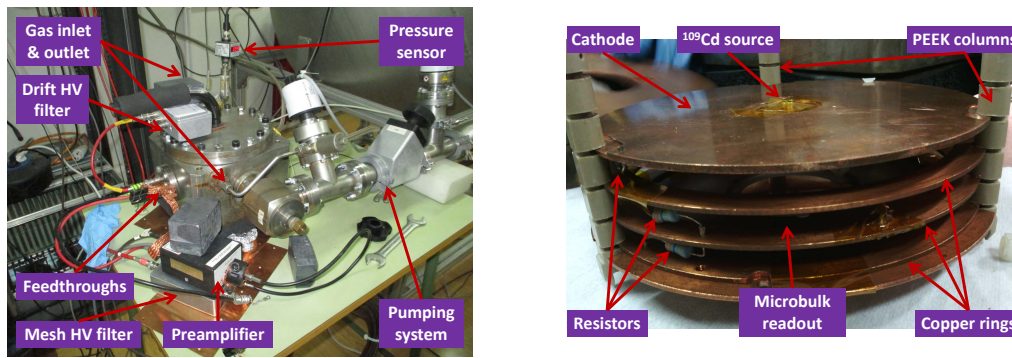


Figura 5: Esquema del montaje experimental. En la izquierda se muestra una vista general de la vasija con las conexiones para la cadena electrónica y el sistema de gas y en la derecha los anillos que forman la deriva, la fuente de ^{109}Cd y el plano de lectura microbulk. Obtenido de Ref.[31].

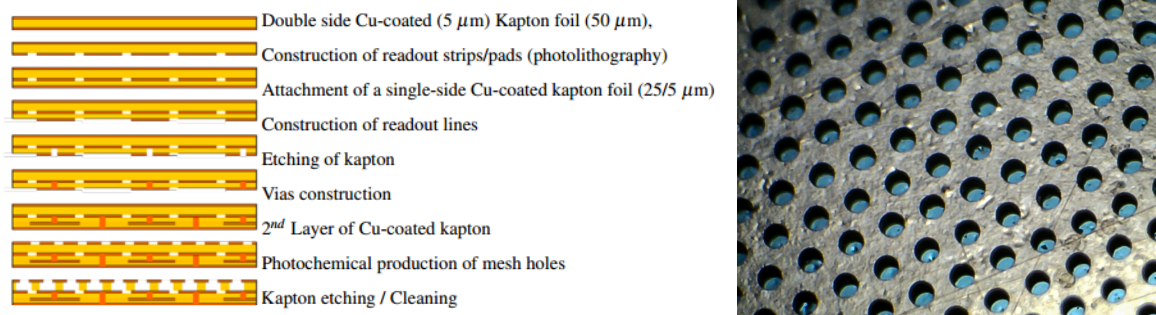


Figura 6: Esquema del detector. En la izquierda el proceso seguido para contruir un detector Microbulk. Obtenido de Ref.[7]. En la derecha una imagen de microscopio del patrón de la mesh

la mesh y referenciado a tierra.

En los detectores Micromegas más convencionales se fabrican por separado el ánodo y la mesh y luego se pegan entre sí mediante unos pilares de kapton, dejando el gap requerido. En este caso se ha utilizado un detector del tipo *Microbulk Micromegas*[7], para el cual el ánodo y la mesh se hacen de una sola pieza a partir de un folio de kapton cubierto de cobre a ambos lados. El proceso de fabricación se puede ver en la fig.6(izquierda). El utilizado para estas medidas tiene un ánodo no pixelizado circular de 2,4 cm de diámetro, con un gap de $50\text{ }\mu\text{m}$ y la mesh tiene agujeros de $55\text{ }\mu\text{m}$ de diámetro separados entre sí $100\text{ }\mu\text{m}$ según un patrón hexagonal como se puede ver en la fig.6(derecha).

4.1. Calibración de la cadena electrónica

La señal obtenida del ánodo se pasa por un filtro RC y después por un preamplificador, un amplificador y por un Analizador Multicanal (MCA). El amplificador ha trabajado a dos ganancias diferentes ($\times 10$, $\times 30$) y el MCA en dos rangos diferentes (5V,10V). Para aprovechar

los 1024 canales del MCA se ha operado con tres combinaciones diferentes ($\times 30, 5V; \times 10, 5V; \times 10, 10V$) y antes de medir se calibrado la relación lineal canal del MCA-carga (nº de electrones) $Canal = A \times Q + B$ para cada una de las tres combinaciones.

Para ello se ha usado un generador de pulsos cuadrados cuya señal de salida se pasa primero por un condensador de $1,5pF$ para transformarla en carga y se conecta al resto de la cadena electrónica. A partir de la capacidad del condensador y la altura del pulso se obtiene la carga $Q = V \times C$ y al final de la cadena se mide el canal para diferentes tensiones. Los valores obtenidos del ajuste se recogen en la tabla 1.

G_{amp}	Rango MCA	A(canal/e)	B(canal)
$\times 30$	5V	$6,19 \times 10^{-4}$	-1,35
$\times 10$	5V	$1,96 \times 10^{-4}$	-1,27
$\times 10$	5V	$9,75 \times 10^{-5}$	-1,06

Tabla 1: Resultados de la calibración de la cadena electrónica. Se ha hecho un ajuste a la recta $Canal = A \times Q + B$.

4.2. Caracterización del detector Microbulk Micromegas

Para asegurar la pureza del gas dentro del detector, se ha bombeado la vasija hasta alcanzar niveles de vacío por debajo de $2 \times 10^{-5} mbar$ y una tasa de *outgassing*¹⁰ de 9×10^{-7} mbar l/s, para lo que se han necesitado aproximadamente ~ 10 horas. Una vez alcanzados estos valores se rellena la vasija con el gas deseado controlando la presión hasta alcanzar la deseada, normalmente se ha llenado hasta la presión más baja y después de hacer las medidas se ha procedido o bien incrementando en 1 bar la presión para tomar las siguientes medidas o bien vaciando la vasija para empezar el proceso con otro gas.

4.2.1. Ajuste del espectro de energía

Para cada medida realizada se ha obtenido un espectro de energía, el cual se ha analizado mediante un ajuste gaussiano iterativo para el que se han considerado tanto los picos de emisión $K_{\alpha}(E_{\alpha} = 22,1keV)$ y $K_{\beta}(E_{\beta} = 24,9keV)$ [43] correspondientes a los rayos X característicos del ^{109}Cd como los picos de escape¹¹, cuya energía es $E_{\alpha,\beta} - E_{gas}$, donde $E_{gas} = 2,974$ keV para Ar y $E_{gas} = 0,849$ keV para Ne[43]. Además en el espectro aparecen dos picos debidos a la fluorescencia del Cu en 8,048 y 8,906 keV[43]

El ajuste se realiza en 3 pasos:

¹⁰Moléculas del gas que había previamente en el interior de la vasija se quedan atrapadas en el material que la forma, la tasa de *outgassing* da cuenta de la cantidad de las mismas que se libera al volumen interno a lo largo del tiempo.

¹¹Parte de la energía se invierte en excitar el gas, por lo que la perdida de energía correspondiente depende del blanco.

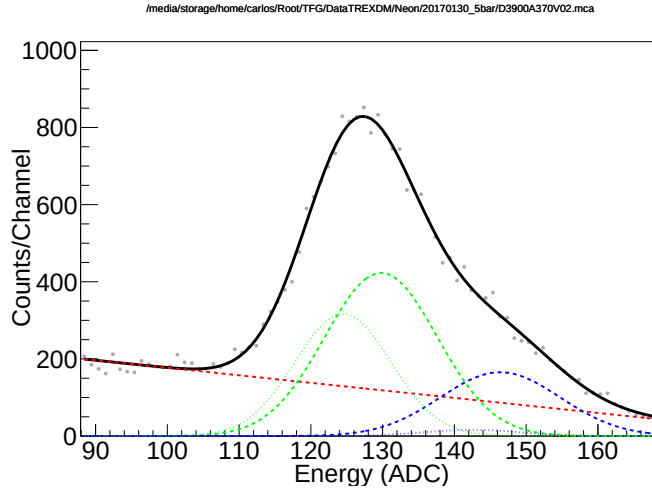


Figura 7: Resultado del ajuste obtenido usando $Ne + 2\% iC_4H_{10}$ a 5bar. Los puntos corresponden a los datos experimentales obtenidos, la línea roja a la recta de fondo, la verde más gruesa E_α , la verde fina a $E_\alpha - E_{gas}$, la línea azul gruesa a E_β y por último la azul fina a $E_\beta - E_{gas}$.

1. Localiza el pico principal del espectro, al que contribuyen tanto las líneas K_α y K_β como los correspondientes picos de escape, y realiza un ajuste por mínimos cuadrados a una gaussiana con un nivel de fondo constante:

$$f_1(x) = B + A_1 e^{\frac{1}{2} \left(\frac{x - \mu_1}{\sigma_1} \right)^2} \quad (11)$$

Donde A_1 , μ_1 , σ_1 y B son los parámetros que se ajustan.

2. Usando los valores obtenidos en el primer paso como punto de partida, separa la contribución de E_α y E_β en dos gaussianas y añade una pendiente al fondo:

$$f_2(x) = B + Cx + A_1 e^{\frac{1}{2} \left(\frac{x - \mu_1}{\sigma_1} \right)^2} + A_2 e^{\frac{1}{2} \left(\frac{x - \mu_2}{\sigma_2} \right)^2} \quad (12)$$

3. Por último, partiendo de los valores obtenidos en el paso anterior, se ajusta a cuatro gaussianas, separando la contribución de E_α , $E_\alpha - E_{gas}$, E_β , $E_\beta - E_{gas}$ y un fondo lineal:

$$f_3(x) = B + Cx + A_1 e^{\frac{1}{2} \left(\frac{x - \mu_1}{\sigma_1} \right)^2} + A_2 e^{\frac{1}{2} \left(\frac{x - \mu_2}{\sigma_2} \right)^2} + A_3 e^{\frac{1}{2} \left(\frac{x - \mu_3}{\sigma_3} \right)^2} + A_4 e^{\frac{1}{2} \left(\frac{x - \mu_4}{\sigma_4} \right)^2} \quad (13)$$

En la figura 7 se puede observar un ejemplo del resultado obtenido usando este ajuste.

4.2.2. Curvas de transmisión electrónica

La transmisión electrónica es la probabilidad de que un electrón primario pase del volumen de deriva al de amplificación a través de los agujeros de la *mesh*. Para su medida hay que considerar dos procesos: la posible recombinación y captura de los electrones primarios en el volumen de deriva antes de llegar a la mesh y la probabilidad de que los electrones se queden

Gas	Voltaje del ánodo (V)									
	1 bar	2 bar	3 bar	4 bar	5 bar	6 bar	7 bar	8 bar	9 bar	10 bar
Ar+1 %iso	260	300	330	350	400	430	460	490	520	550
Ne+2 %iso	-	-	-	-	380	400	420	440	460	480

Tabla 2: Valores de la tensión de ánodo a la que se han tomado las medidas correspondientes a las curvas de transparencia para cada presión.

atrapados en la mesh y no lleguen al ánodo. El primer proceso domina para campos de deriva muy pequeños ($E_{drift} \sim 10 - 20$ V/cm/bar) y el segundo para campos muy grandes, aunque en estas medidas no ha llegado a observarse.

Para obtener las curvas de transmisión se ha fijado el voltaje del ánodo y se ha variado el voltaje de deriva, para obtener así la dependencia de la transmisión electrónica con el cociente del campo de deriva/campo de amplificación (Figura 8, arriba) y con el campo de deriva (Figura 8, abajo) para cada mezcla de gases y para cada presión. Los valores de la tensión del ánodo para los que se ha tomado cada curva se recogen en la tabla 2.

El valor de la transmisión electrónica se obtiene a partir de la ganancia (n° de e^- después de la avalancha) de cada medida. En la figura 8 se puede ver como llegado cierto punto este valor se vuelve independiente del campo de deriva, lo que sugiere que en ese rango la transmisión de la *mesh* es cercana al 100 %. Por ello se ha normalizado el valor de la ganancia a ese valor, obteniendo así la transmisión electrónica. En estas medidas el valor de normalización ha sido el obtenido para $E_{deriva} = 200V/cm/bar$, para el que la transmisión es máxima en todos los casos.

4.2.3. Curvas de ganancia

Después de medir la transmisión electrónica, se fija el valor de $E_{deriva} = 200V/cm/bar$, para el que hay transparencia total y se ha variado el voltaje del ánodo desde niveles muy bajos (ceranos al límite de ruido) hasta el valor límite para el que empiezan a saltar chispas entre el ánodo y la mesh, provocando una caída en la tensión que se recupera en unos pocos segundos. Como criterio se ha dejado de tomar datos cuando el ritmo de chispas supera 1 cada 30s.

Usando la calibración que se había hecho previamente de la cadena electrónica (sección 4.1) se obtiene el valor de la ganancia en función del campo de amplificación. En la figura 9 se pueden ver que la ganancia máxima es mayor que $1,7 \times 10^3$ para $Ar + 1\%iC_4H_{10}$ y que $1,7 \times 10^4$ para $Ne + 2\%iC_4H_{10}$ para todas las presiones estudiadas y que aunque se observa que la ganancia decrece con la presión, la dependencia es mucho menor que la observada en experimentos similares con otras mezclas de gases [17, 15].

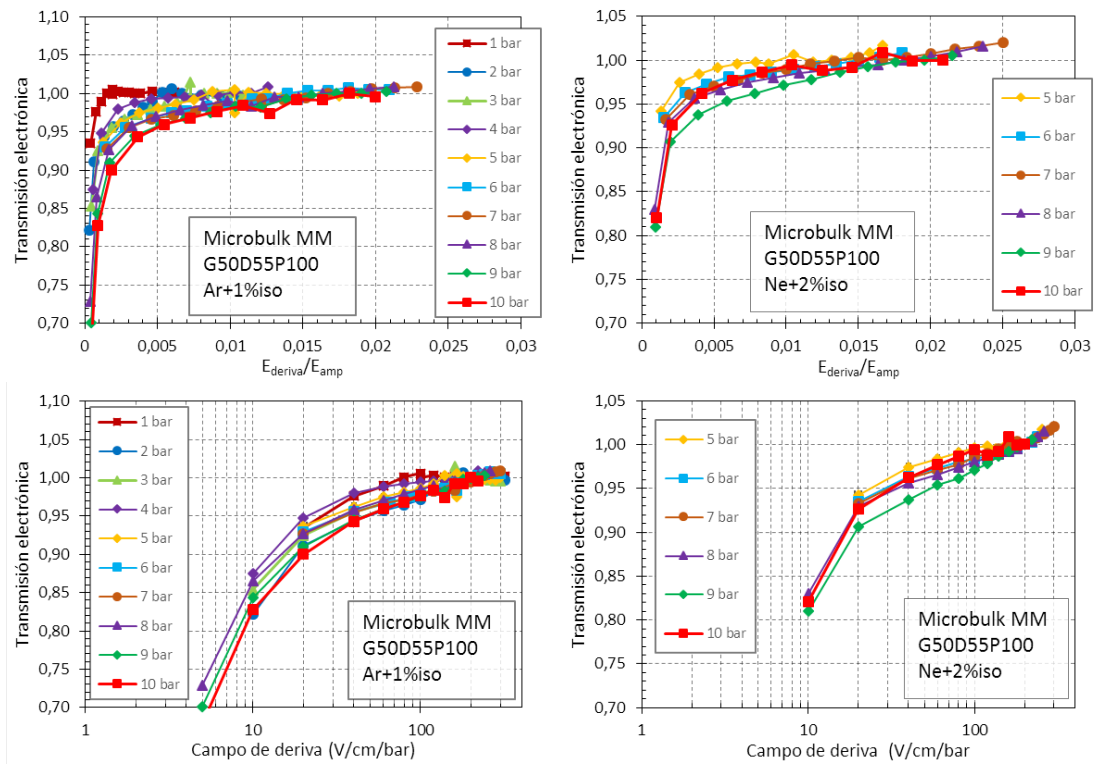


Figura 8: Dependencia de la transmisión electrónica con el cociente entre los campos de deriva y amplificación (arriba) y con el campo de deriva reducido (abajo) en $\text{Ar} + 1\% i\text{C}_4\text{H}_{10}$ (izquierda) y $\text{Ne} + 2\% i\text{C}_4\text{H}_{10}$ (derecha).

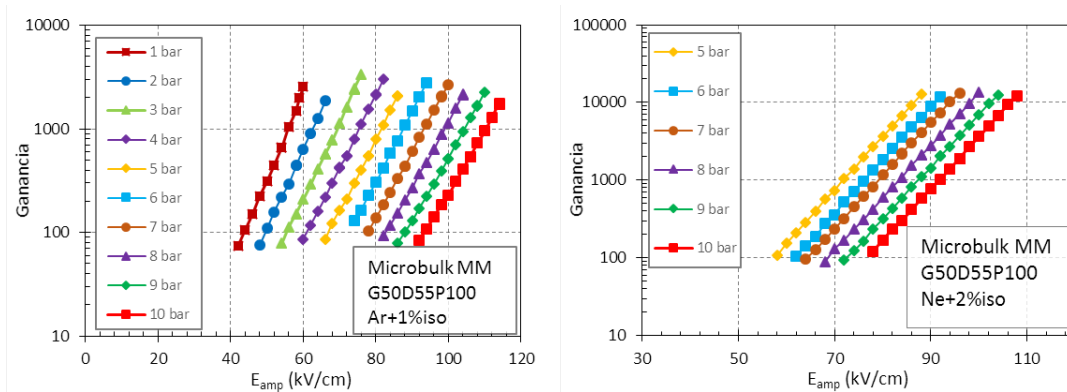


Figura 9: Dependencia de la ganancia con el campo de amplificación en $\text{Ar} + 1\% i\text{C}_4\text{H}_{10}$ (izquierda) y $\text{Ne} + 2\% i\text{C}_4\text{H}_{10}$ (derecha).

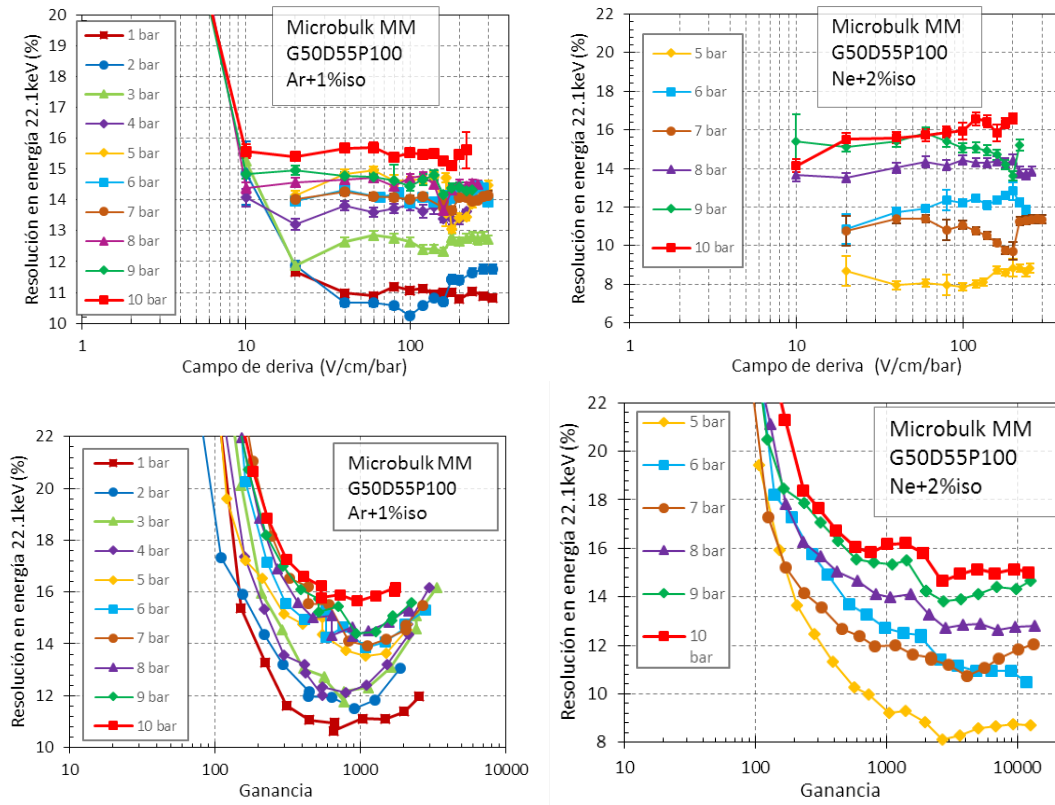


Figura 10: Dependencia de la resolución con el campo de deriva (arriba) y con la ganancia (abajo) en $Ar + 1\%iC_4H_{10}$ (izquierda) y $Ne + 2\%iC_4H_{10}$ (derecha).

4.2.4. Curvas de resolución

Del espectro ajustado se obtiene una medida de la resolución como el porcentaje de la anchura(%FWHM) a media altura del pico K_{α} respecto de su posición, en la figura 10 se muestra la dependencia con el campo de deriva (arriba) y con la ganancia (abajo). Se puede ver como la resolución tiene un rango óptimo para todas las presiones, por debajo del cual empeora mucho, ya que se acerca al umbral determinado por el ruido electrónico.

La resolución óptima se degrada con el aumento de la presión, pasando de 10,6% a 1 bar a 15,6% a 10 bar en Ar y de 8,9% a 5 bar a 14,7% a 10 bar en Ne. Estos valores mejoran los obtenidos previamente en TREX-DM usando un detector tipo bulk[30].

5. Conclusiones

En este trabajo se ha realizado un estudio sobre la Materia Oscura, el origen de su planteamiento y los posibles candidatos a constituirarla, entre ellos los WIMPs que son el candidato más estudiado hasta ahora. Tras la revisión hecha en la sección 3.3 de los esfuerzos experimentales que se están llevando a cabo para su detección y visto que el límite de exclusión para WIMPs de masa relativamente alta ($M_\chi > 50\text{GeV}$) se ha disminuido enormemente en los últimos años sin haber obtenido aún ningún resultado positivo (y confirmado por más de un experimento), resultan cada vez más interesantes los experimentos sensibles a WIMPs de baja masa como TREX-DM.

Como colaboración con el proyecto TREX-DM y antes de su puesta en marcha en el LSC, se han realizado medidas con un detector Microbulk Micromegas en dos mezclas de gases, $\text{Ar} + 1\%i\text{C}_4\text{H}_{10}$ y $\text{Ne} + 2\%i\text{C}_4\text{H}_{10}$, caracterizándolo en términos de transmisión electrónica, resolución energética y ganancia.

Se ha observado que la resolución energética para 22,1 keV empeora con la presión, pasando de 10,6% a 1 bar a 15,6% a 10 bar en Ar y de 8,9% a 5 bar a 14,7% a 10 bar en Ne, pero *estos resultados mejoran los obtenidos previamente en TREX-DM*. En términos de la ganancia, se han alcanzado valores máximos por encima de $1,7 \times 10^3$ para $\text{Ar} + 1\%i\text{C}_4\text{H}_{10}$ y de $1,7 \times 10^4$ para $\text{Ne} + 2\%i\text{C}_4\text{H}_{10}$. La ganancia máxima baja con el aumento de la presión, de $3,4 \times 10^3$ a 3 bar a $1,7 \times 10^3$ a 10 bar en Ar y de $3,1 \times 10^4$ a 5 bar a $1,7 \times 10^4$ a 10 bar en Ne.

No se habían tomado medidas de este tipo, usando Ar y Ne a presión con un plano de lectura Microbulk Micromegas y *los resultados obtenidos en cuanto a la poca degradación de la ganancia con el incremento de la presión son especialmente relevantes*, lo que motiva no sólo a usar este tipo de plano de lectura en TREX-DM si no también a publicar los resultados obtenidos en un futuro próximo.

Estos resultados confirman que los planos de lectura Microbulk Micromegas son una buena elección para la búsqueda de WIMPs de baja masa y que tienen una buena respuesta en mezclas gaseosas basadas en Argon y Neon a alta presión, aún así, todavía no se han fabricado planos de mayor tamaño, en este contexto, el detector PandaX-III implementará un plano de $\sim 1\text{m}^2$ de superficie que está siendo construido actualmente.

Referencias

- [1] AARTSEN, M. G. ET AL. Search for annihilating dark matter in the sun with 3 years of icecube data. *The European Physical Journal C* 77, 3 (2017), 146.
- [2] ABDALLAH, H. ET AL. Search for dark matter annihilations towards the inner galactic halo from 10 years of observations with h.e.s.s. *Phys. Rev. Lett.* 117 (Sep 2016), 111301.
- [3] ADRIANI, O. ET AL. An anomalous positron abundance in cosmic rays with energies 1.5-100[thinsp]gev. *Nature* 458, 7238 (Apr. 2009), 607–609.
- [4] AGNESE, R. ET AL. Search for low-mass weakly interacting massive particles with supercdms. *Phys. Rev. Lett.* 112 (Jun 2014), 241302.
- [5] AGUILAR, M. ET AL. First result from the alpha magnetic spectrometer on the international space station: Precision measurement of the positron fraction in primary cosmic rays of 0.5~350 gev. *Phys. Rev. Lett.* 110 (Apr 2013), 141102.
- [6] AKERIB, D. S. ET AL. Results from a search for dark matter in the complete lux exposure. *Phys. Rev. Lett.* 118 (Jan 2017), 021303.
- [7] ANDRIAMONJE, S., ATTIE, D., BERTHOUMIEUX, E., CALVIANI, M., COLAS, P., DAFNI, T., FANOURAKIS, G., FERRER-RIBAS, E., GALAN, J., GERALIS, T., GIGANON, A., GIOMATARIS, I., GRIS, A., SANCHEZ, C. G., GUNSING, F., IGUAZ, F. J., IRASTORZA, I., OLIVEIRA, R. D., PAPAEVANGELOU, T., RUZ, J., SAVVIDIS, I., TEIXERA, A., AND TOMÁS, A. Development and performance of microbulk micromegas detectors. *Journal of Instrumentation* 5, 02 (2010), P02001.
- [8] ANGLOHER, G. ET AL. Results from 730 kg days of the cress-t-ii dark matter search. *The European Physical Journal C* 72, 4 (2012), 1971.
- [9] BAHCALL, N. A., AND FAN, X. A lightweight universe? *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America* 95, 11 (1998), 5956–5959.
- [10] BEGEMAN, K. G., BROEILS, A. H., AND SANDERS, R. H. Extended rotation curves of spiral galaxies: dark haloes and modified dynamics. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 249, 3 (apr 1991), 523–537.
- [11] BEHNKE, E. ET AL. Spin-dependent wimp limits from a bubble chamber. *Science* 319, 5865 (2008), 933–936.
- [12] BERNABEI, E. A. Final model independent result of dama/libra-phase1. *The European Physical Journal C* 73, 12 (2013), 2648.

- [13] BERTONE, G., HOOPER, D., AND SILK, J. Particle dark matter: evidence, candidates and constraints. *Physics Reports* 405, 5-6 (jan 2005), 279–390.
- [14] BOLIEV, M., DEMIDOV, S., MIKHEYEV, S., AND SUVOROVA, O. Search for muon signal from dark matter annihilations in the sun with the baksan underground scintillator telescope for 24.12 years. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* 2013, 09 (2013), 019.
- [15] BONDAR, A., BUZULUTSKOV, A., AND SHEKHTMAN, L. High pressure operation of the triple-gem detector in pure ne, ar and xe. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 481, 1 (2002), 200 – 203.
- [16] BRONIĆ, I. K., AND GROSSWENDT, B. Ionization yield formation in argon-isobutane mixtures as measured by a proportional-counter method. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* 117, 1 (1996), 5 – 17.
- [17] CEBRIÁN, S., DAFNI, T., FERRER-RIBAS, E., GIOMATARIS, I., GONZALEZ-DIAZ, D., GÓMEZ, H., HERRERA, D. C., IGUAZ, F. J., IRASTORZA, I. G., LUZON, G., RODRÍGUEZ, A., SEGUI, L., AND TOMÁS, A. Micromegas-tpc operation at high pressure in xenon-trimethylamine mixtures. *Journal of Instrumentation* 8, 01 (2013), P01012.
- [18] CERDEÑO, D. G. Detection and identification of dark matter. *International Journal of Modern Physics: Conference Series* 01 (jan 2011), 98–107.
- [19] CHOI, K. ET AL. Search for neutrinos from annihilation of captured low-mass dark matter particles in the sun by super-kamiokande. *Phys. Rev. Lett.* 114 (Apr 2015), 141301.
- [20] CLOWE, D., GONZALEZ, A., AND MARKEVITCH, M. Weak-lensing mass reconstruction of the interacting cluster 1e 0657-558: Direct evidence for the existence of dark matter. *The Astrophysical Journal* 604, 2 (apr 2004), 596–603.
- [21] COARASA, I. ET AL. Annual modulation of dark matter: The anais-112 case. *ArXiv e-prints* (Apr. 2017).
- [22] COLLABORATION, M. Limits to dark matter annihilation cross-section from a combined analysis of magic and fermi-lat observations of dwarf satellite galaxies. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* 2016, 02 (2016), 039.
- [23] E. APRILE ET AL. First dark matter search results from the xenon1t experiment.
- [24] E. ARMENGAUD ET AL. Constraints on low-mass wimps from the edelweiss-iii dark matter search. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* 2016, 05 (2016), 019.

- [25] FELIZARDO, M. ET AL. Final analysis and results of the phase ii simple dark matter search. *Phys. Rev. Lett.* 108 (May 2012), 201302.
- [26] GARCÍA, J. *Solar Axion search with Micromegas Detectors in the CAST Experiment with ^3He as buffer gas*. PhD thesis, Univ. Zaragoza, 2015.
- [27] GIOMATARIS, Y., REBOURGEARD, P., ROBERT, J., AND CHARPAK, G. Micromegas: a high-granularity position-sensitive gaseous detector for high particle-flux environments. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 376, 1 (1996), 29 – 35.
- [28] GRIEST, K. Galactic microlensing as a method of detecting massive compact halo objects. *The Astrophysical Journal* 366 (jan 1991), 412.
- [29] IGUAZ, F. J., FERRER-RIBAS, E., GIGANON, A., AND GIOMATARIS, I. Characterization of microbulk detectors in argon- and neon-based mixtures. *Journal of Instrumentation* 7, 04 (2012), P04007.
- [30] IGUAZ, F. J., GARZA, J. G., AZNAR, F., CASTEL, J. F., CEBRIÁN, S., DAFNI, T., GARCÍA, J. A., IRASTORZA, I. G., LAGRABA, A., LUZÓN, G., AND PEIRÓ, A. Trex-dm: a low-background micromegas-based tpc for low-mass wimp detection. *The European Physical Journal C* 76, 10 (2016), 529.
- [31] IGUAZ, F.J. ET AL. Microbulk micromegas in non-flamable mixtures of argon and neon at high pressure. *Pendiente de publicación* (2017).
- [32] JUNGMAN, G., KAMIONKOWSKI, M., AND GRIEST, K. Supersymmetric dark matter. *Physics Reports* 267, 5–6 (1996), 195 – 373.
- [33] K.A. OLIVE ET AL. (PARTICLE DATA GROUP). Review of particle physics. *Chinese Physics C* 38, 9 (aug 2014), 090001.
- [34] KURYLOV, A., AND KAMIONKOWSKI, M. Generalized analysis of the direct weakly interacting massive particle searches. *Physical Review D* 69, 6 (mar 2004).
- [35] MARKEVITCH, M., GONZALEZ, A. H., CLOWE, D., VIKHLININ, A., FORMAN, W., JONES, C., MURRAY, S., AND TUCKER, W. Direct constraints on the dark matter self-interaction cross section from the merging galaxy cluster 1e 0657-56. *The Astrophysical Journal* 606, 2 (may 2004), 819–824.
- [36] PACZYNSKI, B. Gravitational microlensing by the galactic halo. *The Astrophysical Journal* 304 (may 1986), 1.
- [37] PAOLIS, F. D., INGROSSO, G., JETZER, P., AND RONCADELLI, M. A case for a baryonic dark halo. *Physical Review Letters* 74, 1 (jan 1995), 14–17.

- [38] PECCEI, R. D., AND QUINN, H. R. CPConservation in the presence of pseudoparticles. *Physical Review Letters* 38, 25 (jun 1977), 1440–1443.
- [39] R. ADAM ET AL. (PLANCK COLLABORATION). Planck2015 results. *Astronomy & Astrophysics* 594 (sep 2016), A1.
- [40] S. ADRIÁN-MARTÍNEZ ET AL. Limits on dark matter annihilation in the sun using the antares neutrino telescope. *Physics Letters B* 759 (2016), 69 – 74.
- [41] S. ARCHAMBAULT AND ET AL. Constraints on low-mass wimp interactions on 19f from picasso. *Physics Letters B* 711, 2 (2012), 153 – 161.
- [42] SPURIO, M. *Particles and Astrophysics*. Springer International Publishing, 2015.
- [43] S.Y.F. CHU, L. E., AND FIRESTONE, R. The lund/lbnl nuclear data search: <http://nucleardata.nuclear.lu.se/toi/>.
- [44] T-REX COLLABORATION. Página web del proyecto: <http://gifna.unizar.es/trex/>.
- [45] TAN, ANDI ET AL. Dark matter results from first 98.7 days of data from the pandax-ii experiment. *Phys. Rev. Lett.* 117 (Sep 2016), 121303.
- [46] TYSON, J. A., AND FISCHER, P. Measurement of the mass profile of abell 1689. *The Astrophysical Journal* 446 (Jun 1995), L55.
- [47] UNDAGOITIA, T. M., AND RAUCH, L. Dark matter direct-detection experiments. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics* 43, 1 (2016), 013001.
- [48] ZWICKY, F. Republication of: The redshift of extragalactic nebulae. *General Relativity and Gravitation* 41, 1 (2009), 207–224.